

УДК 538.945+537.312.62

ПЕРЕРОЗПОДІЛ ЛАБІЛЬНОЇ КОМПОНЕНТИ ФАЗОВЕ РОЗШАРУВАННЯ В СИЛЬНО НЕДОДОПОВАНИХ КИСНЕМ МОНОКРИСТАЛАХ $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re}=\text{Y}, \text{Ho}$)

Р.В. Вовк, І.Л. Гулатіс, М.О. Оболенський, А.А. Завгородній, О.В. Самойлов

Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна

Україна, 61077, м. Харків-77, пл. Свободи 4

e-mail: Ruslan.V.Vovk@univer.kharkov.ua

Надійшла до редакції 3 листопада 2008 р.

У роботі досліджено вплив відпалювання при кімнатних температурах на провідність в базисній площині монокристалів $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re}=\text{Y}, \text{Ho}$) з нестачею кисню, загартованих від температур 600-690°C. Показано, що в процесі відпалювання відбувається значна трансформація форми резистивних переходів в надпровідний стан. Одержані результати пояснюються впорядкуванням лабільного кисню без зміни його концентрації в зразку. Зроблена оцінка характерних розмірів кластерів, що характеризуються різним вмістом кисню, а також проведений порівняльний аналіз експериментальних даних з оцінками, одержаними в рамках кластерної теорії високотемпературної надпровідності.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: ВТНП, відпалювання, лабільний кисень, монокристали $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re}=\text{Y}, \text{Ho}$), псевдощілинний стан, надпровідні кластери.

Останнім часом однією з домінуючих версій виникнення псевдощілинної аномалії (ПЩ) у високотемпературних надпровідниках (ВТНП) є, так звана, кластерна модель [1-3]. Так, наприклад, в недавній теоретичній роботі [1] було встановлено, що критична температура (T_c) і температура відкриття псевдощілини T^* в ВТНП-сполуках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ однозначним чином пов'язані з розмірами надпровідних кластерів, утворених іонами кисню, що формують негативні U центри (NUC) які відповідають за генерацію носіїв у сполуці. При цьому стверджується, що ПЩ є ні чим іншим як тією ж надпровідною щільною, що виникає при $T > T_c$ в результаті флуктуацій великого числа квазічастинок між парним рівнем NUC і кисневою зоною [1]. При цьому передбачається, що при зменшенні рівня допування киснем середній розмір кластерів зменшується і відносні флуктуації заселеності NUC в цих кластерах наростають, що, у свою чергу, повинне викликати зростання T^* і зниження T_c [1]. У роботі [2] в рамках домішкового механізму високотемпературної надпровідності у припущенні, що в області, прилеглої до надпровідної фази з боку допінга, менше оптимального (псевдощілинної області), існують кінцеві надпровідні кластери, а межа надпровідної фази відповідає порогі існування нескінченного надпровідного кластера, була одержана верхня межа псевдощілинного стану як функція допінга. У роботі Абрикосова [3] зроблено спробу пояснити псевдощілинний стан на основі теорії перколяції в припущенні, що довжина когерентності пропорційна $T^* - T_c$. Проте, не дивлячись на значний накопичений літературний матеріал, дотепер не до кінця з'ясованими залишаються як сама природа структурних кластерних аномалій, так і механізми їх формування у ВТНП.

Сукупність досліджень різних фізичних властивостей сполук $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [4,5], показує наявність в них нерівноважного стану при достатньо значному ступені дефіциту кисню, який може бути індукований за допомогою докладання високого тиску [4] або стрибкоподібної зміни температури [5] і супроводжуватися процесами структурної релаксації. Це, у свою чергу, повинно відобразитися на ряді фізичних властивостей надпровідника. Наскільки нам відомо, до теперішнього часу в літературі практично відсутні дані щодо експериментальних досліджень впливу перерозподілу лабільного кисню в нерівноважному стані (при фіксованій концентрації кисню в зразку) на ПЩ-аномалію в системі 1-2-3. Враховуючи вищесказане, метою роботи було дослідження динаміки лабільного кисню і впливу перерозподілу кисню на критичну температуру і псевдощілину в монокристалах $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re}=\text{Y}, \text{Ho}$) сильно недодопованого складу.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИКИ

Монокристали $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re}=\text{Y}, \text{Ho}$) вирощували за розчин-розплавною технологією в золотому тиглі, згідно методики, детально описаної в [4,5]. Для проведення резистивних вимірювань були відібрані два кристали розмірами $1 \times 2,4 \times 0,04$ мм³ ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) і $1,2 \times 2 \times 0,05$ мм³ ($\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$). Електричні контакти створювали по стандартній 4-х контактній схемі шляхом нанесення срібної пасти на поверхню кристала з подальшим під'єднанням срібних провідників діаметром 0,05 мм і тригодинним відпалюванням при температурі 200°C в атмосфері кисню. Така процедура дозволяла одержувати перехідний опір контактів менше одного Ома і проводити резистивні вимірювання при транспортних струмах до 10 мА в ab-площині. Вимірювання проводили в режимі дрейфу температури при двох протилежних напрямках транспортного струму для виключення впливу паразитного сигналу. Температуру вимірювали платиновим терморезистором, напругу на зразку і зразковому опорі - нановольтметрами В2-38. Дані з вольтметрів через інтерфейс автоматично передавалися на комп'ютер.

Для зменшення вмісту кисню зразок відпалювали протягом доби при температурі 600°C ($\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) і

690°C ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) в атмосфері повітря. Після відпалювання кристали охолоджували до кімнатної температури протягом 2-3 хв., монтували у вимірювальному осередку і охолоджували до температури рідкого азоту протягом 10-15 хв. Всі вимірювання проводили на відігріванні зразка. Для дослідження впливу відпалювання при кімнатній температурі зразки, після першого вимірювання $\rho_{ab}(T)$, витримували протягом декількох годин при кімнатній температурі і проводили повторні вимірювання. Така процедура повторювалася кілька разів. Остання серія вимірювань була проведена після додаткової витримки зразка при кімнатній температурі протягом 3-5 діб.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ І ОБГОВОРЕННЯ

Температурні залежності електроопору і резистивні переходи в надпровідний стан цих кристалів, виміряні безпосередньо після охолодження від високих температур, представлені на рис.1 (a,b) - $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і рис.1 (c,d) - $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ кривими 1. Видно, що критичні температури, які відповідають середині надпровідного переходу, дорівнюють 40 К для першого і 71 К для другого кристалів.

Після першого вимірювання залежностей $\rho_{ab}(T)$ зразки відігрівалися до кімнатної температури. Через 20 годин проводили повторне вимірювання (криві 2). Видно, що через 20 годин після витримки зразків при кімнатній температурі їх електроопір знизився, а критична температура зросла. Після подальшої витримки зразків при кімнатній температурі протягом 3 діб електроопір виходив на насичення (криві 3). Частина кривих на рис.1 не вказана, щоб не ускладнювати загальну картину.

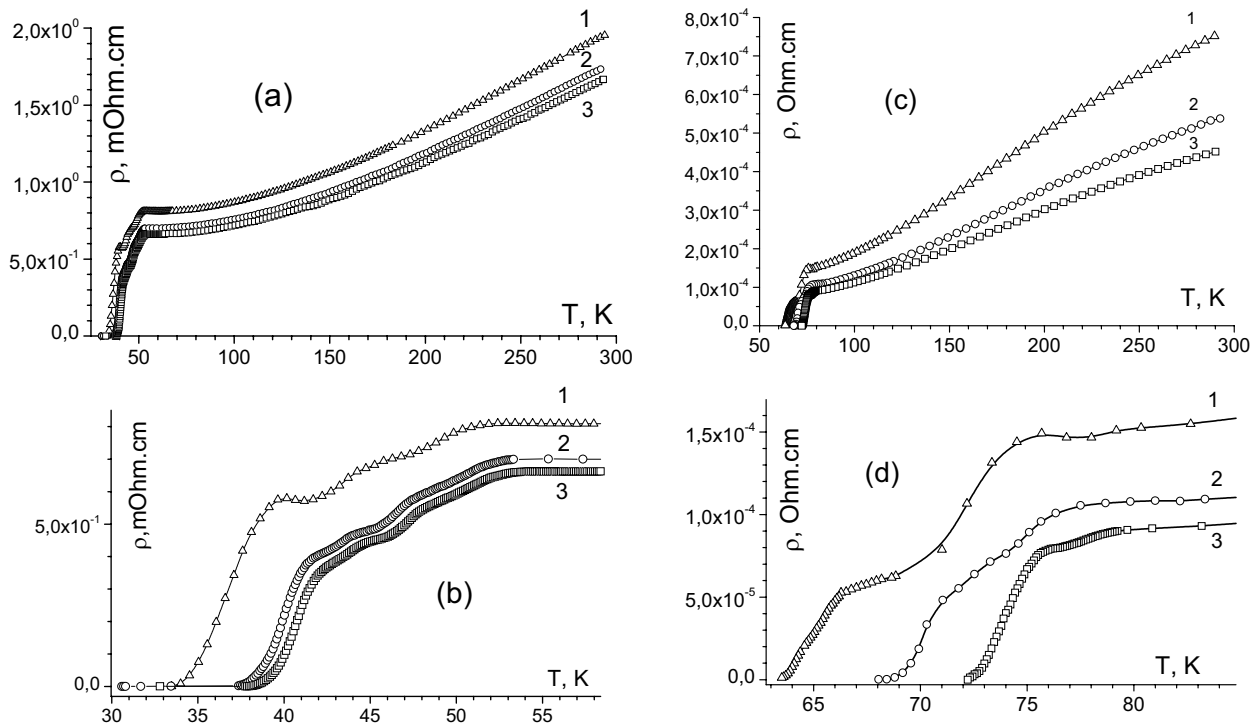


Рис.1. Температурні залежності електроопору (a,c), а також резистивні переходи в надпровідний стан (b,d) монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (a,b) - і $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (c,d).

Криві 1 виміряні безпосередньо після зниження вмісту кисню, а криві 2 і 3 - після поетапного відпалювання експериментальних зразків при кімнатних температурах протягом 20 годин і 5 діб, відповідно, без зміни вмісту кисню в об'ємі кристала.

Найвірогіднішою причиною зменшення електроопору є перерозподіл лабільного кисню в площинах Cu-O. Наприклад, невпорядкований високотемпературний розподіл атомів O(1) змінюється впорядкованим розподілом при низьких температурах. Таке пояснення представляється достовірним, якщо врахувати високий залишковий електроопір кристалів з дефіцитом кисню, що свідчить про великий внесок в електроопір розсіювання на дефектах структури і велика його зміна (до 40%) в процесі виходу на насичення. При цьому швидкість релаксації електроопору істотно залежала від температури, що свідчить про термоактиваційний характер процесу релаксації.

Використовуючи метод зміни кута нахилу кривих релаксації [6] можна визначити енергію активації процесу. На підставі наших вимірювань ми отримали значення енергії активації $3 \cdot 10^3$ К, для кривих 1, і $7 \cdot 10^3$ К, для кривих 2, мал. 1 (a) і (c). Після витримки зразків при кімнатній температурі протягом 3 діб енергія активації збільшилася до $12 \cdot 10^3$ К, що свідчить про те, що енергія активації є функцією розподілу кисню і збільшується у міру досягнення його рівноважного розподілу в зразку. Необхідно також відзначити, що отримані значення енергії активації знаходяться в розумній відповідності з величиною енергії активації самодифузії кисню в таких

сполуках, яка згідно [7], оцінюється в $6 \cdot 10^3 - 18 \cdot 10^3$ К, у залежності від вмісту кисню. Це ще раз підтверджує зроблений раніше висновок про те що релаксація електроопору в наших зразках зумовлена перерозподілом кисню.

Характерною особливістю резистивних переходів є їх ступінчаста форма. Це свідчить про те, що в монокристалі є декілька фаз, які ймовірно відрізняються одна від одної вмістом кисню, і, відповідно, мають різні температури переходу в надпровідний стан. Дійсно, як видно з рис.2, на якому показані ці ж переходи в координатах $d\rho_{ab}(T)/dT$, спостерігається декілька яскраво виражених піків. Згідно [8] максимуми на цих залежностях відповідають T_c . Таким чином, в наших експериментальних зразках спостерігається від двох ($\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) до трьох ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) таких фаз з різними T_c . Характерною особливістю впливу відпалювання при кімнатних температурах є те, що сходинки на резистивних переходах істотно згладжуються, а в окремих випадках практично зникають, як це спостерігається для кристала $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Відомо [9], що при зміні вмісту кисню в базисній площині сполук $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ можливе виникнення низки впорядкованих станів. Їх основною особливістю є мультиплікація осередку вздовж періоду b . Стехіометричним концентраціям кисню і вакансій можуть відповідати однофазні надструктури [9]. Для проміжних складів можливо або розупорядкування в системі кисень-вакансії або утворення суміші впорядкованих фаз або багатокластерних структур, що характеризуються відсутністю чітких меж між областями кристала з різним вмістом кисню і типом його впорядкування.

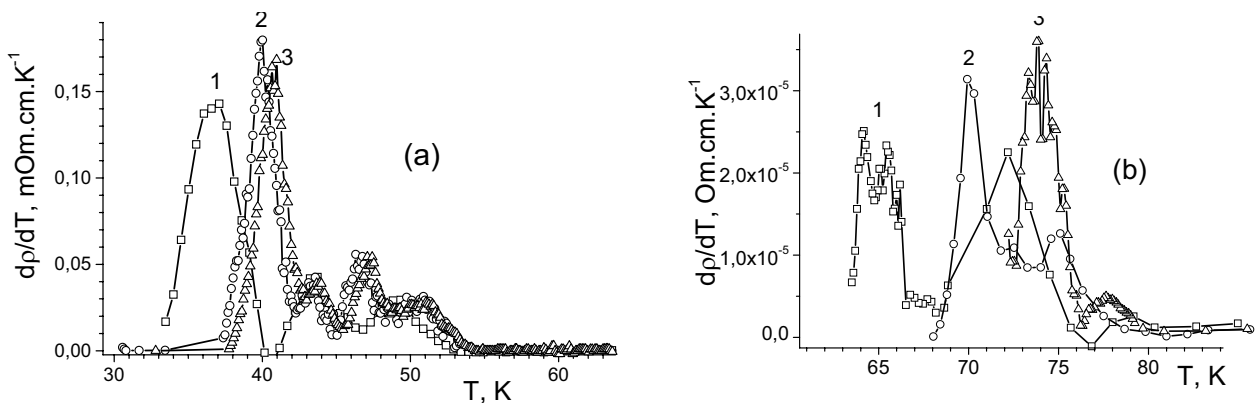


Рис.2. Резистивні переходи в надпровідний стан в координатах $d\rho_{ab}/dT$ - T монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (а) - і $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (б). Позначення кривих відповідає позначенням на рис.1.

Теоретично можливість упорядкування кисневих вакансій в базисній площині була передбачена в роботі [10]. У цій роботі розрахунки проводилися в рамках одновимірної моделі Ізінга і проведено моделювання методом Монте-Карло. Подальші експериментальні дослідження підтвердили висновки зроблені в цій роботі. Так, наприклад, можливість атомного впорядкування була вивчена в [11] на підставі дослідження ряду фізичних властивостей керамічних зразків $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. При цьому було показано, що в результаті нагрівання таких зразків при температурах в інтервалі $200-450^\circ\text{C}$, а також їх ізотермічної витримки і охолодження змінюється співвідношення між концентраціями кисню і вакансій в площині $\text{Cu}(1)\text{-O}(1)$ і утворюються впорядковані стани при $\delta = 6,83$; $6,8$; $6,75$ і $6,67$. Впорядкування чітко виявляється на залежностях об'єму надпровідної фази і провідності при кімнатній температурі. Кореляція між цими двома характеристиками дозволила авторам обґрунтувати уявлення про надпровідний кластер, структура якого близька до впорядкованої, а концентрація носіїв заряду – до значення, що відповідає заповненню цілого числа зон.

Зменшення електроопору, що спостерігається в нашій роботі в процесі відпалювання, також свідчить про впорядкування в системі кисень - вакансії. Тому слід очікувати, принаймні, при кімнатних температурах, впорядкованого стану в системі кисень - вакансії. Ступінчаста форма резистивних переходів, ймовірно, свідчить про нестехіометричне співвідношення концентрацій кисню і вакансій, що приводить до утворення суміші різних кластерів. Ці кластери, які можуть бути окремими фазами, вірогідно, характеризуються різним вмістом кисню і його впорядкуванням, і відповідно мають різні критичні температури. Наявність сходинок також припускає відсутність перколяційних шляхів протікання струму по фазі з більшою критичною температурою. В протилежному випадку ця фаза шунтувала б низькотемпературну і спостерігався б перехід в надпровідний стан тільки високотемпературної фази.

Як видно з рис.2, характерною особливістю впливу відпалювання є значна зміна висоти сходинок, а також істотне, до $\Delta T_c \approx 10$ К, зміщення піків на залежностях $d\rho_{ab}(T)/dT$ вгору по температурі, яке спостерігається практично для кожної фази обох експериментальних зразків. Згідно [12], величина критичної температури сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ пов'язана з числом дірок в площині CuO за допомогою універсальної параболічної залежності:

$$T_c = T_c^{\text{max}} \left[1 - 82,6(n - n_{\text{opt}})^2 \right], \quad (1)$$

де T_c^{\max} - максимальна критична температура, а $n_{\text{opt}}=0,25$ – оптимальний вміст числа дірок на площину для цієї сполуки. Розрахунки, проведені з урахуванням цього співвідношення, показують, що із збільшенням часу відпалювання, в процесі витримки при кімнатній температурі, число носіїв для високотемпературних фаз в обох зразках збільшується приблизно на 3-5%. Така зміна концентрації носіїв, а також зміна висоти сходинок на резистивних переходах вказує на зміну шляхів протікання струму після відпалювання кристалів при кімнатній температурі, що можливо при зміні просторового розподілу і розмірів кластерів низько- і високотемпературної фаз. Останнє вимагає дифузійного переміщення кисню на відстань порядку розмірів кластерів.

Відомо, що для насичення кристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ киснем необхідне відпалювання в потоці кисню протягом доби при температурі 400°C . Типові розміри кристалів складають близько $1 \times 1 \times 0,1 \text{ мм}^3$, і, отже, відстань на яку дифундує кисень за вказаних вище умов, дорівнює 0,1-1 мм. Оскільки коефіцієнт дифузії $D \sim \exp(-U/T)$, енергія активації $U = 1,1 \cdot 10^4 \text{ К}$, можна оцінити відстань, на яку може дифундувати кисень протягом доби при кімнатних температурах: $L = L_0 \{ \exp(U/300) / \exp(U/700) \}^{1/2} = 30 - 300 \text{ \AA}$. Ця величина знаходиться в розумній відповідності з оцінками розмірів надпровідних кластерів одержаних в теоретичних роботах [1,2].

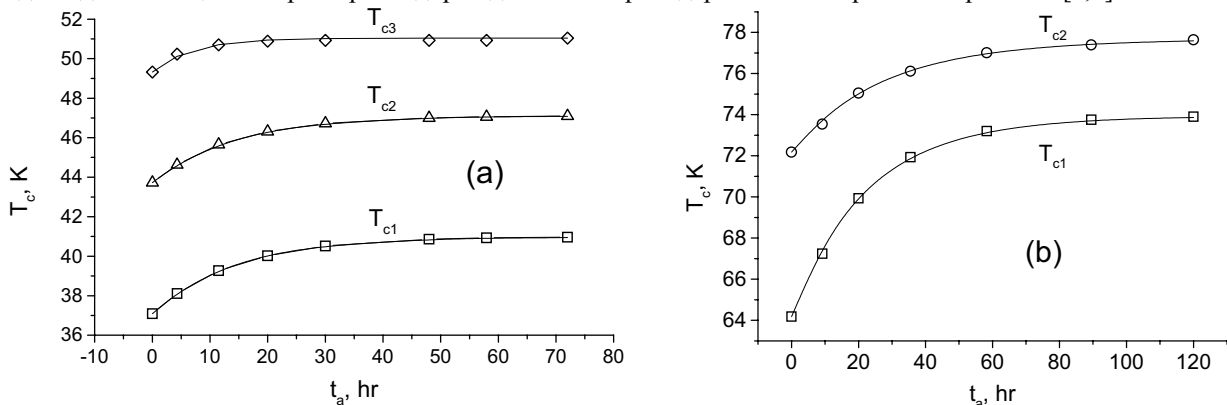


Рис.3. Часові залежності релаксації критичної температури для різних фаз виміряні в процесі поетапного відпалювання монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (a) - і $HoBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (b) при кімнатній температурі. Суцільними лініями показані результати розрахунків по формулам (2,3).

На рис.3 представлені результати вимірювань часових залежностей релаксації критичної температури для різних фаз в процесі поетапного відпалювання зразків при кімнатній температурі $T_c(t)$. Суцільними лініями показані результати розрахунків по формулі, запропонованій в [13]:

$$T_c(t) = T_c(\infty) + [T_c(0) - T_c(\infty)] \exp[-(t/\tau)^{1/2}], \quad (2)$$

де $T_c(\infty)$ і $T_c(0)$ – рівноважне і початкове значення електроопору, відповідно; τ – характерний час процесу релаксації. Розрахунки, проведені згідно (2), показали, що досягнення рівноважного значення $T_c(\infty)$ у процесі поетапного відпалювання відбувається значно швидше для низькотемпературних фаз у порівнянні з високотемпературними фазами: $\tau(T_{c1})/\tau(T_{c2})=1,23$ для зразка $HoBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ і $\tau(T_{c1})/\tau(T_{c2})=2,23$ для зразка $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Вірогідно, це явище може бути пов'язане з різницею дифузійного шляху в процесі індукованого відпалювання процесу утворення кластерів різного розміру для фаз з різними T_c . Дійсно, в недавній теоретичній роботі [1] було показано, що критична температура в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ однозначним чином пов'язана з розмірами надпровідних кластерів, створюваних іонами кисню, що формують негативні U центри (NUC), які відповідальні за генерацію носіїв [1] в сполуці. Наприклад великим розмірам таких кластерів відповідають вищі значення T_c і навпаки. До такого ж висновку приводять і оцінки проведені в рамках домішкового механізму високотемпературної надпровідності в теоретичній роботі [2]. В цьому випадку, при формуванні кластерів більшого розміру атоми лабільного кисню повинні долати більші відстані для того, щоб знайти вакантне місце в позиціях Cu-O.

При цьому слід зазначити, що у разі найбільш високотемпературної фази ($T_{c3}=51,05 \text{ К}$) зразка $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ залежність $T_{c3}(t)$ не вдалося задовільно описати співвідношенням виду (2). В той же час, експериментальні дані добре узгоджуються з розрахунковою кривою (суцільна лінія на кривій 3, рис.3 (a)), одержаною при використанні двохекспоненціального закону виду:

$$T_c(t, a, \tau_1, \tau_2) = T_c(\infty) - [T_c(\infty) - T_c(0)] \left\{ a \exp(-t/\tau_1)^{0.5} + (1-a) \exp(-t/\tau_2)^{0.5} \right\}. \quad (3)$$

При цьому передбачається [14], що процес перерозподілу кисню можна умовно розділити на основний швидкоплинний процес з часовою константою τ_1 , що відповідає за впорядкування кисню в межах фрагментів Cu-O ланцюжків, і повільніший процес, з характерним часом τ_2 , що визначає утворення двовимірної впорядкованої структури. Тут a - ваговий коефіцієнт двох процесів релаксацій; $T_c(0)$ і $T_c(\infty)$ - температури

надпровідних переходів до і після релаксації, відповідно. Одержані з розрахунку по даній формулі значення $\tau_1 \approx 50-90$ хв і $\tau_2 \approx (2-4) \cdot 10^3$ хв задовільно узгоджуються як для залежностей 1 і 2, так і з даними робіт [13,14]. Це ще раз підтверджує вказане раніше припущення про те, що відпалювання при кімнатних температурах приводить до дифузійного переміщення лабільної компоненти на відстань порядку розмірів кластерів.

ВИСНОВКИ

Таким чином, наведена вище сукупність експериментальних результатів, одержаних в даній роботі, дозволяє зробити висновок про те, що зменшення вмісту кисню в надпровіднику $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re}=\text{Y}, \text{Ho}$) приводить до фазового розшарування в об'ємі експериментального зразка, яке супроводжується утворенням надструктур або кластерів з впорядкованим розподілом кисневих вакансій, що відрізняються їх концентрацією. Оцінені характерні розміри кластерів, що добре узгоджуються з теоретичними розрахунками проведеними в рамках кластерної моделі формування ПЩ-аномалії у ВТНП. Утворення і впорядкування кисневих вакансій в площинах Cu-O , очевидно, визначається складною комбінацією кінетичних і термодинамічних чинників. Релаксація електроопору при кімнатних температурах викликана впорядкуванням в кисневій підсистемі в площинах Cu-O і здійснюється термоактивованим чином. Енергія активації самодифузії кисню залежно від величини його вмісту може змінюватися в межах 0,2-1,2 еВ і є функцією стану зразка. У міру досягнення рівноважного стану енергія активації збільшується. Рівноважний стан електроопору є функцією температури. Показано, що характерні терміни процесів релаксації для фаз з різним змістом кисню збільшуються у міру зростання його концентрації.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. К.В. Мицен, О.М. Иваненко Механизм генерации носителей и природа псевдощелевой и 60 К-фаз в YBCO // Письма в ЖЭТФ. – 2005. – Т.82, №3. – С.144-148.
2. И.А.Чабан Сверхпроводящие кластеры в псевдощелевой области // ФТТ. – 2008. – Т.50, №5. – С.769-773.
3. A. Abrikosov Percolation theory of the pseudogap state // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol.74. – P.180505.
4. Р.В. Вовк, М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко Перераспределение носителей в недодопированных кислородом монокристаллах $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при воздействии высокого гидростатического давления // ФНТ. – 2007. – Т.33, №1. – С. 126-130.
5. Р.В. Вовк, М.А. Оболенский, А.А. Завгородний, А.В. Бондаренко, И.Л. Гулатис, Н.Н. Чеботаев Влияние перераспределения лабильного кислорода на псевдощелевое состояние в бездвойниковых монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ // ФНТ. – 2007. – Т.33, №8. – С. 931-934.
6. А. Дамаск, Дж. Динс Точечные дефекты в металлах. – М.: Мир, 1966. – С.148-151.
7. H. Claus, S. Yang, A.P. Paulikas et al. Atomic short-range order in oxygen-deficient $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ // Physica. – 1990. – Vol.C.171, №1,2. – P.205-210.
8. F.L. Mendonca, P. Pureur, H.A. Borges, P. Lejay Effect of pressure on the fluctuation conductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ // Phys. Rev. B. – 2004. – Vol.69. – P.212505.
9. В.М. Молчанов, Л.А. Мурадян, В.И. Симонов Атомное строение монокристаллов $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ с промежуточным содержанием кислорода // Письма в ЖЭТФ. – 1989. – Т.48. – С.222-225.
10. D. de Fontaine, G. Ceder, M. Astra Thermodynamics of oxygen ordering in YBaCuO // J. of Less-Common metals. – 1990. – Vol.164&165. – P.108-124.
11. В.Я. Сухаревский, И.В. Жихарев, С.И. Хохлова и др. Проявление атомного упорядочения в характеристиках нормального и сверхпроводящего состояния ВТСП-оксидов $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. – 1990. – (Препринт / ДонФТИ 91-10).
12. J.L. Tallon, C. Berthard, H. Shaked, R.L. Hitterman, J.D. Jorgensen // Phys. Rev. B. – 1995. – Vol.51. – P.12911.
13. J.D. Jorgensen, P. Shiyou, P. Lightfoot, H. Shi, A.P. Paulikas, B.M.W. Veal Time-dependent structural phenomena at room temperature in quenched $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.41}$ // Physica C. – 1990. – Vol.167, №3,4. – P.571-578.
14. М. Баран, Л. Гладчук, В.П. Дьяконов, В.И. Маркович, И.М. Фита, Г. Шимчак Релаксация температуры сверхпроводящего перехода $\text{ReBa}_{1,5}\text{Sr}_{0,5}\text{Cu}_3\text{O}_x$ ($\text{Re}=\text{Y}, \text{Gd}$) под давлением // ФНТ. – 1996. – Т.22, №11. – С.1360-1363.

REDISTRIBUTION OF LABILE OXYGEN AND PHASE STRATIFICATION IN STRONGLY UNDERDOPED BY OXYGEN $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re}=\text{Y}, \text{Ho}$) SINGLE CRYSTALS

R.V. Vovk, I.L. Gulatis, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodny, A.V. Samoilov

¹V.N. Karazin Kharkov National University, 4, Svoboda sq., 61077, Kharkiv, Ukraine.

e-mail: Ruslan.V.Vovk@univer.kharkov.ua

In present work, effect of annealing at room temperatures on conductivity in the base plane of oxygen deficient $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re}=\text{Y}, \text{Ho}$) single crystals hard-tempered from the temperatures 600-650°C are investigated. It is shown that in the process of annealing takes place considerable transformation of form of superconductivity transitions. It is explained the got results by the equipment modern with amenities of labile oxygen without the change of his concentration in a bulk. The results can be explained by the ordering of the labile oxygen without changing its concentration in the sample. The estimation of the cluster sizes is characterized by the differences in oxygen content. We perform a comparative analysis between the experimental data with the estimations, within the frame of the high temperature superconductivity cluster theory.

KEY WORDS: HTSC, annealing, labile oxygen, $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re}=\text{Y}, \text{Ho}$) single crystals, pseudo-gap state, superconducting clusters