

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
Фізичний факультет
Кафедра фізики низьких температур

«Допущено до захисту»
в.о. зав. кафедри фізики
низьких температур
проф. Шкловський В.О. _____
«13» червня 2025 р.

Оцінка «_____»
Голова ЕК,
д-р фіз.-мат. наук, с.н.с.
Сорокін О. В. _____
«19» червня 2025 р.

Носик Семен Сергійович

**Некогерентний електротранспорт в монокристалах $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з
різним вмістом празеодиму**

Дипломна робота на здобуття
освітнього ступеня «Бакалавр» за
спеціальністю 104 – «Фізика та
астрономія»
освітня програма – «Фізика»

Науковий керівник:

канд. фіз.-мат.наук, доцент кафедри
вищої математики
Ревякіна Марина Георгіївна

Рецензент:

доцент кафедри теоретичної фізики
Аксьонова Наталія Анатоліївна

АНОТАЦІЯ

Носик С.С. НЕКОГЕРЕНТНИЙ ЕЛЕКТРОТРАНСПОРТ У
МОНОКРИСТАЛАХ $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ З РІЗНИМ ВМІСТОМ ПРАЗЕОДИМУ

У роботі досліджено температурні залежності електроопору вздовж осі с монокристалів $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різним вмістом празеодиму $0.0 \leq z \leq 0.5$. Виявлено, що у разі сполуки $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при збільшенні концентрації празеодиму відбувається посилення процесів локалізації носіїв, яке супроводжується переходом від ПЩ-режиму до режиму стрибкової провідності зі змінною довжиною стрибка.

Ключові слова: ВТНП, псевдощілина, некогерентний електротransпорт, монокристали $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, стрибкова провідність, локалізація носіїв.

ABSTRACT

Nosyk S.S. TRANSVERSAL CONDUCTIVITY AND PSEUDOGAP IN $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ SINGLE CRYSTALS WITH DIFFERENT PRASEODYMIUM CONTENT

In the present work the temperature dependence of the resistivity, along the c-axis is investigated in $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals, with different praseodymium content $0.0 \leq z \leq 0.5$. It is determined that, that in case of $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ compaunds with the incrision of the praseodymium contents, there is an increase of the processes of the carrier localization. This in turn accompanies the transition from a pseudogap regime to the variable-range- hopping regime.

Key words: HTSC, pseudogap, incoherent electrotransport, $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals, hoping conductivity, localization of carriers.

ЗМІСТ

	Стор.
ВСТУП	
ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ	5
1.1. Кристалічна структура, дефекти та електротранспорт у ВТСП-системі 1–2–3 на основі ітрію .	5
1.1.1. Кристалічна структура сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.	5
1.1.2. Структурні дефекти в сполуці $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.	7
1.1.3. Вплив дефектів на транспортні властивості надпровідника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в нормальному стані.	9
1.2. Псевдощілина та некогерентний транспорт у системі 1-2-3	10
2. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ ТА ОБ'ЄКТИ ДОСЛІДЖЕННЯ	14
2.1. Вирощування монокристалів і отримання зразків з домішкою празеодиму.	14
2.2. Нанесення контактів та підготовка експериментальних зразків.	16
2.3. Методика вимірювання поперечного та поздовжнього електроопору.	17
2.4. Експериментальна електроустановка для вимірювання електроопору.	20
3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ.	22
ВИСНОВКИ	26
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.	27

ВСТУП

Вивчення псевдощілинної аномалії (ПЩ) залишається одним із найактуальніших напрямів фізики високотемпературної надпровідності (ВТНП). Проте, незважаючи на значний обсяг накопичених літературних даних, і досі залишаються неясними як природа виникнення псевдощільності, так і питання її ролі у формуванні надпровідного стану у ВТНП-матеріалах.

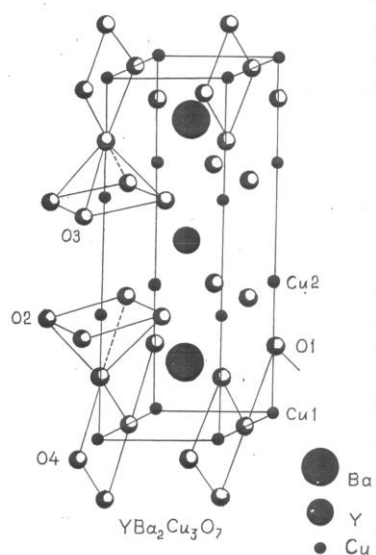
Найперспективнішими для дослідження в цьому аспекті є сполуки типу $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, що зумовлено можливістю широкого варіювання їх складу шляхом заміни ітрію його ізоелектронними аналогами або зміни ступеня кисневої нестехіометрії. Як зазначалося вище, характерною особливістю сполуки $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ є відносна простота заміни ітрію іншими рідкоземельними елементами. Особливий інтерес викликає часткова заміна Y на Pr, яка, з одного боку, призводить до пригнічення надпровідності (на відміну від заміни Y на інші рідкоземельні елементи), а з іншого — дає змогу практично не змінювати параметри кристалічної ґратки та кисневий індекс сполуки. Зокрема, дослідження впливу домішок Pr на умови й режими існування області псевдощілинного стану таких сполук відіграє важливу роль не лише для з'ясування природи високотемпературної надпровідності, а й для визначення емпіричних шляхів підвищення їхніх критичних параметрів. Слід зазначити, що на сьогодні дані щодо ступеня впливу легування Pr на провідникові властивості сполуки $YBaCuO$ залишаються значною мірою суперечливими. Очевидно, певну роль у цьому відіграє той факт, що значна частина експериментальних результатів була отримана на керамічних, плівкових і текстурованих зразках з різною технологічною передісторією, які мають високий вміст міжзеренних зв'язків. Ураховуючи вищезазначене, в цій роботі було поставлено за мету дослідження поперечної провідності в монокристалах $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різним ступенем легування празеодимом.

ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1. Кристалічна структура, дефекти та електротранспорт у ВТНП-системі 1–2–3 на основі ітрію

1.1.1. Кристалічна структура сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Структура та властивості $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ безпосередньо залежать від індексу δ , який характеризує



вміст вакансій кисню. Сполука є надпровідною та має орторомбічну симетрію при $\delta < 0.4$ з граничною фазою $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. При $\delta > 0.4$ вона переходить у напівпровідниковий стан з граничною фазою $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$. Її структуру можна розглядати як модифіковану перовськітну структуру з дефіцитом кисню [1]. У загальному випадку перовскіт — це пакування октаедрів BO_6 ,

Рис.1. Кристалічна гратка сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

де В — малий катіон металу (наприклад, міді), оточений шістьма іонами кисню. Атомне положення між вісьмома октаедрами, центрованими у вершинах куба, займають великі катіони металу А

(ітрій). Якщо вилучити атоми кисню з ідеальної перовськітної ґратки, отримаємо найбагатшу на кисень фазу — сполуку $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (рис. 1).

Його елементарну комірку цієї сполуки можна уявити як послідовність шарів, перпендикулярних до осі c :

- а) шар Cu-O , у якому, порівняно з ідеальним перовськітом, є дві вакансії кисню; йон міді $\text{Cu}(1)$, розташований у цьому шарі, має координаційне число 4 і оточений чотирма йонами кисню; б) шар Ba-O ; в) шар Cu-O , у якому йон міді $\text{Cu}(2)$, розташований у цьому шарі, має координаційне число 5 і оточений п'ятьма йонами кисню, що формують багатогранник;
- г) шар ітрію, у якому, на відміну від перовськітної структури, присутні чотири вакансії кисню.

Подальше повторення комірки є симетричним відносно цього шару йонів ітрію — далі знову йдуть шари Ba-O та Cu-O , описані вище.

При цьому йони міді займають два типи атомних позицій:

$\text{Cu}(1)$ — у площині квадрату CuO_4 ; $\text{Cu}(2)$ — у піраміді з квадратною основою CuO_5 .

Саме завдяки тому, що шари багатогранників розділені шарами йонів ітрію, структура набуває двовимірного характеру. Наявність купратних площин, а також дво- та квазідвовимірної структури є характерною ознакою всіх сполук високотемпературної надпровідності.

Силу зв'язку між купратними шарами зазвичай кількісно оцінюють через параметр анізотропії Γ :

$$\Gamma = (\xi_{ab}/\xi_c)^2 = (\lambda_c/\lambda_{ab})^2, \quad (1)$$

де ξ_{ab} , ξ_c и λ_c , λ_{ab} — довжина когерентності та глибина проникнення вздовж і поперек шарів відповідно. При цьому величина анізотропії змінюється в межах: $\Gamma > 29$ — для ітрієвих ВТНП, $\Gamma > 3 \cdot 10^3$ — для вісмутових і $\Gamma > 10^5$ — для талієвих сполук.

Методи дифракції нейтронів та електронної мікроскопії [2] з високою роздільною здатністю показують, що вакансії кисню розміщуються в площині квадрата CuO_4 , а не в пірамідах CuO_5 .

Із зростанням концентрації вакансій ланцюжки $\text{Cu} - \text{O}$ вздовж осі b стають завершеними, і атоми $\text{Cu}(1)$ змінюють своє координаційне число з 4 на 2 для найбільшій на кисень сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$.

Порівнюючи кубічну та ромбоєдричну структури перовськіту (LaCuO_3) зі структурами сполук $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ та $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$, виявляється, що ланцюжки розвиваються у трьох просторових напрямках у перовськіті, лише в напрямку b — у $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$, і взагалі не існують у ньому.

1.1.2. Структурні дефекти в сполуці $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

У чистих кристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, залежно від дефіциту кисню та технології синтезу, спостерігаються такі дефекти структури: точкові дефекти типу вакансій кисню, які формуються в площинах CuO ; площинні дефекти типу (001); межі двійників; дислокації; і так звані структури $2\sqrt{2} \times 2\sqrt{2}$ [3], що спостерігаються при дефіциті кисню $\delta = 6.8 - 6.9$. Плоскими дефектами є площини двійникування, які утворюються при тетраорто переході та мінімізують пружну енергію кристала. Межі двійників являють собою площини з тетрагональною структурою, що виникає внаслідок наявності шарів із вакансіями кисню, розташованими вздовж межі двійнику [3,4]. Електронно-мікроскопічні дослідження показали [4], що на початковій стадії тетра-орто переходу утворюються зародки доменів, у яких формуються дві родини

когерентних площин розділу (110) та ($\bar{1}10$). Це може бути причиною формування структури типу «твід» при перекритті близьких мікродвійників. Період такої структури залежить від вмісту кисню та може бути стимульований при легуванні тривалентними металами, зокрема алюмінієм [4,5]. На початковій стадії формування мікродоменів утворення меж двійникування відбувається шляхом дифузії структурних вакансій у шарах CuO. Поширення меж двійникування здійснюється за рахунок руху двійникових дислокацій, керованих напруженнями. Лінійні дефекти (дислокації) більш характерні для епітаксійних плівок і текстурованих зразків. Джерелом таких дефектів можуть бути дислокації невідповідності, що виникають на межі поділу плівка–підкладка у плівкових зразках, а також дислокації, що виникають на межі фаз $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$ у текстурованих зразках, отриманих методом плавлення. Щільність дислокацій у плівках може сягати значень близько $1.4 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$ [6]. Висока щільність дислокацій у монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ може виникати при вирощуванні кристалів у процесі перитектичної реакції [7], що, ймовірно, пов'язано з наявністю дрібних включень фази $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$. У кристалах, вирощених розчинно-розплавним методом, щільність дислокацій становить близько $5 \times 10^3 \text{ см}^{-2}$ [8]. Зазначимо, що щільність дислокацій може зростати при термомеханічній обробці матеріалів [9]. Точкові дефекти (вакансії кисню) присутні в усіх зразках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, що пов'язано з нестехіометричним вмістом кисню. При цьому коефіцієнт заповнення близький до одиниці для всіх кисневих позицій, крім CuO(1). Залежно від вмісту кисню можливе утворення надструктур при періодичному розподілі вакансій кисню. Щільність кисневих вакансій є відносно великою й при $\delta = 0.03$ становить приблизно 10^{26} м^{-3} . У літературі також повідомляється про систематичний дефіцит міді в площинах CuO, який може досягати значень 0.09 у сполуках [10]. Точкові дефекти також можуть виникати в результаті легування. Як правило, легуючі елементи (за винятком рідкісноземельних елементів і Sr) займають позиції Cu(1). Йони рідкісноземельних елементів та калій

заміщують атоми ітрію, тоді як Sr займає позиції атомів барію. Додаткові дефекти можуть бути створені при опроміненні [11,12]. Залежно від типу частинок і їхньої енергії можуть утворюватися як точкові, так і лінійні дефекти (треки важких частинок з високою енергією) [13].

1.1.3. Вплив дефектів на транспортні властивості надпровідника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ у нормальному стані

Транспортні властивості ВТНП-матеріалів суттєво залежать від дефектності структури, зокрема від вмісту кисню [14] і домішок [15,16].

Питомий електроопір при кімнатній температурі монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ зі вмістом кисню, близьким до стехіометричного, становить:

$\rho_{ab} = 200 \text{ мОм} \cdot \text{см}$ — в площині ab ,

$\rho_c = 10 \text{ мОм} \cdot \text{см}$ — вздовж осі c .

У досконалих монокристалах електропровідність є квазіметалевою в усіх кристалографічних напрямках [17]. Однак навіть незначне відхилення від стехіометрії ($\delta \leq 0.1$) призводить до квазіпівпровідникової температурної залежності $\rho_c(T)$ при збереженні квазіметалевого характеру $\rho_{ab}(T)$. Подальше зменшення вмісту кисню зумовлює зменшення густини носіїв заряду, теплопровідності та електропровідності надпровідника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, а при дефіциті кисню $\delta \geq 0.6$ спостерігається перехід типу метал–ізолятор [17]. Легування монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ металевими елементами (за винятком випадків, обумовлених вище) призводить до заміщення атомів міді у площинах CuO . При цьому дані щодо ступеня впливу такої заміни суттєво суперечливі. Наприклад, у роботі [18] зазначається, що за даними різних авторів збільшення ρ_{ab} у кристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_7$ при $z = 0.1$ може бути меншим за 10 %, або ж зростати вдвічі при тій самій концентрації Al. Ймовірною причиною такої різниці є нерівномірний розподіл Al по об'єму кристалів, оскільки при вирощуванні монокристалів у тиглях із корунду впровадження Al відбувається

неконтрольовано. Зокрема, на нерівномірність розподілу Al вказують широкі переходи в надпровідний стан при $T_c \approx 2$ К. Також спостерігається суттєвий розкид параметрів надпровідного стану. Легування $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ із заміщенням ітрію йонами рідкісноземельних елементів практично не змінює транспортні характеристики у нормальному та надпровідному станах [13]. Винятком є заміщення атомів ітрію празеодимом. У діапазоні концентрацій $y \leq 0.05$ густина носіїв заряду та ρ_{ab} у надпровіднику $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ майже не залежать від концентрації Pr [19]. Однак при $y \approx 0.5$ спостерігається різке зменшення концентрації носіїв заряду, а при $y > 0.5$ температурна залежність $\rho(T)$ набуває характеру, притаманного напівпровідникам [19,20].

Як вже зазначалося, у монокристалах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ наявні площинні дефекти — межі двійникування. Вплив цих дефектів на транспортні властивості у нормальному стані досліджено в роботі [21], де було показано, що двійники є ефективними центрами розсіювання носіїв заряду. Згідно з [21], довжина вільного пробігу електронів у монокристалах оцінюється як 0.1 мкм, що на порядок менше відстані між межами двійнику. Тому максимальне збільшення електроопору за рахунок такого розсіювання може становити до 10 %. Приблизно таке ж зростання опору спостерігалось при протіканні струму поперек меж двійнику порівняно з опором при протіканні струму вздовж меж двійнику [22].

1.2. Псевдощільина та некогерентний транспорт у системі 1–2–3

У високотемпературних надпровідниках, як впливає з їхньої фазової діаграми, при зміні кисневого індексу діелектрична антиферромагнітна фаза змінюється на металеву, а потім і на надпровідну, яка не має впорядкованої магнітної структури. Вище точки надпровідного переходу, при вмісті кисню менше оптимального, було виявлено виникнення псевдощільинної фази (значне зменшення густини електронних станів), яка спостерігається у

численних магнітних [23,24], нейтронографічних [25], оптичних [26,27] та ЯМР-дослідженнях [28], а також в експериментах з фотоемісії з кутовим розділенням (ARPES) [29,30]. При резистивних вимірюваннях ПЩ-аномалія проявляється у відхиленні $\rho_{ab}(T)$ від лінійної залежності при зниженні температури нижче деякого характерного значення T^* [31], що свідчить про появу деякої надлишкової провідності. На багатьох фазових діаграмах існують дві розділові лінії — «верхня» псевдощілина (там починаються відхилення опору від лінійного закону) та «нижня» псевдощілина (власне, псевдощілина). Як відомо, існує принципова відмінність у поведінці температурних залежностей електроопору $\rho(T)$ у високотемпературних надпровідних (ВТНП) сполуках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, виміряних у напрямку ab -площини $\rho_{ab}(T)$ і вздовж осі c $\rho_c(T)$. У той час як навіть незначне відхилення від стехіометрії за киснем призводить до переходу від металевої поведінки кривих $\rho_c(T)$ до залежностей із характерним термоактиваційним прогином, у базисній площині, на залежностях $\rho_{ab}(T)$, навіть при значному дефіциті кисню $\delta > 0.3$ в області відносно високих температур зберігається досить широкий лінійний відрізок, що свідчить про стабільність інтенсивності розсіювання нормальних носіїв [32]. Для пояснення такої залежності було запропоновано низку різних теоретичних моделей, найвідомішими з яких є вже згадана RVB-теорія [29,30] (модель резонансних валентних зв'язків) та модель NAFL (nearly antiferromagnetic Fermi liquid) [32]. Згідно з першою з них, розсіювання у ВТНП-сполуках здійснюється шляхом взаємодії носіїв із двома типами квазічастинкових збуджень — спінонами та холонами [29,30]. При цьому температурна залежність електроопору передбачає, окрім члена, лінійного за температурою, також наявність додаткового доданка, пропорційного $1/T$ [29,30]. Згідно з моделлю NAFL [32], розсіювання носіїв у ВТНП-системах визначається антиферомагнітною взаємодією. При цьому наявність лінійної ділянки на залежностях $\rho(T)$ слугує достовірною ознакою нормального стану системи. Однак слід зазначити, що жодна з теоретичних моделей, які пояснюють таку поведінку кривих $\rho(T)$ в

області відносно високих температур, не змогла задовільно описати відхилення електроопору від лінійної залежності при температурах нижче деякого характерного значення T^* , що відповідає температурі відкриття псевдощілини. Додатковим джерелом анізотропії у монокристалах YBaCuO є наявність меж двійникування (МД), вплив яких на транспортні властивості у нормальному стані вивчений недостатньо, що пов'язано з експериментальними труднощами, які виникають при визначенні внеску цих дефектів. У поперечному до CuO -шарів напрямку в зразках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ навіть за оптимального рівня допування киснем опір може зростати при зниженні температури [33,34], а зі зменшенням концентрації кисню залежність $\rho_c(T)$ стає все різкішою [33] і характеризується від'ємною похідною у всьому температурному інтервалі — від кімнатної температури до T_c . Первісно така поведінка пояснювалася недосконалістю досліджуваних кристалів, а саме впливом напівпровідникових прошарків або врахуванням безладу й ефектів локалізації при русі поперек CuO -площин [33]. Згодом було запропоновано кілька теоретичних моделей, які пояснюють таку поведінку в ідеальних кристалах. RVB-теорія передбачає температурну залежність, у якій окрім лінійного за температурою члена присутній також доданок, пропорційний $1/T$. Значно сильніше — експоненціальне — зростання передбачає теорія Александрова і Мотта [35]. У рамках цієї теорії поперечна провідність здійснюється за допомогою поляронів, концентрація яких експоненційно спадає зі зниженням температури внаслідок зв'язування поляронів у біполярони. При цьому анізотропія електроопору описується співвідношенням виду:

$$\rho_c / \rho_{ab}(T) = 2A\mu^{1/2} \exp \frac{\Delta}{2T} \quad (2)$$

де A — деяка константа, що дорівнює відношенню диференційної поляронної та біполяронної провідностей і не залежить від ступеня допування зразка. μ — хімічний потенціал, розрахований з урахуванням

локалізації біполяронів за Андерсоном у хаотичному потенціалі [35] та залежний від ступеня допування сполуки;

$n_b(T)$ — густина біполяронів,

а m_{ab}^{**} — їхня ефективна маса.

У роботі Абрикосова [36] був запропонований інший механізм переносу носіїв уздовж осі c — процес резонансного тунелювання електронів між CuO -площинами через локалізовані стани в ланцюжках CuO . Як впливає з розрахунків [36], температурна залежність анізотропії електроопору для цього процесу має описуватись формулою:

$$\rho_c / \rho_{ab}(T) = 1 / \eta (v_F / t v \eta d) T \cosh^2 \frac{T_0}{T}, \quad (3)$$

де v_F — швидкість на рівні Фермі,

η — дозволений "інтервал когерентності", за порядком величини дорівнює середній енергії зв'язку $U - E_0$, помножений на амплітуду ймовірності прямого тунелювання між шарами,

d — міжплощинна відстань,

T_0 — характерна енергія активації, що визначається енергетичним положенням рівнів, через які проходять процеси резонансного тунелювання.

Співвідношення (3) має виконуватись у зразках із концентрацією кисню нижче оптимальної, коли CuO -ланцюжки розірвані, а обмеження знизу за концентрацією кисню виникає поблизу переходу метал-діелектрик через конкуренцію з процесами прямого тунелювання носіїв між CuO -площинами. При цьому теорія Абрикосова вимагає, щоб центри, через які проходять процеси резонансного тунелювання, розташовувались точно посередині між сусідніми CuO -площинами. Така ситуація автоматично реалізується в монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ зі зниженим вмістом кисню, де роль таких

резонансних рівнів можуть виконувати фрагменти розірваних CuO-ланцюжків. Наскільки модель Абрикосова описує інші купратні ВТНП — невідомо. Експериментальна перевірка цієї моделі була проведена в [33,34] на монокристалічних зразках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. При цьому, однак, було показано, що хоча теорія [36] якісно узгоджується з експериментом, найкращий опис експериментальних даних дає експоненційна залежність виду:

$$\rho_c / \rho_{ab} \sim \exp(\Delta/T) \quad (4)$$

До сьогодні вважалося [37], що в області електротransпортних властивостей псевдощілина проявляється у відхиленні температурної залежності електроопору вниз від лінійної залежності. Проте, як було встановлено в нещодавній роботі [38], псевдощілина може чинити суттєвий вплив на реалізацію різних режимів некогерентного переносу заряду поперек базисної площини. Так, згідно з [38], температурна залежність поперечного електроопору $\rho_c(T)$ у випадку сполуки $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ повинна підпорядковуватись співвідношенню: $\rho_c(T) = \frac{\alpha T}{\Delta^*} \exp\left(\frac{\Delta^*}{T}\right)$, (5)

де α — коефіцієнт, що залежить від вмісту кисню,

а Δ^* — певна величина, яка визначає термоактиваційний процес через енергетичну щілину — «псевдощілину».

2. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ ТА ОБ'ЄКТИ ДОСЛІДЖЕННЯ

2.1. Вирощування монокристалів та отримання зразків з домішкою празеодиму

Відомо, що тетрагональна фаза $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ розкладається за перитектичною реакцією при температурах 1020–1040 °С з виділенням кисню та утворенням фази

Y_2BaCuO_5 . Це унеможливило вирощування кристалів традиційними методами, такими як метод Вернейля або Чохральського. Найбільш поширеним серед усіх способів отримання монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ є метод розчину-плаву з використанням надлишку сполук Cu_2O та BaCuO у молярному співвідношенні 1:3 як розчинника. Переваги такого вибору зумовлені тим, що, по-перше, дослідження псевдобінарних розрізів Cu_2O – BaCuO , CuO – $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та BaCuO – $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ показали наявність подвійних евтектик, а сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, Cu_2O та BaCuO утворюють потрібну евтектику при атомному співвідношенні елементів $\text{Y}:\text{Ba}:\text{Cu} = 0.7:25:75$. При використанні складів, зміщених у бік збагачення ітрієм, першою кристалізується фаза $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, що дозволяє отримати монокристали розміром $5 \times 5 \times 0.2$ мм. По-друге, оскільки всі хімічні елементи розчину-плаву входять до складу синтезованої сполуки, використання як флюсу сполук Cu_2O та BaCuO дозволяє уникнути забруднення кристалів хімічними елементами, що входять до складу розчину-плаву. Варто зазначити, що забруднення монокристалів може відбуватись у результаті взаємодії з матеріалом тигля, у якому проводиться синтез сполуки, що може призводити до пригнічення надпровідних властивостей монокристалів. Зазвичай для вирощування кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ використовують тиглі з вогнетривких оксидів типу Al_2O_3 , MgO , ZrO або тиглі, виготовлені із золота чи платини. Найкращі надпровідні характеристики отримані в кристалів, вирощених у золотих тиглях. Дослідження показали, що часткова заміна атомів Cu у площинах Cu_2O призводить до незначного підвищення T_c і практично не змінює інших надпровідних характеристик. Однак, при температурах $T > 975^\circ\text{C}$ спостерігається взаємодія розплаву із золотом, що призводить до псування тиглів, отже, використання золотих тиглів обмежує максимальну температуру вирощування кристалів. Оскільки температура кристалізації потрібної евтектики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ – CuO – BaCuO_2 становить $T = 870^\circ\text{C}$, то температурний інтервал вирощування монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ у золотому тиглі обмежений межами 870 – 970°C . Ще одна технічна складність при використанні методу розчину-плаву для отримання кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ — це відділення самих монокристалів від застиглого розплаву. Оскільки досі не знайдено розчинника, здатного розчинити

закристалізований розчин-плав без взаємодії з самими кристалами, ми застосували методику росту з тонкого шару розплаву за наявності слабкого температурного градієнта вздовж тигля [38]. При наявності температурного градієнта під час росту кристалів розчин-плав при температурах, близьких до $T = 870\text{ }^{\circ}\text{C}$, переміщується в область з нижчою температурою. При цьому в області з вищою температурою утворюються кристали, поверхня яких вільна від закристалізованого розплаву. Зазначимо, що як вихідні компоненти для вирощування монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ зазвичай використовують сполуки Y_2O_3 , BaCO_3 та CuO . Проте використання BaCO_3 потребує попереднього високотемпературного відпалу шихти для декарбонізації карбонату барію. З урахуванням вищесказаного, процес вирощування монокристалів відбувався у такі етапи: дрібнодисперсні порошки Y_2O_3 , BaCO_3 і CuO (усі марки ОСЧ), узяті у співвідношенні $\text{Y}:\text{Ba}:\text{Cu} = 2:25:73$, змішували до отримання однорідної суміші та пресували у таблетки під тиском 500 МПа. Таблетки відпалювали в атмосфері кисню при температурі протягом двох діб з метою декарбонізації та синтезу сполук $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і BaCu_2O . Після цього таблетки перетирали, порошок масою 10 г засипали у золотий тигель, виготовлений у вигляді плоского човника, і нагрівали у печі до $950\text{ }^{\circ}\text{C}$, витримуючи при цій температурі дві години. Потім температуру знижували зі швидкістю $2\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{год}$ до $870\text{ }^{\circ}\text{C}$. Температурний градієнт уздовж тигля становив близько $3\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{см}$. Після цього піч вимикали, і закристалізований розплав охолоджували до кімнатної температури разом із піччю. Монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вирощували за технологією розчин-плав [39]. Для отримання кристалів із частковою заміною Y на Pr — $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ — у початкову шихту додавали Pr_2O_3 у відповідному відсотковому співвідношенні. Режими вирощування та насичення киснем кристалів $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ були такими ж, як і для нелегованих монокристалів [38]. Як вихідні компоненти для вирощування кристалів використовували сполуки Y_2O_3 , BaCO_3 , CuO та Pr_2O_3 . Для отримання зразків з домішкою празеодиму у початкову шихту додавали. Pr_2O_3 у відповідних вагових відсотках.

2.2. Нанесення контактів та підготовка експериментальних зразків

Характерні розміри кристалів становили $2 \times 2 \times 0,5$ мм³ (найменший розмір відповідав напрямку вздовж осі с). Характерні розміри кристалів становили $2,5 \times 1,5 \times 0,4$ мм³ (найменший розмір відповідав напрямку вздовж осі с). Електричний опір вимірювали за восьмиконтактною методикою, описаною в [14]. Критична температура оптимально легованих кристалів становила $T_c \approx 91$ К. Для зниження вмісту кисню проводили відпал монокристалів в атмосфері повітря при температурі 500 °С протягом доби. Температуру вимірювали за допомогою платинового терморезистора. Електричні контакти створювали шляхом нанесення срібної пасти на поверхню кристала з подальшим під'єднанням срібних провідників і тригодинним відпалом при температурі 200 °С в атмосфері кисню. Провідники для струмових контактів виготовляли з фольги товщиною 0,1 мм і шириною 2 мм, а для потенційних контактів використовували провід діаметром 0,05 мм. Така технологія дозволяла отримувати малий перехідний опір струмових контактів (менше $2 \cdot 10^{-3}$ Ом) і проводити резистивні вимірювання при транспортних струмах до 1 А без омичного перегріву струмових контактів.

2.3. Методика вимірювання поперечного та поздовжнього електричного опору

При виборі оптимальної методики вимірювання поздовжнього та поперечного електричного опору нами були використані результати відповідної роботи проф. М.А. Оболенського з співавторами [37]. Під час вимірювання питомого електричного опору було випробувано декілька способів розташування контактів, зображених на рис. 3 (вставки а, б, в). Вимірювання електричного опору в анізотропних кристалах зазвичай проводиться методом Монтгомері. При цьому використовується конфігурація розташування контактів, наведена на рис. 3, вставка б (суцільне штрихування). Оскільки кристали здвоєні вздовж напрямків [200] і [020], обидва напрямки в базовій площині повинні бути еквівалентні. У цьому випадку для визначення питомих електричних опорів уздовж осі с (ρ_с) і в

базовій площині, перпендикулярній осі c (rab), необхідно виміряти величини $R1$ та $R2$, де $R1$ — це відношення падіння напруги на контактах 3 і 4 до величини струму, пропущеного через контакти 1 і 2, а $R2$ — відношення падіння напруги на контактах 2 і 4 до струму, що проходить через контакти 1 і 3. На рис. 2 температурні залежності $R1$ та $R2$ зображено кривими 9 та 1 відповідно, а розраховані температурні залежності r_c та rab — кривими 8 та 3. Процедура розрахунку r_c та rab значно спростилася б у випадку, якщо відстань між точками 1–3 була б значно меншою за 1–1 або 1–2. Таку ситуацію можна реалізувати, використовуючи не точкові, а лінійні контакти (заштриховані ділянки на рис. 2, вставка б). У цьому випадку кристал можна розглядати як набір тонких пластин, складених уздовж напрямку 1–3. Температурні залежності r_c та rab при використанні як точкових, так і лінійних контактів практично збігаються.

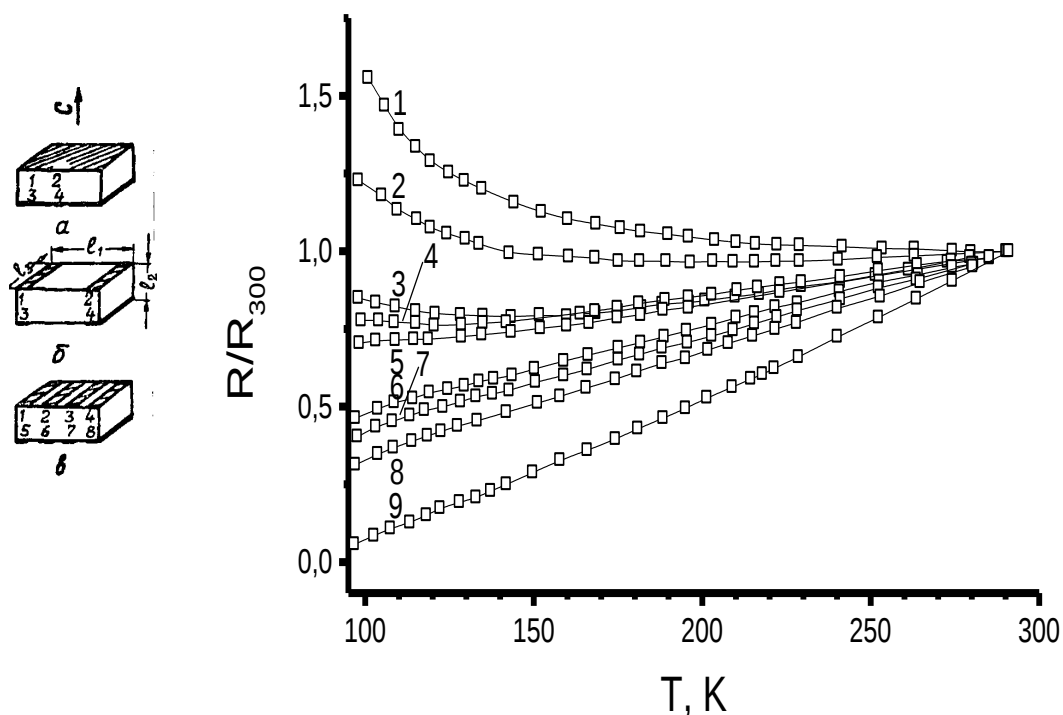


Рис. 2.

Температурні залежності наведеного електричного опору, виміряні різними методами. На вставках показано використані конфігурації контактів.

Достовірність результатів вимірювання ρ звичайним чотиризондовим методом визначається рівномірністю розподілу струму по перерізу зразка між потенційними контактами.

При вимірюваннях таку ситуацію можна реалізувати, використовуючи конфігурацію контактів, наведену на рис. 2 (вставка а). У цьому випадку як струмові використовувалися контакти 1 і 3, а як потенційні — точкові контакти 2 і 4. Результати при такому методі вимірювання представлені кривою 5. Також була використана конфігурація контактів, наведена на рис. 2 (вставка в). Для вимірювання ρ_s як струмові використовувалися контакти 1, 3, 4 і 5, 7, 8, а як потенційні — контакти 2 і 6. При цьому результати вимірювань збігалися з кривою 5. При такій конфігурації можна відстежити динаміку зміни ρ_s зі зростанням рівномірності розподілу струму між потенційними контактами. Якщо пропускати струм через контакти 1 і 5, а падіння напруги знімати з контактів 4 і 8, 3 і 7, 2 і 6, то отримаємо криві 1, 2 і 4 відповідно. Таким чином, зі зменшенням відстані між струмовими і потенційними контактами, що забезпечує більш рівномірний розподіл струму, результати вимірювань наближаються до кривої 5. Така конфігурація контактів дозволяє проводити вимірювання ρ_{ab} . У цьому випадку як струмові можна використовувати контакти 1 і 4, а як потенційні — контакти 2 і 3 (крива 6), або як струмові використовувати контакти 1,5 і 4,8, а як потенційні — контакти 2 і 3 (крива 7). У другому випадку реалізується більш рівномірний розподіл струму по перерізу зразка, і результати вимірювань більш наближені до кривої 8. Вимірювання ρ_{ab} на дуже тонких кристалах (/2

$\sim 10^2$ см) дають результати, близькі до кривої 8. Відмінність полягає в тому, що на тонких кристалах нижче 200 К спостерігається відхилення від лінійної залежності в бік зменшення. Виходячи з наведених вище експериментальних даних, ми вважаємо, що найбільш близькою до істинної температурної залежності ρ_s є крива 5. При використанні методу Монтгомері завищення ρ_s може бути обумовлене тим, що контакти мають бути точковими (а це не зовсім коректно, враховуючи малі розміри кристалів), а також наявністю анізотропії ρ у базисній площині вздовж напрямків 1г і 13. Тому надалі для вимірювань використовувалась конфігурація контактів, наведена на рис. 2 (вставка в). Для вимірювання ρ_s як струмові використовувалися контакти 1, 3, 4 і 5, 7, 8, а як потенційні — контакти 2 і 6. Для вимірювання ρ_{ab} як струмові використовувалися контакти 1.5 і 4.8, а як потенційні — контакти 2 і 3, хоча вимірювані значення трохи завищені. При резистивних вимірюваннях критичної температури враховувалося, що критичний струм вздовж і перпендикулярно до осі с може відрізнятись у тисячу разів ($j_c/j_{ab} \sim 10^3$).

2.4. Експериментальна електроустановка для вимірювання електроспротиву

Схема установки для вимірювання температурної залежності електроспротиву наведена на рис. 3.

Видно, що установка складається з транспортного дьюара 1, мініатюрного проточного азотного кріостата 2, вимірювального штока 3, вакуумного насоса 2НВР-5Д (6), вакуумметра 5, вентиля тонкого регулювання 7 та універсального вимірювального комплексу 8. Установка дозволяла проводити вимірювання в магнітних полях до 4 кЕ, для чого використовувався електромагніт 4. Вимірювання електроспротиву проводилось на постійному струмі 1 мА при двох напрямках струму. Температуру вимірювали за допомогою мідь-константанової термопари.

Напругу на зразку та на еталонному опорі вимірювали нановольтметрами В2-38. Дані з вольтметрів через інтерфейс автоматично передавались на комп'ютер.

Вимірювання проводили в режимі дрейфу температури. Температурний дрейф становив приблизно 0.1 К/хв під час вимірювань поблизу T_c , та близько 5 К/хв при $T > T_c$.

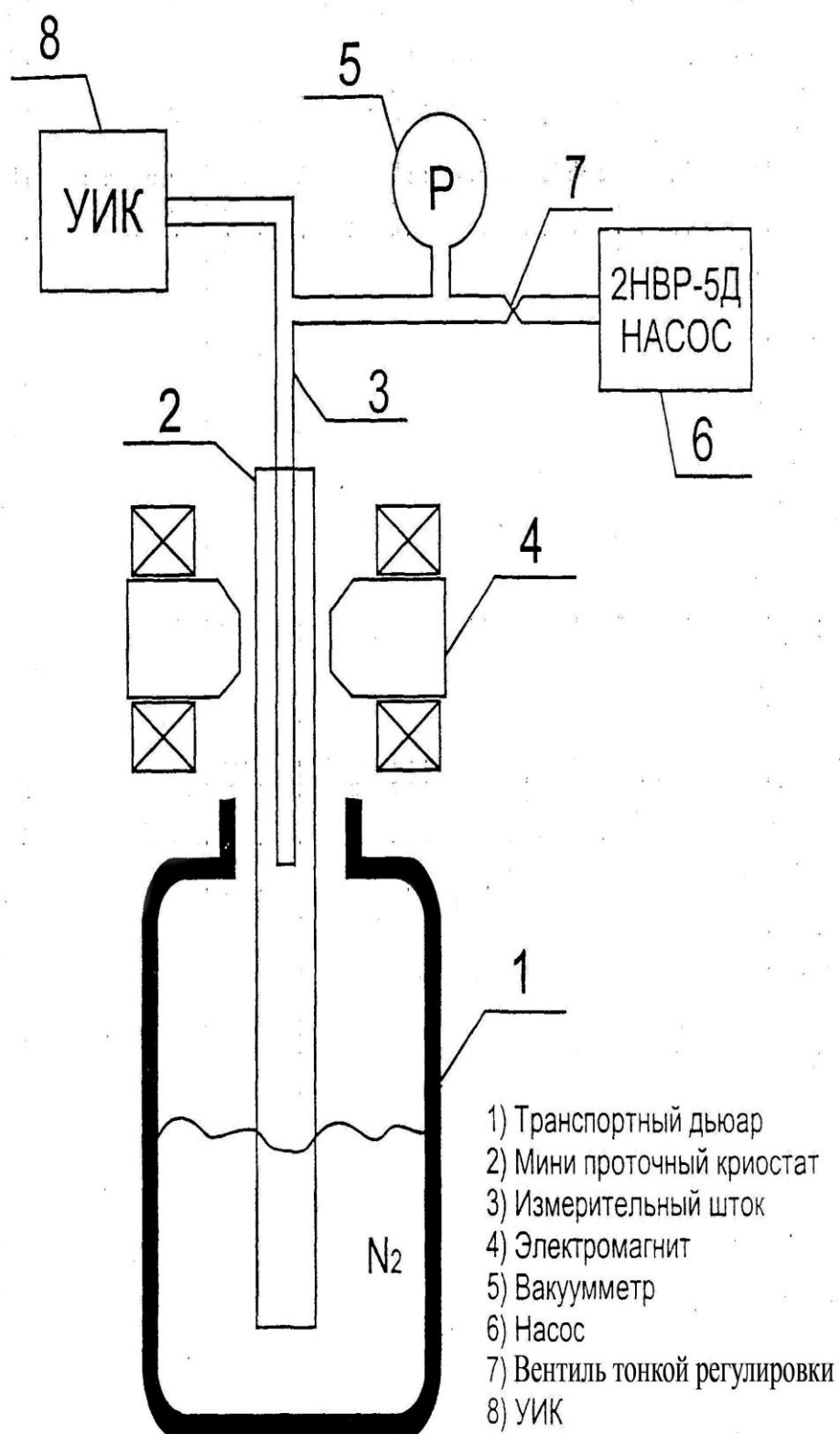


Рис. 3. Схематичне зображення експериментальної установки для вимірювання температурної залежності електроопору в інтервалі температур 65–300 К.

3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ.

На рис. 4 показано температурні залежності $\rho_s(T)$ восьми зразків з різним вмістом празеодиму. Видно, що зі збільшенням концентрації празеодиму електроопір зразків зростає, а критична температура знижується, що узгоджується з літературними даними [20,40]. При цьому самі залежності $\rho_s(T)$ зазнають переходу від квазіметалічної до напівпровідникової поведінки з характерною великою від'ємною кривизною експериментальних кривих.

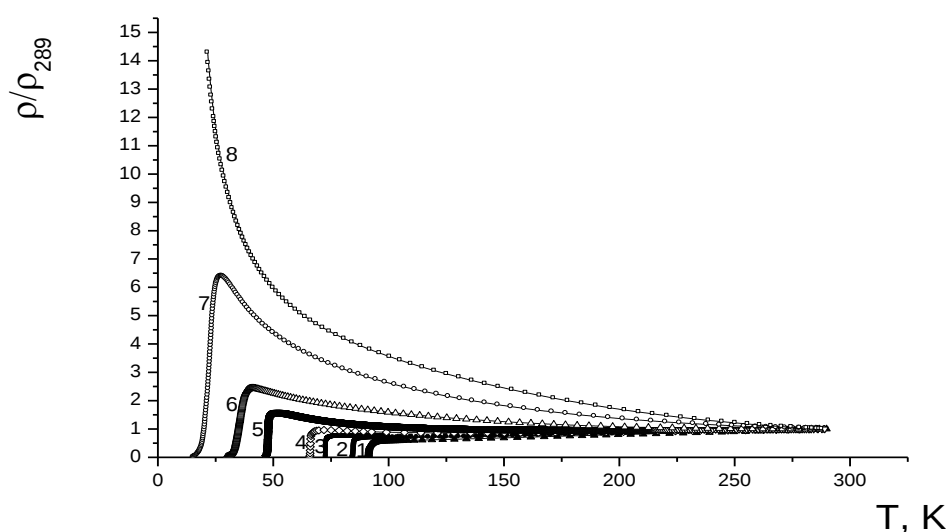


Рис. 4. Температурні залежності приведенного поперечного електроопору $\rho_s(T)$ монокристалів K1 – K8 для різних концентрацій празеодиму z : 1 – 0.0, 2 – 0.05, 3 – 0.19, 4 – 0.23, 5 – 0.34, 6 – 0.43, 7 – 0.48, 8 – 0.5 у координатах ρ_s – T .

На рис. 5 показані ті самі залежності в координатах $\ln(\rho/T) - 1/T$, що відповідає їх опису за допомогою співвідношення (5). Видно, що в області малих концентрацій празеодиму ($z \leq 0.23$) та відносно високих температур ці криві досить добре спрямовуються.

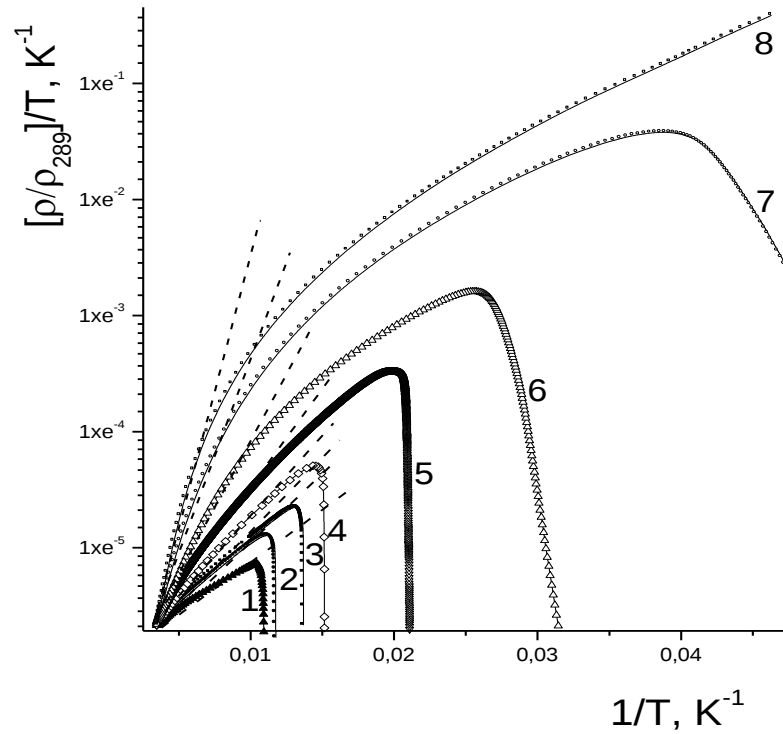


Рис. 5. Температурні залежності приведенного електроспротиву $\rho_c(T)$ монокристалів K1–K8 для різних концентрацій празеодиму в координатах $\ln[\rho_c/T] - 1/T$. Пунктирними лініями на вставці показано апроксимацію кривих рівнянням (5). Позначення кривих відповідає позначенням на рис. 4.

Водночас, зі зростанням концентрації празеодиму відбувається значне відхилення експериментальних кривих від цієї залежності. При цьому, як видно з рис. 6, на якому зображено ті ж криві в координатах $\ln(\rho/T) - 1/T^{0.5}$, залежності $\rho_c(T)$, виміряні при відносно великій ($z \geq 0.34$) концентрації празеодиму, набагато краще описуються за допомогою співвідношення для

$$\text{стрибкопровідності: } \rho_c(T) = T \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/2} \quad (6)$$

що отримало назву «закон $\frac{1}{2}$ » [41]. Тут T_0 — енергія активації.

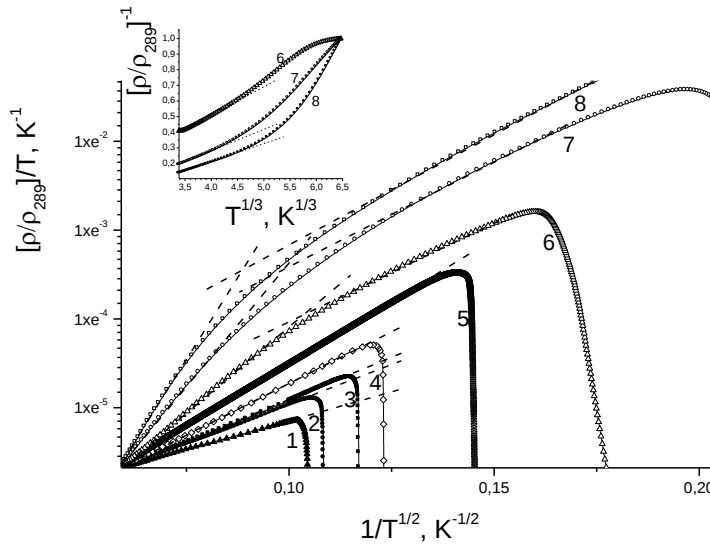


Рис. 6. Температурні залежності приведенного електроспротиву $\rho_s(T)$ в координатах $\ln[\rho_s(T)] - 1/T^{1/2}$ та $1/\rho_s - T^{1/3}$ монокристалів K1–K8 з різним вмістом празеодиму. Пунктирними лініями на рисунку показано апроксимацію кривих рівнянням (6), а на вставці — рівнянням (7). Позначення кривих відповідають позначенням на рис. 4.

Як видно з рисунка, для кривих з концентрацією $z \geq 0.43$ при температурах в межах 94÷127 К спостерігається зміна кута нахилу більше ніж удвічі, що, своєю чергою, свідчить про зменшення енергії активації й відображає наявність фазових переходів, зафіксованих раніше у роботі [42] для монокристалів YBaCuO. Згідно з [42], переходи такого типу впливають на кінетику переносу заряду i , згідно з класичними критеріями Мотта, можуть бути достовірною ознакою реалізації у системі переходу метал–діелектрик (МД) «андерсонівського» типу.

Дійсно, як показав проведений аналіз наших експериментальних даних (вставка до рис. 3), в області температур, у якій спостерігається систематичне відхилення експериментальних точок від лінійної залежності в координатах

$\ln[\rho ab/T] - 1/T$, наші криві досить добре описуються за допомогою асимптотичної залежності — так званого закону «1/3» [43]:

$$1/\rho \propto T^{1/3} \quad (7)$$

Таку поведінку залежностей $\rho(T)$ вже було зафіксовано раніше експериментально для аморфних сплавів Gd–Sn [44]. Згідно з [43], залежність вигляду (7) впливає зі скейлінгового опису околиць переходу метал–діелектрик у разі реалізації в системі так званого «критичного» режиму, коли провідність має переважно квантовий характер. У даній роботі ми не розглядаємо це питання докладно, залишаючи більш глибокий аналіз для окремого повідомлення.

ВИСНОВОК

Таким чином, аналіз отриманих експериментальних даних показує, що у випадку сполуки $Y_{1-z}PrzBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, зі збільшенням концентрації празеодиму відбувається посилення процесів локалізації носіїв заряду, яке супроводжується переходом від режиму псевдощільни до режиму стрибкової провідності. Подібна залежність свідчить про те, що механізм транспорту носіїв перпендикулярно до площин реалізується за допомогою термоактиваційних стрибків із змінною довжиною. Показник $1/2$ вказує на те, що стрибкова провідність є одновимірною та/або що кулонівська взаємодія відіграє суттєву роль у поперечному транспорті.

Нещодавно подібну залежність також було виявлено в деяких шаруватих органічних надпровідниках у перпендикулярному магнітному полі [45], що може стати ключем до розуміння некогерентного транспорту заряду перпендикулярно до шарів. Це явище ще раз підкреслює відмінність ВТСП купратів від металів фермі-рідини, оскільки температурна залежність опору вздовж і поперек шарів є різною та відрізняється від характерної для звичайних металів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Этурно Ж. Структура высокотемпературных сверхпроводящих окислов [Текст] / Ж. Этурно // Москва «Мир»: Физика за рубежом. - 1989. -С.25-27.
2. Jorgencen J.D. Time-dependent structural phenomena at room temperature in quenched $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.41}$ [Текст] / J.D. Jorgencen, Pei Shiyou, P. Lightfoot, H. Shi, A.P. Paulikas, B.M.W. Veal // Physica C. -1990. -V.167, №3,4. -P.571-578.
3. Kemin T. A superstructure in single crystals $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [Текст] / T. Kemin, H. Meisheng, W. Yening // J. Phys. Condens. Matter. -1989. -V.1, №6. -P.1049-1054.
4. Lacayc G. Twin to tweed transition in YBaCuO by substitution of Cu [Текст] / G. Lacayc, R. Hermann, G. Kaestener // Physica C. -1992. -V.192. -P.207-214.
5. Pan V.M. YBaCuO single crystals microstructure related to critical current density [Текст] / V.M. Pan, V.L. Svechnikov, V.F. Solovjov // Supercond. Sci. Technol. -1992. -V.5. -P.707-711.
6. Kes P.H. Vortex pinning and creep experiments [Текст] / P.H. Kes // Proceedings of the Los Alamos Symposium “Phenomenology and Application of HTSC”. – Los Alamos, NM. - 1991. –P.22-24.
7. Gawalek W. High critical currents in peritectically grown $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals [Текст] / W. Gawalek, W. Schueppel, R. Hergt // Supercond. Sci. Technol. -1992. -V.5. -P.407-410.
8. Квардаков В.В. Исследование дефектов монокристаллов купратов методами нейтронной топографии и селективного травления [Текст] / В.В. Квардаков, В.А. Соменков, С.Ш. Шильштейн // СФХТ. -1992. - Т.5, №4. -С.624-630.

9. Selvamanickam V. Flux pinning by dislocation in deformed melt-textured $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ superconductors [Текст] / V. Selvamanickam, M. Mironova, S. Son // Physica C. -1993. -V.208. -P.238-244.
10. Roth G. Copper deficiency in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [Текст] / G. Roth, G. Heger, P. Schweiss // Zh. Physica. -1988. -V.152, №4. -P.329-334.
11. Bondarenko A.V. Effect of electron irradiation on anisotropy of vortex creep in YBCO single crystal [Текст] / A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, V.N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek // Magnetic and superconducting materials - World Scientific. -1999. -V.A. -P.499-506
12. Bondarenko A.V. Effect of electron irradiation on vortex dynamics in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals [Текст] / A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, V.N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek // Phys. Rev. B. - 2001. -V.64, №9. -P.92513(1)–92513(4).
13. Гинзберг Д.М. Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников [Текст] / Д.М. Гинзберг. - М.: Мир, 1991. -С.543.
14. Оболенский М.А. Процессы релаксации электросопротивления в кислороддефицитных монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [Текст] / М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, Р.В. Вовк, А.А. Продан // ФНТ. - 1997. -Т.23, №11. -С.1178-1182.
15. Оболенский М.А. Магнитные измерения критического тока и потенциала пиннинга в монокристаллах $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [Текст] / М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, В.И.Белецкий, А.В.Самойлов, М.Эль-Сидави, Д. Ниархос, М. Писсас, Г. Каллиас, А.Г. Сиваков // Функциональные материалы. -1995. -Т.2, №4. -С.409-414.
16. Vovk R.V. Excess conductivity and pseudo-gap state in YBCO single crystals slightly doped with Al and Pr [Текст] / R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A.I. Chroneos // J Mater Sci: Mater in Electron. -2007. -V.18. -P. 811-815.
17. Александров И.В. Новые данные о зависимости критической температуры от содержания кислорода в сверхпроводящем соединении

- $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ [Текст] / И.В. Александров и др. (12 соавторов) // Письма в ЖЭТФ. -1988. -Т.48, №8. С.449-452.
18. Van Dover R.B. Extraordinary effect of aluminum substitution on the upper critical field of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [Текст] / R.B. Van Dover, L.F. Schneemeyer, J.V. Waszczak et al. // Phys. Rev. B. -1989. - V.39. -P.2932-2935.
19. Kebede A. Magnetic ordering and superconductivity in $\text{Y}_{1-y}\text{Pr}_y\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [Текст] / A. Kebede // Phys. Rev. B. -1991. - V.40. -P.4453-4462.
20. Radousky H.B. A review of the superconducting and normal state properties of $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [Текст] / H.B. Radousky // J.Mater. Res. -1992. -V.7, №7. -P.1917-1955.
21. Мощалков В.В. Сверхпроводимость и локализация в системе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [Текст] / В.В. Мощалков, И.Г. Муттик, Н.А. Самарин // ФНТ. -1988. - Т.14, №9. -С.988-992.
22. Obolenskii M.A. Effect of twin boundaries on scattering processes of normal and fluctuating carriers in $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals [Текст] / M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko // Functional Materials. -2006. -Vol. 13, №1. -P. 35-38.
23. Krasnov V.M. Evidence for Coexistence of the Superconducting Gap and the Pseudogap in Bi-2212 from Intrinsic Tunneling Spectroscopy [Текст] / V.M. Krasnov, A. Yurgens, D. Winkler, P. Delsing, T. Claeson // Phys. Rev. Lett. -2000. -84, №25. -P.5860-5863.
24. Krasnov V.M. Magnetic Field Dependence of the Superconducting Gap and the Pseudogap in Bi2212 and HgBr_2 -Bi2212, Studied by Intrinsic Tunneling Spectroscopy [Текст] / V.M. Krasnov, A.E. Kovalev, A. Yurgens, D. Winkler // Phys. Rev. Lett. -2001. -V.86, №12. -P.2657-2660.
25. Fauqué B. Magnetic order in the pseudogap phase of high - T_c superconductors [Текст] / B. Fauqué, Y. Sidis, V. Hinkov, S. Pailhès, C.T. Lin, X. Chaud, P. Bourges // Phys. Rev. Lett. -2006. -V.96, №19. - P.197001 (1-4).

26. Puchkov A.V. Evolution of the Pseudogap State of High - T_c Superconductors with Doping [Текст] / A.V. Puchkov, P. Fournier, D.N. Basov, T. Timusk, A. Kapitulnik, N.N. Kolesnikov // Phys. Rev. Lett. - 1996. -V.77. -P.3212-3215.
27. Startseva T. Temperature evolution of the pseudogap state in the infrared response of underdoped $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [Текст] / T. Startseva, T. Timusk, A.V. Puchkov, D.N. Basov, H.A. Mook, M. Okuya, T. Kimura, K. Kishio // Phys. Rev. B. -1999. -V.59. -C.7184-7190.
28. Gorny K. Magnetic Field Independence of the Spin Gap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [Текст] / K. Gorny, O.M. Vyaselev, J.A. Martindale et al. (11 auth.) // Phys. Rev. Lett. -1999. -V.82, №1. -P.177-180.
29. Tohyama T. Role of next-nearest-neighbor hopping in the t - t' - J model [Текст] / T. Tohyama, S. Maekawa // Phys. Rev. B. -1994. -V.49. -P.3596-3599.
30. Dessau D.S. Key features in the measured band structure of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$: Flat bands at E_F and Fermi surface nesting [Текст] / D.S. Dessau, Z.-X. Shen, D.M. King et al. (11 auth.) // Phys. Rev. -1993. -V.71, №17. -P.2781-2784.
31. Вовк Р.В. Влияние перераспределения лабильного кислорода на псевдощелевое состояние в бездвойниковых монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [Текст] / Р.В. Вовк, М.А. Оболенский, А.А. Завгородний, А.В. Бондаренко, И.Л. Гулатис, Н.Н. Чеботаев // ФНТ. -2007. -Т.33, №8. -С.931-934.
32. Stojkovic B.P. Theory of the longitudinal and Hall conductivities of the cuprate superconductors [Текст] / B.P. Stojkovic, D. Pines // Phys. Rev. B. -1997. -V.55, №13. -P.8567-8595.
33. Зверев В.Н. Анизотропия нормального сопротивления монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с дефицитом кислорода [Текст] / В.Н. Зверев, Д.В. Шовкун // Письма в ЖЭТФ. -2000. -Т.72, №2. -С.103-108.

34. Zverev V.N. Pseudogap behavior of the normal state out-of-plane resistance in underdoped single crystals [Текст] / V.N. Zverev, D.V. Shovkun // *Physica C*. -2003. -V.391. -P.315-318.
35. Alexandrov A.S. Coherent *ab* and *c* Transport Theory of High- T_c Cuprates [Текст] / A.S. Alexandrov, V.V. Kabanov, N.F. Mott // *Phys. Rev. Lett.* - 1996. - V.77, №23. -P.4796-4799.
36. Абрикосов А.А. Резонансное туннелирование в высокотемпературных сверхпроводниках [Текст] / А.А. Абрикосов // *УФН*. -1998. -Т.168, №6. -С.683-695.
37. А.А. Завгородний, А.В. Самойлов, Р.В. Вовк, М.А. Оболенский, З.Ф. Назиров, А.Г. Петренко, V.M. Pinto Simoes // *Физика и техника высоких давлений, том 20, № 4, с. 80-95 (2010)*.
38. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. V. Bondarenko, I. L. Goulatis, A. V. Samoilov, A. I. Chroneos, V. M. Pinto Simoes. // *J. Alloys and Compounds* 464, P. 58-66 (2008).
39. N. F. Mott, Metal-insulator transition, Word Scientific, London (1974).
40. R. V. Vovk, M. A. Obolenskiy, A. A. Zavgorodniy, D. A. Lotnyk, K. A. Kotvitskaya // *Physica B* 404 (2009) p. 3516-3518.
41. Мейлихов М.З. // *ЖЭТФ*. -1999. -Т.115, №4. -С.1484-1496.
42. Оболенский М.А., Бондаренко А.В., Зубарева М.О. // *ФНТ*. -1989. - Т.15, №11. -С.1152-1159.
43. В.Ф. Гантмахер, В.Н. Зверев, В.М. Теплинский, О.И. Баркалов // *ЖЭТФ* **103**, 1460 (1993).
44. Y. Imry // *J. Appl. Phys.* **52**, 1817 (1981).
45. V.M. Gvozdkov. // *Phys. Rev. B* **76**, 235125 (2007)