

УДК 537.312

ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТАЦИОННОГО ВКЛАДА В ВАХ МОНОКРИСТАЛЛОВ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ ВБЛИЗИ T_c

А. И. Головашкин, И. С. Левченко, Ч. Шукуров,
Физический институт РАН, Москва, Россия

А. И. Байков
Институт общей физики РАН, Москва, Россия

Выполнены измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ вблизи температуры фазового перехода в сверхпроводящее состояние ($T > T_c$), выявлена нелинейность ВАХ в широком температурном интервале. Нелинейность ВАХ ВТСП около T_c объясняется флуктуациями параметра порядка. Предложен метод определения флуктуационного вклада σ_f в проводимость сверхпроводников на основе измерения ВАХ. В интервале 95÷105 К определены температурные зависимости флуктуационной σ_n и нормальной σ_n проводимостей монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.

Широкомасштабные применения высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), как ожидается [1], в первую очередь будут связаны с электроникой, СВЧ-техникой, возможно с ЭВМ. Сверхчувствительные измерительные приборы, основанные на использовании джозефсоновских переходов, сквиды займут достойное место в медицине, биологических исследованиях, георазведке и других важных областях. Для многих из этих приложений важно знать свойства ВТСП-устройств вблизи температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c . Особенно это важно для устройств, работающих в режиме переключения (переключатели, ограничители сигналов, фильтры и т. д.).

Одной из особенностей ВТСП является наличие широкой флуктуационной области температур около T_c . В отличие от обычных (низкотемпературных) сверхпроводников эта область может достигать 20—30 К. В этой области флуктуации параметра порядка приводят к заметному изменению электрофизических и магнитных характеристик материала. Обычно флуктуационный вклад в проводимость

измеряется по температурной зависимости удельного сопротивления. Однако для многих устройств основной характеристикой является вольт-амперная характеристика (ВАХ), поэтому для таких устройств на основе ВТСП важно знать влияние флуктуационных явлений именно на форму ВАХ.

Изучению вольт-амперных характеристик высокотемпературных сверхпроводников посвящены многие работы [2—7]. Основная их часть относится к исследованию природы и поведения вихревой структуры магнитного потока вблизи T_c (модель Костерлица-Таулесса, вихревые модели Андерсена, Кима и др.). Измерение ВАХ при этом проводится в непосредственной близости или ниже температуры фазового перехода сверхпроводник — нормальный металл T_c . В то же время результаты экспериментальных исследований сверхпроводников при температурах $T \geq T_c$ показали, что их ВАХ носят нелинейный характер. У ВТСП нелинейность ВАХ обнаруживается при температурах, на 10—20 К превышающих T_c . Причем такое поведение ВАХ характерно не только для ВТСП-керамик, но и для монокристаллических образцов [7].

В настоящей работе измерены ВАХ монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) при $T \geq T_c$, предложен метод разделения флуктуационного вклада σ_f и нормальной проводимости σ_n и определены температурные зависимости σ_f и σ_n в области температур $T = 95—105$ К. Некоторые предварительные результаты были опубликованы в работе [8].

Метод определения σ_f и σ_n по форме ВАХ

Экспериментальные данные показывают, что нелинейность ВАХ-образцов YBCO наблюдается при $T > T_c$, где флуктуационный вклад в проводимость σ_f является заметной величиной. Можно предположить, что природа указанной нелинейности ВАХ связана именно с наличием флуктуационного вклада σ_f , т. е. в этой области температурная зависимость проводимости образца $\sigma(T) = \sigma_f(T) + \sigma_n(T)$, где $\sigma_f(T)$ — флуктуационная добавка к проводимости, $\sigma_n(T)$ — нормальная проводимость образца без флуктуационного вклада, T — температура. При заданной температуре ВАХ такого образца будет иметь вид:

$$E(j) = j/\sigma(T, j) = j/[\sigma_n + \sigma_f(j)]. \quad (1)$$

Здесь j — плотность тока; E — электрическое поле в образце.

Величина σ_n считается не зависящей от тока, а флуктуационная проводимость σ_f является функцией тока j . Полная проводимость образца σ , таким образом, также оказывается зависящей от j при температурах, где вкладом σ_f нельзя пренебречь. Поэтому измерение температурных и токовых зависимостей σ позволяет в принципе изучать влияние флуктуаций параметра порядка на форму ВАХ.

Распределение вкладов σ_n и σ_f в полную проводимость обычно проводится путем экстраполяции зависимости $\sigma_n(T)$ из области, где величиной σ_f можно пренебречь, в область низких температур. Такая операция часто неоднозначна, особенно для неидеальных образцов или образцов с нелинейной температурной зависимостью сопротивления $\rho_n(T) = \sigma_n^{-1}(T)$. По существу, вопрос о том, при

каких температурах кончается флуктуационный вклад в $\sigma(T)$, также решается произвольно. Измерение ВАХ позволяет разделить эти вклады экспериментальным путем, в том числе и при нелинейной температурной зависимости ρ_n .

Аппроксимируем ВАХ при заданной T полиномом N -го порядка:

$$E(j) = \sum_{\kappa=1}^N a_{\kappa} j^{\kappa} \quad (2)$$

Коэффициенты a_{κ} определяются экспериментально по форме ВАХ. Используя для $E(j)$ выражение (1), легко связать коэффициенты a_{κ} с производными функции $E(j)$ по j .

Рассмотрим простейший случай малых токов и область температур, где наблюдается слабая зависимость σ_f от j . Тогда ограничиваясь в разложении для ВАХ (2) двумя членами, найдем:

$$\sigma_n + \sigma_f(0) = 1/a_1,$$

$$[\sigma_n + \sigma_f(j)]^2 \left[\frac{\partial}{\partial j} \sigma_f(0) \right]^{-1} = -1/a_2. \quad (3)$$

Отсюда:

$$\frac{\partial}{\partial j} \sigma_f(0) = a_2/a_1^2. \quad (4)$$

Отметим, что учет квадратичного члена в выражении для ВАХ является лишь методическим упрощением, не учитывающим нечетность функции $E(j)$ при малых j . Точнее, нужно было бы получить соответствующие формулы при конечном T

$j = j_0$, который тем не менее считается малым. Тогда коэффициенты a_1 и a_2 определяются при этом токе j_0 . Ток j_0 — это, например, ток, при котором измеряется температурная зависимость сопротивления. Поэтому в формулах (3), (4) $\sigma_f(0) = \sigma_f(j \rightarrow 0)$, и производные берутся в точке $j \rightarrow 0$. Таким образом, из экспериментальной ВАХ может быть найдена производная флуктуационной проводимости по току по формуле (4).

Разложение (2) можно выполнить и вблизи заданного тока j_0 , например, рабочего тока, при котором измеряется T_c и температурная зависимость проводимости (если ток нельзя считать малым). В этом случае коэффициенты a_1 и a_2 будут определять форму ВАХ вблизи $j = j_0$ и величина σ_f будет соответствовать этому значению тока. При немалом значении j_0 может уже сказываться нагрев образца, что необходимо учитывать.

Для разделения вкладов σ_n и σ_f необходимо задаться видом зависимости $\sigma_f(j)$. Существует несколько моделей, описывающих флуктуационную проводимость вблизи T_c [9—12]. В этих моделях величина $\sigma_f \equiv f(\epsilon)$, $\epsilon = \epsilon(j) = \ln [T/T_c(j)]$. Поэтому при малых токах σ_f будет зависеть от j главным образом через зависи-

мость $T_c(j)$. Вид функции $f(\varepsilon)$ определяется конкретной моделью и размерностью флуктуаций параметра порядка.

Для заданной температуры, учитывая (4) и теоретическое выражение для флуктуационной проводимости $f(\varepsilon)$, можно записать для экспериментальной величины $\sigma_f(0)$:

$$\sigma_f(0) = -a_2 / (B_0 a_1^2), \quad (5)$$

где постоянная

$$B_0 = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[\ln f(\varepsilon_0) \right] \frac{\partial}{\partial j} \varepsilon_0. \quad (6)$$

Здесь $\varepsilon_0 \equiv \varepsilon(0)$, т. е. $\varepsilon(j)$ при $j \rightarrow 0$. Производные также берутся при $j \rightarrow 0$. Нормальная проводимость σ_n находится из выражения

$$\sigma_n = 1/a_1 + a_2 / (B_0 a_1^2). \quad (7)$$

Задавая для соответствующей модели явный вид зависимости $f(\varepsilon)$, получим для каждой T величины $\sigma_f(0)$ и σ_n по формулам (5)–(7). При этом величина

$\frac{\partial}{\partial j} \varepsilon_0 = -\frac{\partial}{\partial j} \ln T_{C0}$ должна быть определена из независимого эксперимента. Здесь

$T_{C0} = T_C(0)$ — критическая температура при $j \rightarrow 0$, $\frac{\partial}{\partial j} T_{C0} = \frac{\partial}{\partial j} T_C$ при $j \rightarrow 0$.

Для модели Асламазова-Ларкина (АЛ) [9] явный вид функции $f(\varepsilon) = A\varepsilon^{-\gamma}$, где γ зависящая от размерности флуктуаций параметра порядка критическая степень; A — постоянная, равная $e^2/16\hbar d$ для двумерного (2D) случая и $e^2/32\hbar\xi_0$ — для трехмерного (3D) случая; d — толщина двумерной проводящей плоскости (слоя); ξ_0 — длина когерентности при $T = 0$; e — заряд электрона; \hbar — постоянная Планка. Следовательно, для этой модели имеем:

$$B_0 = (\gamma/\varepsilon_0) \frac{\partial}{\partial j} \ln T_{C0}.$$

Для модели Лоуренца-Дониака (ЛД) [10] $f(\varepsilon) = A\varepsilon^{-1}(1+2\alpha)^{-1/2}$, где $\alpha = 2\xi_0^2/\varepsilon L^2$ — параметр теории ЛД, L — расстояние между проводящими слоями. Следовательно

$$B_0 = (1+\alpha_0)(1+2\alpha_0)^{-1} \varepsilon_0^{-1} \frac{\partial}{\partial j} \ln T_{C0},$$

где $\alpha_0 = \alpha (j \rightarrow 0)$.

Для модели Маки-Томсона (МТ) [11—12] функции $f(\varepsilon)$ равна

$$f(\varepsilon) = \frac{2A}{\varepsilon - \delta} \ln \left\{ \varepsilon / \delta \left[1 + \alpha + (1 + 2\alpha)^{1/2} \right] \left[1 + \alpha \varepsilon / \delta + (1 + 2\alpha \varepsilon / \delta)^{1/2} \right]^{-1} \right\},$$

где $\delta = \pi \hbar / 8 k T \tau$ — параметр распаривания, τ — время релаксации флуктуирующих пар. Откуда

$$B_0 = (\varepsilon_0 - \delta) T_{C0}^{-1} \left\{ 1 - (1 - \delta / \varepsilon) (1 + 2\alpha_0)^{-1} \ln^{-1} \times \right. \\ \left. \times \left[\varepsilon_0 \delta^{-1} \left[1 + \alpha_0 + (1 + 2\alpha_0)^{1/2} \right] \left[1 + \alpha_0 \varepsilon_0 / \delta + (1 + 2\alpha_0 \varepsilon_0 / \delta)^{1/2} \right]^{-1} \right] \right\}.$$

Считается, что время релаксации флуктуирующих пар τ не зависит от j .

Во всех вышеуказанных моделях коэффициент B_0 определяется, в частности, величиной $\frac{\partial}{\partial j} T_{C0}$. При малых токах в первом приближении производную $\frac{\partial}{\partial j} T_{C0}$ можно считать постоянной. Поэтому этот параметр легко найти по зависимости $T_C(j)$. Можно решать и обратную задачу: используя определенные критерии, определить B_0 из экспериментальных данных и, зная другие параметры, найти отсюда $\frac{\partial}{\partial j} T_{C0}$.

Эксперимент

Для измерений T_c и ВАХ были использованы монокристаллические образцы $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, изготовленные по методу [13]. Образцы имели прямоугольную форму с размерами 0,5 x 0,6 x 0,06 мм³. Сопротивление образцов измерялось четырехконтактным методом с точностью 10 %. Контакты изготавливались нанесением индия на поверхность образца.

Предварительные результаты показали, что в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при $T > 94$ К осуществляется 2D-случай. Причем температурная зависимость флуктуационной проводимости описывается выражением АЛ [9]. Поэтому в настоящей работе для анализа результатов мы использовали 2D-модель АЛ ($\gamma = 1$).

Температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$ для одного из образцов показана на рис. 1. Другие образцы имели очень похожие зависимости $\rho(T)$. Резкость перехода и практически линейная зависимость $\rho_n(T)$ при $T > 140$ К говорят о хорошем качестве образца. Определение T_c при разных значениях измерительного тока I производилось по зависимостям $\rho_n(T)$, снимаемым вблизи перехода образца в сверхпроводящее состояние (рис. 2). Величина T_c опреде-

лялась по пересечению резкой части перехода с осью абсцисс. Точность измерения T в этой области составляла 0,1 %. Полученная зависимость $T_c(j)$ показана на рис. 3. На этом же рисунке даны зависимости от тока I температур перехода, определяющихся по величине $\rho = 0$ и по $\rho = 0,99\rho_n$, где ρ_n — нормальное сопротивление, определяемое как удвоенное значение $\rho(T^*)$, а T^* — температура, соответствующая максимуму производной $\frac{\partial \rho}{\partial T}$. Видно, что все эти кривые дают близкие величины $\frac{\partial T}{\partial j}$. Таким образом, данные, приведенные на рис. 2 и 3, позволили получить значения T_{C0} и $\frac{\partial T}{\partial j}$.

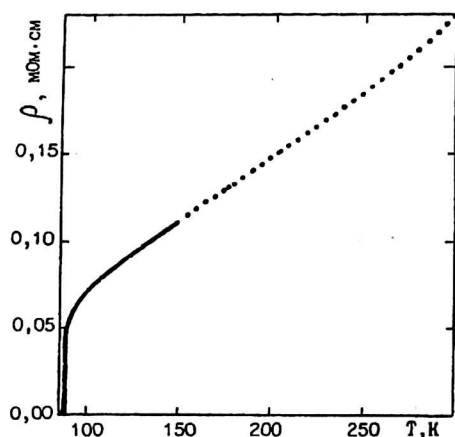


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления ρ от температуры для монокристаллического образца $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

Рис. 2. Зависимость $\rho(T)$ монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ вблизи перехода в сверхпроводящее состояние при разных значениях тока I , указанных для каждой кривой

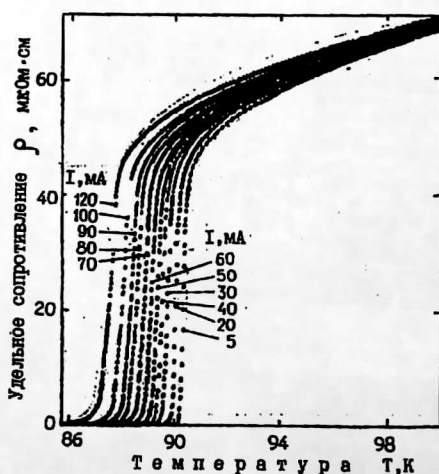
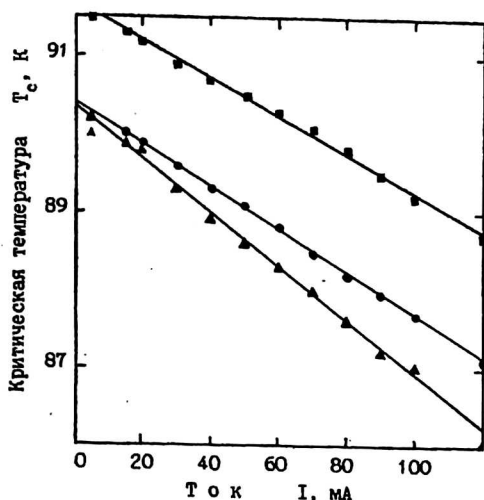


Рис. 3. Зависимость T_c монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ от измерительного тока I , найденная по значению $\rho = 0,99\rho_n$ (■), резкой части перехода (●) и при $\rho = 0$ (▲)



ВАХ образцов YBCO измерялись в области температур 94,8—105 К. В этой области температур ВАХ YBCO обнаруживают еще заметную нелинейность. В то же время наименьшая температура 94,8 К несколько превышает температуру 2D—3D кроссовера (94 К), найденную нами для YBCO [14]. ВАХ одного из образцов в области малых токов показаны на рис. 4 (образец № 1-S). Максимальное значение рабочего тока не превышало значение тока, использованного при измерении зависимостей $\rho(T)$. Малость этого тока позволяет пренебречь изменением температуры из-за нагрева образца рабочим током. На рис. 5 показаны ВАХ этого же образца для $T = 94,8$ и 104,9 К в более широком интервале токов.

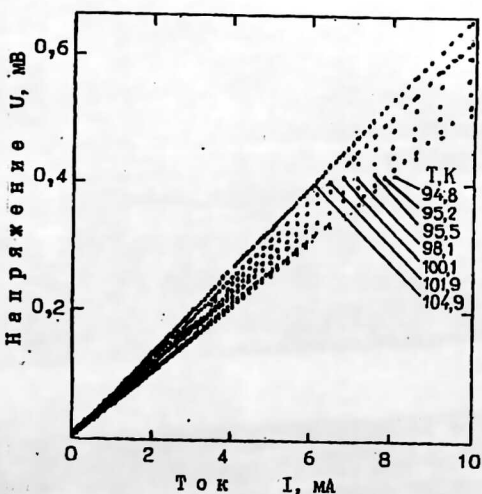


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при разных температурах (94,8—104,9 К). (Образец № 1-S)

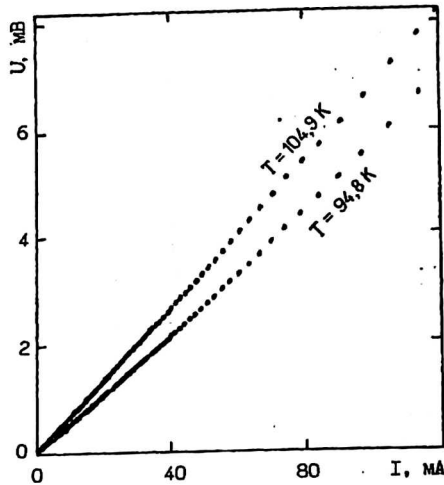


Рис. 5. ВАХ образца № 1-S монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ для двух температур в широком диапазоне токов

Кривые на рис. 4 с хорошей точностью аппроксимируются квадратичным полиномом, т. е. для ВАХ образцов YBCO члены третьего и более высоких порядков действительно малы в исследуемой области температур и токов. Полученные результаты, коэффициенты a_1 и a_2 и величины $\sigma_f(0)$ и σ_n для 2D случая ($\gamma = 1$), найденные по формулам (5) и (6), приведены в таблице

Параметры монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, полученные из ВАХ

T, K	$a_1 \cdot 10^5, \text{ Ом} \cdot \text{ см}$	$a_2 \cdot 10^{10},$ ($\text{ Ом} \cdot \text{ см}^3/\text{ A}$)	$\sigma_f(0) \cdot 10^{-3}, \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{ см}^{-1}$	$\sigma_n(0) \cdot 10^{-4},$ $\text{ Ом}^{-1} \cdot \text{ см}^{-1}$
94,8	5,09	26,0	7,03	1,26
95,2	5,17	21,6	6,49	1,28
95,5	5,22	18,2	6,08	1,31
98,1	5,72	7,10	3,49	1,40
100,1	5,98	3,68	2,19	1,45
101,9	6,25	2,63	1,75	1,43
104,9	6,58	2,08	1,59	1,36

Обсуждение

1. Температурные зависимости вычисленных на основе измерения ВАХ флуктуационной $\sigma_f(0)$ и нормальной σ_n проводимости согласуются с зависимостями этих величин, полученными традиционным методом [14]. На рис. 6—7 показаны температурные зависимости $\rho_n = 1/\sigma_n$ и $\sigma_f(0)$, найденные по ВАХ. В пределах нашей точности полученная по ВАХ зависимость $\rho_n(T)$ близка к прямой, экстраполированной от высоких температур по экспериментальной кривой $\sigma(T)$ для

того же образца. Некоторый разброс точек, полученных по ВАХ, свидетельствует о необходимости повышения точности этих измерений, если ставится цель определения параметров по этим данным. Тенденция к некоторому повышению ρ_n при низких температурах, найденная экспериментально (рис. 6), соответствует современным представлениям о зависимости ρ_n при $T < T_c$.

Рис. 6. Экспериментальная температурная зависимость $\rho(T)$ (●) и найденная по результатам измерения ВАХ зависимость $\rho(T)$ (▲) для монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (образец № 1-S). Пунктиром показана линейная экстраполяция зависимости $\rho(T)$ при высоких (более 140 К) температурах

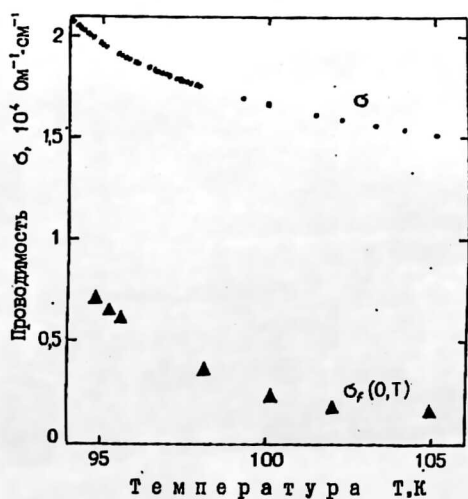
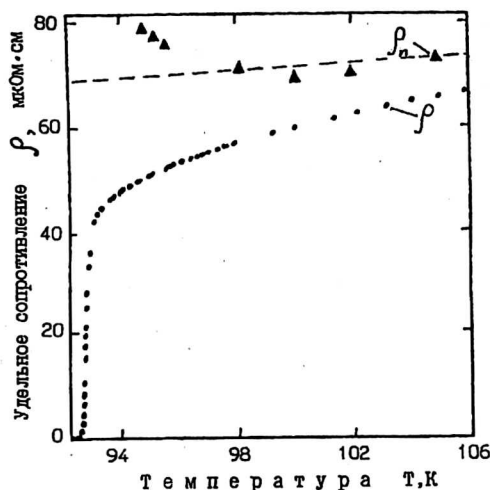


Рис. 7. Температурная зависимость $\sigma(T)$ (●; эксперимент) и рассчитанная по результатам измерений ВАХ зависимость $\sigma_f(0, T)$ (▲) для монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (образец № 1-S)

При температурах $T \leq 94$ К зависимость $\sigma_f(j)$ становится сильнее, так что уже недостаточно используемого квадратичного разложения для ВАХ. Кроме того,

анализ зависимостей σ_n и σ_f в этой близкой окрестности T_c осложняется $2D-3D$ кроссовером [14]. Использование более высоких степеней j в разложении (2) в исследуемой области температур может повысить точность расчета, однако в нашем случае это является превышением точности.

В том случае, когда и нормальная проводимость σ_n зависит от рабочего тока j , расчет усложняется и требуются дополнительные эксперименты. Однако, задаваясь простой зависимостью $\sigma_n(j)$, можно определить параметры и в этом случае.

В случае сильных токов, по-видимому, будет необходим и учет собственного магнитного поля этих токов. Это замечание особенно относится к области температур $T \leq T_c$ (которая не рассматривается в данной работе), где из-за возникновения вихрей магнитного потока и их движения будет сильно меняться зависимость $\rho(T)$.

2. Оценки температурных зависимостей σ_n и σ_f по ВАХ для монокристаллов YBCO в настоящей работе были проведены на основе двумерной модели АЛ [9]. Такая же оценка, сделанная нами с использованием выражения АЛ для $3D$ -флуктуаций, приводит к значительно худшему согласию с прямым экспериментом. Например, зависимость $\sigma_f(T)$ в исследованном интервале температур, рассчитанная по ВАХ с использованием $3D$ -формулы АЛ, оказывается даже более сильной, чем зависимость полной проводимости $\sigma(T)$. Такое явление могло бы наблюдаться, если бы величина $\sigma_n(T)$ при этих температурах резко возрастала, что противоречит прямым экспериментам по разрушению сверхпроводимости YBCO в магнитном поле.

Использование вместо модели АЛ других моделей (АД, МТ) из-за наличия в них дополнительных подгоночных параметров приводит к еще лучшему согласию, например, с экстраполированной зависимостью $\rho_n(T)$ в области достаточно сильных флуктуаций параметра порядка. Такая модель, в частности, должна учитывать уменьшение концентрации свободных носителей заряда из-за появления флуктуационных пар. Как показано в работах [15, 16], такое флуктуационное уменьшение N в проводящих плоскостях CuO_2 может приводить даже к понижению проводимости вдоль оси "с" при понижении температуры. Если эффект флуктуационного уменьшения N действительно достаточно силен, то должно быть различие "истинной" величины ρ_n и величины нормального сопротивления, измеряющегося в сильном магнитном поле, когда все флуктуации подавлены. В этом случае предлагаемый метод измерения флуктуационного вклада по ВАХ, при условии достаточной точности, может оказаться полезным для выяснения справедливости той или иной флуктуационной модели. Отметим, что влияние небольших изменений N из-за флуктуаций на величину проводимости может быть заметно именно в ВТСП, где невелика полная концентрация носителей заряда ($\cong 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$).

К сожалению, точность измерения ВАХ наших образцов недостаточна, чтобы однозначно приписать небольшое наблюдаемое нами уменьшение проводимости σ_n при понижении температуры (см. рис. 5) эффекту изменения N .

3. Предложенный выше и реализованный экспериментально метод определения флуктуационного вклада в проводимость по ВАХ может быть развит с использованием модуляционной методики. Рассматривая для простоты область слабой нелинейности ВАХ, когда $E(j) = a_1 j + a_2 j^2$, и используя для модуляционного

тока выражение $j = j_{\omega} \sin(\omega t)$, где j_{ω} — амплитуда, ω — круговая частота модулируемого тока, получим

$$E(j) = a_2 j_{\omega}^2 / 2 + a_1 j_{\omega} \sin(\omega t) - (a_2 j_{\omega}^2) / 2 \cos(2\omega t).$$

Измеряя амплитуды первой и второй гармоник и зная величину модулирующего тока j_{ω} , найдем при каждой T коэффициенты a_1 и a_2 . В случае сильной нелинейности для амплитуд гармоник надо пользоваться общими выражениями [17]. При таком варианте метода определение флуктуационного вклада может быть выполнено при меньших токах.

Заключение

В настоящей работе показано, что по форме ВАХ для ВТСП-монокристаллов в принципе можно определить вклад флуктуационной проводимости. Знание этого вклада важно не только для ВТСП-устройств электроники, работающих вблизи T_c (переключатели, фильтры, болометры и др.), но может оказаться полезным и для силовых устройств с большими токами. Важно, что флуктуационный вклад определяется здесь без дополнительного предположения о линейности зависимости $\rho_n(T)$. Наконец, сделано предложение о модуляционном (по гармоникам сигнала) методе определения флуктуационного вклада. Сочетание всех методов позволит не только определить этот вклад, но даст возможность проверки справедливости различных моделей.

Литература

1. Байков И. С., Головашкин А. И., Круглов В. Г., Байков А. И. // Прикладная физика. 1996. № 2. С. 3.
2. Enpuku K., Kisu T., Sako R. et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 1989. V. 28. L991.
3. Koch R. H., Foglietti V., Gallagher W. J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. P. 1511.
4. Yeh N. C., Tsuei C. C. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. P. 9708.
5. Tiernan W. M., Joshi R., Hallock R. B. // Ibid. 1993. V. 48. P. 3423.
6. Chang C. Y., Lue C. S., Chou Y. C. Ibid. 1994. V. 49. P. 1488.
7. Nilsson-Mellbin M., Parikh A., Salama K. / Physica C. 1994. V. 223. P. 19.
8. Головашкин А. И., Левченко И. С., Шукуров Ч. // Препринт / ФИАН. 1993, № 47.
9. Асламазов Л. Г., Ларкин А. И. // ФТТ. 1968. Т. 10. С. 1104
10. Lawrence J., Donich S. Proc. 12th Int. Conf. Low Temperature Physics. Kyoto, 1970, ed. Kanada E. (Tokyo, Keigaku), p. 361.
11. Maki K. // Progr. Theor. Phys. 1968. V. 39. P. 897; V. 40. P. 193.
12. Thompson R. S. // Phys. Rev. Lett. B. 1970, V. 1. P. 327.
13. Holm W., Andersson M., Rapp O. et al. // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. P. 4227.
14. Головашкин А. И., Левченко И. С., Шукуров Ч. // СФХТ. 1992. Т. 5. С. 2205; Препринт / ФИАН. 1993, № 30.
15. Ioffe L. B., Larkin A. I. et al. // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. P. 8936.
16. Balestrino G., Marinelli M. et al. // Ibid. P. 6037.
17. Васютин М. А., Кузьмичев Н. Д., Славкин В. В., Головашкин А. И., Левченко И. С. // Прикладная физика. 1995, № 2. С. 51.

* * *

Авторы благодарят Т. Г. Уварову за предоставление монокристалла YBCO. Работа поддерживается Научным советом направления "Сверхпроводимость" в рамках РНТП "Актуальные проблемы физики конденсированных сред" (проект № 96086) и РФФИ (проект № 95-02-06052).

RESEARCHES OF THE FLUCTUATION CONTRIBUTION TO IV-CURVES FOR SINGLE CRYSTAL $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ NEAR T_c

A. I. Golovashkin, I. S. Levchenko, Ch. Shukurov
P. N. Lebedev Physics Institute of RAS, Moscow, Russia

A. I. Baikov
General Physics Institute of RAS, Moscow, Russia

The measurements of IV-curves for single crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ near temperature of phase transition ($T > T_c$) to superconductive state have been carried out. It was revealed nonlinear IV-curves in a wide temperature interval. The nonlinear IV-curves of HTSC near T_c were explained by the order parameter fluctuations. It was developed the method of determination of the fluctuation contribution σ_f to conductivity of superconductors based on the measurements of IV-curves. The temperature dependencies of fluctuating σ_f and normal σ_n conductivity of single crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ in 95–105 K interval of temperature were found.