

ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В. Н. КАРАЗІНА
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ ТА НАУКИ УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

КОРОБКОВ МАКСИМ ВОЛОДИМИРОВИЧ

УДК 536.48:536.24:539.219.1(043.5)

ДИСЕРТАЦІЯ
**ПРОЦЕСИ ПЕРЕНОСУ В НЕСТЕХІОМЕТРИЧНИХ КУПРАТАХ В
УМОВАХ ЕКСТРЕМАЛЬНИХ ЗОВНІШНІХ ВПЛИВІВ**

Спеціальність 104 – Фізика та астрономія

(Галузь знань 10 – Природничі науки)

Подається на здобуття ступеня доктора філософії

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

_____ Максим КОРОБКОВ

Науковий керівник: Вовк Руслан Володимирович,

доктор фізико-математичних наук, професор.

Харків – 2025

АНОТАЦІЯ

Коробков Максим Володимирович. Тема дисертації: **«Процеси переносу в нестехіометричних купратах в умовах екстремальних зовнішніх впливів»**. Кафедра фізики низьких температур Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Робота викладена на 117 сторінках і містить 25 рисунків та 4 таблиці.

У першому розділі подано огляд літератури з питань кристалічної структури, типів дефектів, механізмів піннінгу та динаміки магнітного потоку у ВТНП-сполуках системи 1-2-3. Особливу увагу приділено впливу структурних дефектів на формування фазових переходів у вихровій системі.

Другий розділ присвячено опису методики вирощування монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та підготовки зразків з різним ступенем дефіциту кисню. Представлено комплекс транспортних та магнітних вимірювань у широкому температурному і польовому діапазонах.

У третьому розділі досліджено паракогерентний перехід, 2D-3D кросовер та резистивні характеристики у зразках з малим дефіцитом кисню. Аналіз флуктуаційної провідності проведено в межах моделей Асламазова–Ларкіна та Лоренца–Доніаха.

У розділі чотири досліджено вплив алюмінієвого легування та наявності односпрямованих двійникових меж на магнітоопір і динаміку магнітного потоку. Показано посилення піннінгу на межах двійникування.

П'ятий розділ розповідає про аналіз електропровідності та розсіювання носіїв заряду у системах з празеодимом за умов високого тиску. Експериментальні дані узгоджуються з моделлю Блоха–Грюнайзена та врахуванням неоднорідностей у зразках.

Ключові слова: високотемпературна надпровідність, купрати, монокристали, кисневий дефіцит, паракогерентний перехід, вихрова ґратка, піннінг, високий тиск, електропровідність, флуктуації.

ABSTRACT

Korobkov Maksym Volodymyrovych. Dissertation topic: "Transport Processes in Nonstoichiometric Cuprates under Extreme External Conditions." Department of Low Temperature Physics, V. N. Karazin Kharkiv National University. The dissertation comprises 117 pages, includes 25 figures and 4 tables.

Chapter 1 provides a literature review on the crystal structure, defect types, pinning mechanisms, and magnetic flux dynamics in HTSC compounds of the 1-2-3 system. Special attention is given to the role of structural defects in phase transitions within the vortex system.

Chapter 2 describes the techniques for growing $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals and preparing samples with varying oxygen deficiency. A comprehensive set of transport and magnetic measurements across wide temperature and field ranges is presented.

Chapter 3 investigates the paraconsistent transition, 2D–3D crossover, and resistive characteristics in samples with slight oxygen deficiency. The analysis of fluctuation conductivity is performed using Aslamazov–Larkin and Lawrence–Doniach models.

Chapter 4 focuses on the effects of aluminum doping and the presence of unidirectional twin boundaries on magnetoresistance and magnetic flux dynamics. Enhanced vortex pinning on twin boundaries is demonstrated.

Chapter 5 analyzes electrical conductivity and charge carrier scattering in Pr-doped systems under high pressure. The experimental data align with the Bloch–Grüneisen model and account for sample inhomogeneities.

Keywords: high-temperature superconductivity, cuprates, single crystals, oxygen deficiency, paraconsistent transition, vortex lattice, pinning, high pressure, electrical conductivity, fluctuations.

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ.....	5
ВСТУП.....	7
РОЗДІЛ 1.	14
КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА, ДЕФЕКТИ, ПІННІНГ І ДИНАМІКА МАГНІТНОГО ПОТОКУ У ВТНП-СПОЛУКАХ СИСТЕМИ 1-2-3.....	14
1.1. Кристалічна структура сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	14
1.2. Структурні дефекти у сполуці $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	16
1.3. Піннінг вихрової ґратки на дефектах та власний піннінг у сполуці $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	18
1.4. Динаміка магнітного потоку.....	20
1.4.1. Класичний кріп.....	21
1.4.2. Теорія колективного піннінгу та модель вихрового скла.....	22
1.5. Вплив теплових коливань на фазовий стан та динаміку вихрової системи.....	23
1.5.1. Термодинамічні властивості.....	23
1.5.2. Динаміка вихрової рідини.....	25
1.5.3. Динаміка вихрової ґратки в теорії колективного піннінгу.....	26
1.5.4. Експериментальні дослідження динаміки магнітного потоку в монокристалах та орієнтованих текстурах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$	28
Висновки. Постановка завдання досліджень.....	31
РОЗДІЛ 2.	33
ОБ'ЄКТИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ.....	33
2.1. Зростання ВТНП – монокристалів системи 1-2-3 та виготовлення зразків для резистивних досліджень.....	34

2.1.1. Методика вирощування бездомішкових монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$..	34
2.1.2. Приготування зразків з різним ступенем відхилення від кисневої стехіометрії.....	36
2.1.3. Структурні дослідження монокристалів.....	38
2.1.4. Структурні дослідження монокристалів.....	39
2.2. Вимірювальні методики.....	40
2.2.1. Транспортні дослідження піннінгу та динаміки магнітного потоку.....	42
2.2.2. Камера високого тиску.....	44
2.2.3. Точність вимірювань та обробка експериментальних даних.....	46
Висновки.....	47
РОЗДІЛ 3.	48
ПАРАКОГЕРЕНТНИЙ ПЕРЕХІД ТА 2D-3D КРОСОВЕР У МОНОКРИСТАЛАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ З МАЛИМ ДЕФІЦИТОМ КИСНЮ.....	48
3.1. Надлишкова провідність та динамічні фазові переходи при температурах поблизу критичної.....	48
3.2. Резистивні переходи в нормальний стан та перехід порядок-безлад.....	50
3.3. Флуктуаційна парепровідність та 2D-3D кросовер.....	54
Висновки.....	59
РОЗДІЛ 4.	61
МАГНІТООПІР І ДИНАМІКА МАГНІТНОГО ПОТОКУ В ДОПОВАНИХ АЛЮМІНІЄМ МОНОКРИСТАЛАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ З СИСТЕМОЮ ОДНОСПРЯМОВАНИХ ДВІЙНИКОВИХ МЕЖ.....	61
4.1. Надлишкова провідність і динамічні фазові переходи.....	61

Висновки.....	73
РОЗДІЛ 5.	74
РОЗСІЮВАННЯ НОСІЇВ ЗАРЯДУ НА ФОНОНАХ ТА ФЛУКТУАЦІЙНА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ПІД ТИСКОМ.....	74
Вступ.....	74
5.1. Експериментальні методи.....	76
5.2. Результати та обговорення.....	77
5.2.1. Електроопір у нормальному стані.....	77
5.2.2. Паратровідність.....	82
Висновки.....	87
ВИСНОВКИ.....	89
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	91

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ

АК – теорія Андерсона-Кіма

ВАХ – вольт-амперна характеристика

ВР – вихрова рідина

ВК – вихровий кристал

ВТНП – високотемпературна надпровідність

ВГ – вихрова ґратка

ВС – вихрове скло

ДГ – двійникові границі

П-Б – порядок-безлад

ПЕ – пік-ефект

ПЩ – псевдоцілінний стан

FE – fishtail ефект

a_0 – міжвихрова відстань

c_L – число Ліндемана

G_i – число Гінзбурга

I – вектор транспортного струму

j_c – густина критичного струму

R – релаксаційне співвідношення

T_c – критична температура

$T_{смах}$ – максимальне значення T_c

T^* – температура відкриття псевдоціліни

$t^*=(T^*-T_f)/T_f$ – відносна протяжність реалізації ПЩ-режиму

VSM – вібраційний магнетометр

$\Delta\sigma$ – надлишкова провідність

δ – дефіцит кисню

ρ – електроопір

$e = (T-T_c)/T_c$ – приведена температура

ξ – довжина когерентності

λ – глибина проникнення магнітного поля

ВСТУП

Актуальність теми. Дослідження нових високотемпературних надпровідників (ВТНП), перші з яких були відкриті наприкінці 1986 року у швейцарській лабораторії IBM Беднорцем та Мюллером, становить великий інтерес як для з'ясування самої природи надпровідності в цих сполуках, так і з суто прикладного погляду. Особливий інтерес, у цьому аспекті, становить дослідження властивостей Абрикосівських вихорів як нового стану матерії. Більшість досліджень, присвячених вивченню фазового стану та динаміки вихрової матерії у ВТНП матеріалах, було виконано на сполуках так званої системи 1-2-3, $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$, де R - іон рідкісноземельного елемента. Це зумовлено низкою причин: цей надпровідник має високу критичну температуру та найкращу струмонесучу здатність у сильних магнітних полях, можна відносно легко отримати литі зразки та монокристали, фізичні властивості, зокрема й надпровідні, можна досить просто змінити, варіюючи кисневий індекс δ або легуванням, є можливість отримувати високоякісні монокристали відносно великих розмірів. Остання обставина має вирішальне значення для фундаментальних досліджень.

На відміну від низькотемпературних, високотемпературні надпровідники мають малу довжину когерентності ξ , велику величину глибини проникнення магнітного поля λ , і суттєво анізотропну кристалічну структуру, яка, своєю чергою, зумовлює значну анізотропію їхніх фізичних характеристик. У поєднанні з високою критичною температурою T_c це призводить до суттєвої зміни фазової діаграми вихрової системи.

Значно посилюється процес термічно активованого депіннінгу, який проявляється аж до гелієвих температур і, як наслідок, знижується значення критичного струму J_c . Причина такого зниження полягає в тому, що мала величина ξ призводить до малих значень енергії пінінгу, а великі значення λ — до пом'якшення пружних модулів вихрової ґратки і, як наслідок, до зменшення кореляційного об'єму, в якому вихрова ґратка пінінгується колективно. Похилі

модулі вихрової ґратки стають дуже малими, так що окремі сегменти можуть депіннінгуватися індивідуально, оскільки вони мають малу активаційну енергію. Наслідком шаруватої структури більшості ВТНП матеріалів є квазідвовимірний характер Абрикосівських вихорів: вихрові сегменти в CuO -шарах взаємодіють між собою за допомогою Джозефсонівської взаємодії на відстанях порядку λ . У цьому випадку лінії магнітного потоку стають дуже гнучкими, і навіть можуть утворювати такі, що не взаємодіють, так звані "pancake vortices". У цьому випадку говорять про "розв'язування" системи вихорів. Через малу енергію активації, термічно активуємий кріп вихорів у високотемпературних надпровідниках спостерігається аж до температури рідкого гелію, що суттєво зменшує струмонесучу здатність цих матеріалів. Одним з основних питань термоактивованого кріпу є фазовий стан вихрової системи, який визначає струмову залежність ефективного потенціалу пінінгу U , і, отже, динаміку термоактивованого руху магнітного потоку.

При цьому виникає питання про принципову можливість отримання граничної струмонесучої здатності ВТНП матеріалів (на рівні струму розпарювання) у досить сильних магнітних полях, яка, своєю чергою, безпосередньо пов'язана зі специфічними механізмами пінінгу вихрової матерії в цих сполуках. Відомо, що причиною пінінгу вихрової ґратки (ВГ) у надпровідниках є недосконалості кристалічної структури.

У ВТНП матеріалах додатковим джерелом пінінгу є власний "intrinsic" пінінг, зумовлений шаруватою кристалічною структурою цих надпровідників.

Відповіді на ці питання можуть дати експериментальні дослідження об'єктів, що містять контрольовані центри пінінгу та мають високу досконалість. Враховуючи вищесказане, як такі об'єкти в цій роботі були вибрані монокристали системи $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, що містять контрольовані дефекти,

зокрема, монокристали, що містять односпрямовані границі двійників, монодоменні (роздвійниковані) кристали та зразки, леговані алюмінієм і празеодимом.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами та темами.

Робота виконана на кафедрі фізики низьких температур Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Результати, представлені в дисертаційній роботі, були отримані під час проведення досліджень у рамках програм Міністерства освіти України та ДФФД України: «Вплив дефіциту кисню на придушення параметра порядку на двійниках» - № ДР 0304U0041/91; «Комплексні фізичні дослідження природи надпровідного стану в шаруватих системах з різним спектром квазічастинкових збуджень» - № ДР 0104U0092/96; «Створення Джозефсонівських зв'язків та ефективного пінінгу на двійниках у монокристалах YBaCuO » - N ДР 0106U003111. Здобувач брав участь у виконанні даних НДР як виконавець – аспірант кафедри.

Мета дослідження - експериментальне дослідження впливу високого тиску на процеси переносу заряду та розсіювання його носіїв у ВТНП-сполуках сімейства $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ у широкому діапазоні температур, магнітних полів і високих тисків; вивчення розподілу дефектів, що утворилися, та встановлення фізичних особливостей релаксації цих дефектів.

Об'єкт дослідження - Динаміка переносу заряду і магнітного потоку в ВТНП-сполуках системи $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ під дією температури, магнітного поля і високого тиску.

Предмет дослідження - процеси електропереносу і механізми

розсіювання носіїв струму в монокристалічних зразках процесу електропереносу і механізми розсіювання носіїв струму в монокристалічних зразках $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в умовах прикладання високого тиску в умовах дії зовнішніх чинників.

Для досягнення кінцевої мети необхідно було вирішити наступні завдання:

1. Отримати монокристали високого ступеня досконалості та текстуровані зразки системи 1-2-3 із заданою морфологією дефектної структури, а також роздвійниковані монодоменні монокристали.
2. Створити методику транспортних вимірювань на малих зразках при високій густині струму.
3. Виміряти орієнтаційні та польові залежності густини критичного струму та параметрів резистивного стану у монокристалах YBCO.
4. Дослідити динаміку магнітного потоку на основі аналізу вольт-амперних характеристик та розділити внесок статичних і динамічних ефектів.
5. Розділити внесок дефектів різної розмірності та морфології – вакансій, дислокацій, поверхні зразка, кластерів кисневих вакансій, а також структурної анізотропії в польову та орієнтаційну залежності густини критичного струму та магнітного моменту.

Методи дослідження. Для вирішення поставлених завдань були використані відомі експериментальні методи фізики низьких температур із застосуванням обчислювальної техніки. Монокристали ВТНП-сполук системи 1-2-3 вирощували за розчинно-розплавною технологією в золотих та алундових тиглях. Концентрацію точкових дефектів (вакансій кисню) змінювали шляхом варіювання температури відпалу кристалів в атмосфері кисню. Фазовий стан, пінінг та динамічні властивості вихрової системи досліджували магнітним та транспортним методами. Резистивні вимірювання проводили стандартним 4-х контактним методом, а магнітні вимірювання – на вібраційному магнетометрі

(VSM). Обробку результатів здійснювали за допомогою комп'ютерних програм Microcal Origin та Matlab.

Наукова новизна отриманих результатів.

В результаті виконання дисертаційної роботи були вперше отримані такі нові наукові результати:

1. Застосування постійного магнітного поля до монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ з малим дефіцитом кисню, на відміну від аналогічних, оптимально допированих киснем зразків, призводить до появи додаткового паракогерентного переходу на температурних залежностях надлишкової провідності в базисній ab -площині, зумовленого придушенням динамічного фазового переходу виду вихрова рідини - вихрова ґратка. При цьому безпосередньо поблизу T_c надлишкова провідність задовільно описується тривимірною моделлю Асламазова-Ларкіна для шаруватих надпровідних систем.
2. Вперше встановлено, що двійникові межі в монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3-\text{zAl}_2\text{O}_7-\delta$ ($z \leq 0,5$) є ефективними центрами флуктуаційних носіїв. Відхилення від лінійності залежностей $\rho_{ab}(T)$ при $T_c < T < 1,35 T_c$ може бути задовільно пояснено в межах теорії флуктуаційної надпровідності. Немонотонна залежність величини $\chi_s(0)$ від магнітного поля, ймовірно, може бути пов'язана з придушенням надлишкової флуктуаційної провідності в області слабких магнітних полів. Відсутність «віялоподібного» розширення резистивних переходів у магнітному полі, характерного для бездомішкових зразків $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$, зумовлено придушенням фазового переходу до стану незапінінгованої вихрової рідини, внаслідок посилення пінінгу вихрової ґратки на двійникових межах.
3. Експериментальна температурна залежність електричного опору монокристалічного ВТНП $\text{Y}_{0.66}\text{Pr}_{0.34}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ у нормальному стані (та отримана з неї похідна, $d\rho(T)/dT$) повністю відповідають моделі

розсіювання носіїв заряду на фононах та домішках (модель Блоха-Грюнайзена) в інтервалі гідростатичних тисків 0–1 ГПа. Флуктуаційна провідність, отримана як різниця між експериментальними значеннями та екстрапольованими за допомогою моделі Блоха-Грюнайзена величинами, з хорошою точністю описується моделлю Лоренца-Доніаха з урахуванням неоднорідності зразка.

Практичне значення отриманих результатів.

Основні результати роботи були отримані вперше, і їхнє основне практичне значення полягає в тому, що вони можуть бути використані для прогнозування струмонесучої здатності ВТНП матеріалів у магнітному полі при зміні концентрації точкових та плоских дефектів, а також при зміні напрямку магнітного поля відносно площини двовимірних дефектів. Результати досліджень впливу процесів старіння (aging) на динаміку магнітного потоку та резистивні характеристики текстурованих зразків можуть бути використані при створенні постійних магнітів або акумуляторів енергії на основі ВТНП-сполук. Ряд отриманих результатів може бути використаний при читанні спецкурсів для бакалаврів та магістрів фізичних спеціальностей.

Публікації.

За темою дисертації опубліковано 5 наукових робіт, зокрема 5 статей у фахових виданнях [1, 75, 93, 94, 95], а також у тезах доповідей [2], опублікованих у збірниках наукових праць міжнародних конференцій.

Особистий внесок здобувача.

Усі результати, отримані в дисертаційній роботі, виконані здобувачем у співавторстві. Зокрема, у наукових роботах [1, 2] автору належить формулювання теми та мети дослідження, обґрунтування більшості завдань,

вирішених під час виконання роботи. Ним проведено переважну більшість експериментальних досліджень, а також здійснено обробку та аналіз експериментальних даних. У роботі [94] автору належить уся експериментальна частина досліджень. У [93] автор брав безпосередню участь в обговоренні та інтерпретації отриманих результатів. У роботі [95] автором проведено розрахунки та аналіз отриманих експериментальних даних. Автором сформульовано та обґрунтовано висновки окремих розділів, а також сформульовано висновки дисертаційної роботи.

Апробація результатів роботи.

Матеріали та результати досліджень доповідалися та обговорювалися на наступних конференціях:

Структура та обсяг роботи.

Дисертація складається зі вступу, 5 розділів, висновків, та списку використаних джерел. Повний обсяг роботи становить 117 сторінок і містить перелік умовних позначень та скорочень, 25 рисунків, 4 таблиці, а також список використаних джерел зі 123 найменувань.

РОЗДІЛ 1

КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА, ДЕФЕКТИ, ПІННІНГ ТА ДИНАМІКА МАГНІТНОГО ПОТОКУ У ВТНП-СПОЛУКАХ СИСТЕМИ 1-2-3

(ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)

Як відомо з численних теоретичних та експериментальних досліджень, фазовий стан вихрової матерії суттєвим чином залежить від розглядуваної області температур та магнітних полів, від розмірності, розмірів та концентрації дефектів кристалічної структури, а в анізотропних надпровідниках — і від орієнтації зовнішнього магнітного поля відносно кристалографічних осей кристалів. При цьому піннінг вихрової ґратки на дефектах визначається розмірністю, розмірами, густиною та просторовим розподілом дефектів. Умовно піннінг розділяють на магнітний та коровий. Магнітний піннінг визначається магнітною взаємодією з неоднорідностями, що мають розміри порядку глибини проникнення магнітного поля λ . Коровий піннінг є ефективним на неоднорідностях, що мають розміри порядку довжини когерентності ξ . З огляду на малі значення ξ , у ВТНП цей тип піннінгу є ефективним на точкових, плоских та лінійних дефектах. У цьому огляді зроблена спроба короткого аналізу наявних теоретичних та експериментальних результатів, отриманих при дослідженнях піннінгу та динаміки магнітного потоку у ВТНП-сполуках системи 1-2-3. Наведено дані про кристалічну структуру та особливості дефектного ансамблю таких сполук, а також виділено основні питання, що не знайшли свого теоретичного та експериментального вирішення.

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

Структура та властивості $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ безпосередньо пов'язані з індексом d , що характеризує вміст вакансій кисню. Сполуки є надпровідними та мають орторомбічну симетрію при $d < 0.4$ з граничною фазою $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. При $d > 0.4$ вони стають напівпровідниками з граничною фазою $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$. Їхню структуру можна розглядати як структуру перовскіту з нестачею кисню [3]. У загальному випадку, перовскіт являє собою упаковку октаедрів BO_6 , де В – малий катіон металу (наприклад, міді), оточений 6 іонами кисню. Атомні положення, що є між 8 октаедрами, центрованими у вершинах куба, зайняті великими катіонами металу А (ітрію). Видаливши атоми кисню з ідеальної ґратки перовскіту, ми отримаємо найбагатшу киснем сполуку $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (рис. 1.1).

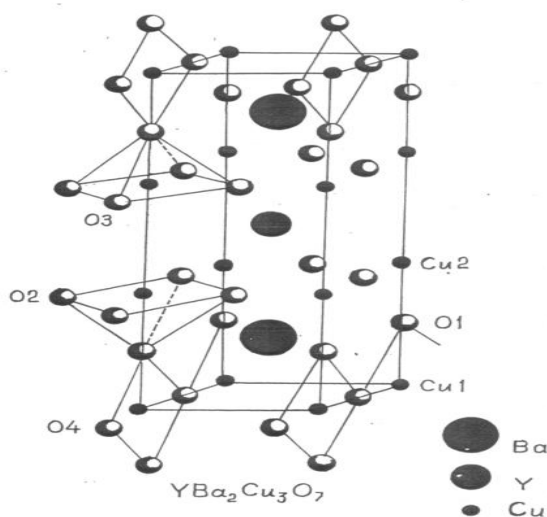


Рис. 1.1 Модель кристалічної ґратки сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ згідно [3].

Її елементарну комірку можна представити у вигляді послідовності шарів, перпендикулярних осі c :

(а) **Cu – O**, в якому, порівняно з вихідним перовскітом, є дві вакансії кисню; іон міді **Cu (1)**, розташований у цьому шарі, має координаційне число 4 і оточений чотирма іонами кисню;

(б) Ва – О; (в) Cu – О, в якому іон міді Cu (2), розташований у цьому шарі, має координаційне число 5 і оточений п'ятьма іонами кисню, що утворюють багатогранник; (г) шару ітрію, в якому, порівняно з вихідним перовскітом, є чотири вакансії кисню. Продовження комірки симетричне відносно цього шару іонів ітрію, і там знову повторюються описані раніше шари Ва – О та Cu – О. Однак іони міді знаходяться в атомних положеннях двох типів: Cu (1) у площині квадрата CuO₄, а Cu (2) – у піраміді з квадратною основою CuO₅. Саме тим, що шари багатогранника розділені шарами іонів ітрію, визначається двовимірний характер структури. Наявність купратних площин, а також двовимірної та квазидвовимірної структури є загальною рисою всіх високотемпературних надпровідних сполук.

Методи дифракції нейтронів та електронної мікроскопії [4] з високою роздільною здатністю показують, що вакансії кисню розташовуються в площині квадрата CuO₄, а не в пірамідах CuO₅. При збільшенні концентрації вакансій ланцюжки Cu–О вздовж осі b стають завершеними, і атоми Cu (1) змінюють своє координаційне число з 4 на 2 для найбільшій киснем сполуки YBa₂Cu₃O₆.

При порівнянні кубічної та ромбоєдричної структури перовскіту (LaCuO₃) зі структурами сполук YBa₂Cu₃O₇ та YBa₂Cu₃O₆ виявляється, що ланцюжки розвиваються в трьох просторових напрямках у перовскіті, лише в напрямку b і не існують у YBa₂Cu₃O₆.

1.2. Структурні дефекти в сполуці YBa₂Cu₃O_{7-δ}

У бездомішкових кристалах YBa₂Cu₃O_{7-δ}, залежно від дефіциту кисню та технології синтезу, спостерігаються такі дефекти структури: точкові дефекти типу вакансій кисню, які формуються у площинах CuO, планарні дефекти типу (001), границі двійників, дислокації та так звані $2\sqrt{2} \times 2\sqrt{2}$ структури [5], що спостерігаються при дефіциті кисню $\delta = 6.8 \div 6.9$. Плоскими дефектами є

площини двійникування, які утворюються при "тетра-орто" переході та мінімізують пружну енергію кристала. Границя двійників є площинами, що мають тетрагональну структуру як результат присутності шарів, які містять вакансії кисню, розташовані вздовж границі двійника [5,6]. Електронно-мікроскопічні дослідження показали [6], що на початковій стадії тетра-орто переходу утворюються зародки доменів, в яких формуються два сімейства когерентних поверхонь розділу (110) та (110). Це може слугувати причиною утворення структури типу "твіду" при перекритті близьких мікродвійників. Період такої структури залежить від вмісту кисню і може бути стимульований при допіруванні тривалентним металом і, зокрема, алюмінієм [6,7]. На початковій стадії росту мікродоменів формування ДГ (двійникових границь) відбувається за допомогою процесу дифузії структурних вакансій у CuO шарах. Розповсюдження ДГ здійснюється при русі двійникових дислокацій, керованих напруженнями.

Лінійні дефекти (дислокації) характерні для епітаксialьних плівок і текстурованих зразків. Джерелом цього типу дефектів можуть служити дислокації невідповідності, що виникають на межі розділу плівка-підкладка в плівкових зразках, і дислокації невідповідності, що виникають на межі розділу фаз $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$ в текстурованих плавлених зразках. Щільність дислокацій у плівках може досягати значень близько $1.4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ [8].

Висока щільність дислокацій у монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ може бути отримана при вирощуванні кристалів у процесі протікання перитектичної реакції [9], що, ймовірно, пов'язано з наявністю дрібних включень фази $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$. У кристалах же, вирощуваних розчин-розплавним методом щільність дислокацій становить близько $5 \cdot 10^3/\text{см}^2$ [10]. Зазначимо, що щільність дислокацій може бути збільшена при термомеханічній обробці матеріалів [11].

Точкові дефекти (вакансії кисню) присутні у всіх 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, за винятком $\text{CuO}(1)$. В залежності від вмісту кисню, можливе утворення надструктур при періодичному розподілі вакансій кисню. Щільність кисневих вакансій відносно велика і при $\delta = 0.03$ становить близько 1026 м^{-3} .

У літературі також є повідомлення про систематичний дефіцит міді в площинах CuO , який може досягати значень 0.09 у сполуках [12]. Точкові дефекти також можуть бути отримані при легуванні. Як правило, легуючі елементи (за винятком рідкоземельних елементів і Sr) впроваджуються в позиції $\text{Cu}(1)$ [3]. Іони ж рідкоземельних елементів і K заміщають атоми ітрію, а Sr впроваджується в позиції атомів Ba .

Додаткові дефекти можуть бути створені при опроміненні [13,14]. В залежності від типу частинок і їх енергії, можуть бути створені як точкові, так і лінійні дефекти (сліди важких частинок з високою енергією) [15].

1.3. Піннінг вихрової ґратки на дефектах та власний піннінг у сполучі $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Оскільки вакансії кисню локалізовані в струмонесучих площинах CuO , розмір одиночного дефекту малий, а густина цих дефектів сягає 1020 см^{-2} при дефіциті кисню $\delta=0.03$, вони розглядаються як основне джерело корового піннінгу. Одночастинковий піннінг на кисневих вакансіях оцінюється як $8 \cdot 10^{-13} \text{ Н}$ [5]. Згідно з розрахунками, проведеними у відповідній роботі, для досягнення густини критичного струму А/см^2 достатньо незначного дефіциту кисню $\delta=0.03$. Експериментальні дослідження впливу невеликого дефіциту кисню на густину критичного струму проведені в роботах [5,6]. Автори обох робіт відзначають позитивну роль дефіциту кисню при $\delta < 0.05$.

Піннінг на дислокаціях, ймовірно, ефективний у плівках та текстурованих зразках завдяки їхній високій густині: $1.4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ у плівках, та близько 10^{10} см^{-2} у текстурованих зразках поблизу включень фази $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Густина дислокацій у текстурованих зразках може бути збільшена шляхом гарячої деформації, що призводить до збільшення критичного струму в півтора раза при $H \parallel c$ і в два рази при $H \parallel ab$ -площині [9].

Піннінг на дислокаціях у монокристалах, ймовірно, неефективний через їхню малу густину $5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$. Для порівняння, густина ДГ (двійникових границь) на одиницю довжини становить $5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. Враховуючи двовимірний характер ДГ, відносна кількість вихорів, захоплених ДГ, суттєво перевищує це значення. Тому слід очікувати неефективності піннінгу на дислокаціях порівняно з піннінгом на ДГ.

Лінійні дефекти у ВТНП матеріалах можуть бути штучно створені при опроміненні важкими частинками високих енергій. Ефективність піннінгу на таких дефектах підтверджується численними експериментальними даними [11,12,16]. Наприклад, у роботі [16] спостерігали збільшення J_c після опромінення іонами свинцю в 30 разів при $T = 87 \text{ К}$ у магнітному полі 0.05 Тл . Зазначимо, що піннінг на лінійних дефектах найбільш ефективний при орієнтації поля паралельно трекам, утвореним у процесі опромінення.

Власний (intrinsic) піннінг проявляється в матеріалах, для яких довжина когерентності порівнянна з відстанню між струмонесучими шарами. Довжина когерентності в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ порівнянна з періодом ґратки вздовж осі c , що зумовлює присутність цього типу піннінгу в цьому надпровіднику. Наявність intrinsic піннінгу в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ підтверджено численними експериментальними дослідженнями.

Покладаючи, що власний піннінг при розорієнтації поля суттєво більший, ніж піннінг на дефектах, модель фрагментованої структури вихрових ниток [7]

передбачає кутову залежність критичного струму вигляду $J_c(H, \varphi) = J_{c1} \cdot \cos(\varphi) + J_{c2}$. Врахування піннінгу на інших дефектах (наприклад, на точкових [8]) дозволило отримати залежність вигляду $J_c(H, \varphi) = J_{c_intrinsic} + J_{c_defects}$, де J_{c1} – критичний струм, що визначається власним піннінгом, а J_{c2} – критичний струм, що визначається дефектами структури. Експериментальне підтвердження наведених залежностей отримано в роботі [8].

Непрямий піннінг у надпровідниках може спостерігатися при слабкому піннінгу ВГ матрицею та наявності потужних центрів піннінгу, віддалених на відстань $d > a_0$. При впорядкованому розподілі потужних центрів піннінгу критичний струм визначається зсувною деформацією ВГ у вигляді $J_c(B) = J_{c0} \cdot (1 - T/T_c) \cdot (1 - B/B_c^2)$, де $b = B/B_c^2$, а в монокристалах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ — при розорієнтації векторів $H \parallel c$ та ДГ [9] сильними центрами піннінгу в цьому експерименті слугували границі двійників.

Піннінг на ДГ експериментально виявлено при резистивних [10] та магнітних [11] дослідженнях, а також при візуальному спостереженні профілю рухомого магнітного потоку. Знімки профілю проникнення магнітного потоку в монокристалічному зразку показують, що потік проникає вздовж ДГ при температурах вище 40 К, а при $T < 40\text{К}$ він проникає в кристал рівномірно. Така поведінка вказує на суттєвий вплив ДГ на піннінг потоку в області високих температур та на ослаблення їхнього впливу в області низьких температур. Проте піннінг на ДГ проявляється і при температурі рідкого гелію, про що свідчить підвищена густина вихорів поблизу ДГ, що спостерігається в експериментах з декорування вихрового потоку [12].

1.4. Динаміка магнітного потоку

Якщо сила Лоренца, що діє на вихрову ґратку (ВГ), $F_L = JB$, перевищує силу піннінгу $F_p = J_c B$, яка визначається величиною J_c , то спостерігається в'язке течія

магнітного потоку. Опір в'язкій течії потоку ρ_{fl} в рамках моделі Бардіна-Стефена визначається виразом [17]:

$$\rho_{BS} = \rho_N B / B_{c2}, \quad (1.1)$$

де ρ_N — опір у нормальному стані. ВАР (вольт-амперні характеристики) у цьому випадку лінійні, і, як показали експериментальні дослідження [18], $\rho_{fl} \approx \rho_{BS}$ при густині транспортного струму, меншій за J_c , рух магнітного потоку здійснюється за допомогою термоактивованих перескоків вихорів або їхніх зв'язок. При цьому динаміка потоку, тобто вигляд ВАР і часова релаксація намагніченості, визначаються струмовою залежністю потенціалу піннінгу $U(J)$. Нижче подано короткий огляд існуючих моделей, які визначають вигляд залежностей $U(J)$, та експериментальних досліджень динаміки магнітного потоку.

1.4.1. Класичний кріп.

Теоретично термоактивований кріп вихрової ґратки (ВГ) у рамках феноменологічного опису розглянуто Андерсоном і Кімом у роботі [19]. У рамках теорії Андерсона-Кіма (АК) отримана наступна залежність електричної напруги від густини транспортного струму:

$$E = 2NBa\omega \exp(-U_0 / kT) \sinh(U_0 J / J_c kT) \quad (1.2)$$

N - число вихорів у зв'язці, a - довжина стрибка, ω - ефективна частота перескоків, k - стала Больцмана. У теорії АК передбачається лінійна струмова залежність ефективного потенціалу піннінгу вигляду:

$$U = U_0(1 - J / J_c), \quad (1.3)$$

де $U_0 = U_0(H, T)$.

У рамках моделі критичного стану для термоактивованого руху потоку отримано рівняння [18]:

$$d(M - M_{eq}) / dt = (B\omega a / 2\pi r) \exp(U_0 / kT), \quad (1.4)$$

де r - радіус зразка, M - намагніченість зразка, і M_{eq} - рівноважне значення намагніченості. Припускаючи, що струмова залежність U_0 визначається виразом (1.3), легко отримати вираз для релаксації магнітного потоку:

$$M(t) = M_{eq}[1 - (T / U) \ln(t / t_0)], \quad (1.5)$$

де $t_0 = 2\pi r M_{eq} / B\omega a$.

Рівняння (1.2) і (1.5) дозволяють визначити величину ефективного потенціалу піннінгу з вимірювань ВАР та релаксації намагніченості. Необхідно зазначити, що ці рівняння не враховують ефектів колективного піннінгу і теплових флуктуацій ВР, а також впливу хаотичного потенціалу, що породжується дефектністю кристалічної структури, які можуть суттєво змінити струмову залежність потенціалу піннінгу, а отже, і динаміку магнітного потоку.

1.4.2. Теорія колективного піннінгу та модель вихрового скла.

Невпорядкований розподіл дефектів породжує хаотичний потенціал піннінгу, що призводить до порушення дальнього порядку ВР і розбиття її на домени [20]. Поперечний R_c і поздовжній R_L (відносно напрямку вектора H) розміри доменів визначаються виразами:

$$L_c \approx c_{44}^{1/2} (c_{66}^{3/2} \xi^2 / W)_H, \quad R_L \approx R_c (c_{44} / c_{66})^{1/2}, \quad \text{де } c_{44} \text{ - модуль вигину, а } W \text{ - середньоквадратичне значення сили, породжуваної дефектами, об'єм домену}$$

$V_c = R_c^2 L_c$ - об'єм домену, а $J_c \approx c_{66} \xi / R_c^2 B$ [21] - критичний струм. У слабких магнітних полях [22] $c_{11} \approx c_{44} \approx c_{66} \approx c$ і потенціал піннінгу $U_0 \approx c^3 \xi^4 / W$. Тут c_{11} - модуль стиснення ВР.

У великих магнітних полях, $H \gg H_{c1}$ [23], і розмір домену в напрямку захоплення визначається виразом: $R_{\parallel} \approx R_c (c_{11} / c_{66})^{1/2}$. У цьому випадку ефективний потенціал піннінгу та об'єм вихрової зв'язки в $(c_{11} / c_{66})^{1/2}$ раз більші відповідних значень потенціалу U_0 та активаційного об'єму V_c , отриманих для слабких полів. Це викликано тим, що завдяки конкуренції між зсувною (та вигинною) пружною енергією та хаотичним потенціалом, вихрові зв'язки об'ємом V_c не можуть переміщатися незалежно одна від одної, а формуються надзв'язки об'ємом $V_b = V_c (c_{11} / c_{66})^{1/2}$ які переміщаються як єдине ціле. Врахування колективних ефектів призводить до струмової залежності потенціалу піннінгу вигляду:

$$U = (U_0 / \mu)(J_c / J^{-\mu} - 1), \quad (1.6)$$

де величина показника степеня μ у міру зменшення густини транспортного струму набуває значень $1/7$, $5/2$, 1 , $9/7$ і 2 [25], а $U_0 = U_0(T, H)$.

Теорія ізотропного вихрового скла (ВС), як і теорія колективного піннінгу, ґрунтується на уявленні про порушення дальнього порядку ВР хаотичним потенціалом піннінгу. У рамках цієї теорії рух вихрових ниток розглядається як процес активації вихрових петель [21,23].

Теорія ВС передбачає струмову залежність, що визначається рівнянням (1.6), як у мейснерівському, так і в змішаному стані. Величина показника степеня μ обмежена значеннями $\mu \leq 1$. Якісно однаковий опис струмових залежностей потенціалу піннінгу, отримані в рамках теорії колективного піннінгу та моделі

ВС, ймовірно, зумовлений тим, що обидві теорії описують однакові фізичні явища [25].

Нелінійна струмова залежність U , що визначається рівнянням (1.6), призводить до зміни вигляду ВАР та часової релаксації намагніченості [26]:

$$E \cong E_0 \exp[-(U_0 / \mu)(1 - J_c / J)^\mu], \quad (1.7)$$

і

$$M(t) = -M_{eq} [1 + (\mu k T / U_0) \ln(t / t_0)]^{-1/\mu}, \quad (1.8)$$

де E_0 - феноменологічний параметр.

1.5. Вплив теплових коливань на фазовий стан та динаміку вихрової системи

1.5.1. Термодинамічні властивості. Сила термічних флуктуацій характеризується числом Гінзбурга [27]:

$$G_i = [T_c / H_{c2}^2(0) \varepsilon \xi^3(0)]^2 / 2, \quad (1.9)$$

Тут $\varepsilon = (m / M)^{1/2}$ - параметр в рамках моделі ефективних мас. Важливість цього параметра ілюструється наступними міркуваннями. Область критичного режиму визначається нерівністю: $|T_c - T| < T_c G_i$ Лінія плавлення вихрової ґратки визначається виразом [28,29]:

$$B_m(T) \simeq (5,6 c_L / G_i) H_{c2}(0) (1 - T / T_c), \quad (1.10)$$

а лінія термічного депіннінгу дається співвідношенням [30, 28]:

$$B_{dp}(T) \approx 8 G_i H_{c2}(0) (T / T_c)^2 \quad (1.11)$$

Тут c_L - число Ліндемана. Видно, що при збільшенні G_i - область температур, в якій позначається вплив теплових флуктуацій, зростає.

У низькотемпературних надпровідниках $G_i \approx 10^8$ і ефекти, зумовлені тепловими флуктуаціями, незначні. У ВТНП матеріалах G_i велике і, зокрема, для $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ $G_i \approx 10^2$. Тому термічні флуктуації в цих матеріалах відіграють важливе значення у визначенні термодинамічних та динамічних властивостей ВР.

Плавлення вихрової ґратки в разі фазового переходу першого роду супроводжується руйнуванням дальнього порядку. При фазовому переході другого роду [30] відбувається зміна функціональної залежності просторового корелятора. Порушення координаційного порядку не виключає можливості збереження орієнтаційного порядку, що призводить до утворення фази типу рідкого кристала [31].

Можливість плавлення вихрової ґратки експериментально показана в численних роботах [32]. При резистивних дослідженнях цей фазовий перехід проявляється у вигляді температурного та польового гістерезису електроопору, що свідчить про фазовий перехід першого роду. Експериментально отримані лінії плавлення вихрової ґратки в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при орієнтаціях поля $H \parallel c$ визначаються виразами [33]:

$$B_{m\parallel}(T) \approx 103(1 - T / T_c)^{1.41}, \quad (1.12)$$

І

$$B_{m\perp} \approx 842(1 - T / T_c)^{1.37}, \quad (1.13)$$

відповідно. Отримані показники степеня, $n=1.41$ та $n=1.37$, менші за величину $n=2$ у рівнянні (1.13). Це зумовлено тим, що в міру збільшення магнітного поля $n \rightarrow 1$, і така тенденція спостерігалася в роботі [17].

1.5.2. Динаміка вихрової рідини.

Теоретично динаміка вихрової рідини (ВР) досліджена в роботах [34-36]. У роботі [34] зазначається, що за відсутності колективних ефектів в'язкість вихрової рідини $\eta \sim \tau_L \approx \omega_{ph}^{-1} = (10^{-12} - 10^{-9})$ с мала (тут τ_L і ω_{ph} - час релаксації вихрової рідини та фононна частота відповідно), а також при великих часах піннінгу τ_{min} ВР не закріплена, тобто: $J_c = 0$ Експоненційно великі часи розмиття неоднорідної структури у ВР $\tau_{pl} \approx \omega_{ph}^{-1} \exp(U_{pl} / T)$ виникають за наявності високих бар'єрів і U_{pl} для термоактивованого пластичного руху вихорів. Поява високих бар'єрів U_{pl} може бути також спричинено переплутуванням вихрових ниток. У цьому випадку: $\tau_{pin} \approx \tau_{pl}$, усереднення за інтервалом τ_{pin} дає ненульовий результат, і $J_c \neq 0$. Для вихрової рідини зі слабким піннінгом передбачається ВАР (вольт-амперна характеристика) вигляду [37]:

$$E = \rho_f J [1 - (J / J_c)^2]. \quad (1.14)$$

У цьому випадку [38] можливе різке збільшення в'язкості вихрової рідини за наявності рідко розташованих сильних центрів піннінгу, таких як границі двійників. Умова піннінгу визначається співвідношенням: $d_0 \ll \delta$, где $\delta = (\eta / \gamma)^{1/2}$, а γ - коефіцієнт тертя, зумовлений піннінгом. В одновихровому режимі: $d_0 / \delta \approx 10^3$, однак переплутування вихрових ниток призводить до збільшення η у 106 разів, що призводить до співвідношення: $d_0 / \delta \approx 1$. Це дозволило авторам [39] інтерпретувати перегин на залежності $R(T)$, що спостерігався в роботі [39], як прояв піннінгу на ДГ при збільшенні в'язкості.

Відмінність у підходах до опису динаміки ВЖ в роботах [34] і [35] полягає в тому, що автори роботи [18] припускали наявність слабого піннінгу на дрібномасштабних дефектах за відсутності великомасштабних центрів піннінгу, а в роботі [36] припускалася присутність лише великомасштабних, далеко

віддалених один від одного центрів піннінгу. Тому в реальних здвійникованих кристалах можливий прояв обох механізмів піннінгу.

1.5.3. Динаміка вихрової ґратки в теорії колективного піннінгу.

Термічний депіннінг зумовлений згладжуванням випадкового потенціалу тепловими коливаннями вихрових ниток, що призводить до збільшення радіуса піннінгу $r_p \simeq \xi \rightarrow (\xi^2 + u_{ph}^2)^{1/2}$, где u_{ph} -квадратична амплітуда теплових коливань. При температурі депіннінгу:

$$T_{dp} = 2\pi\epsilon_0\xi^2 (B / \Phi_0)^{1/2}, \quad (1.15)$$

при $\xi \simeq u$ піннінг на точкових дефектах різко падає, що призводить до зміни залежностей $U(T,H)$ і $J_c(T,H)$ [26,40].

На рис. 1.2 показана феноменологічна фазова діаграма, що визначає різні режими піннінгу та область їхньої реалізації на В-Т площині у ВТНП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при орієнтації поля $H||c$ [41]. Режим одновихрового піннінгу в області слабких полів та низьких температур обмежений полем B_{sb} , при перевищенні якого реалізується кріп малих вихрових зв'язок, та температурою депіннінгу системи невзаємодіючих вихорів. У межах цієї області всі характеристики не залежать від величини магнітного поля. В області піннінгу малих вихрових зв'язок, обмежений полем B_{1b} та температурою T_{1b} , польові та температурні залежності експоненціальні, що є наслідком дисперсії пружних модулів.

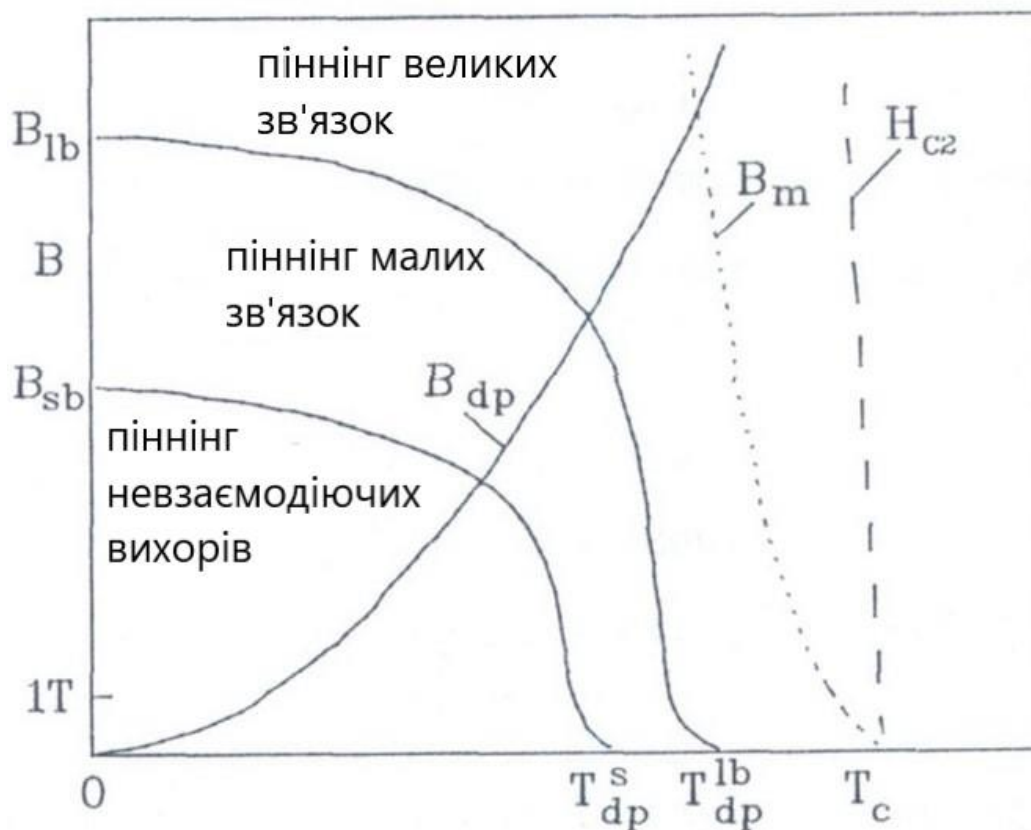


Рис. 1.2. Феноменологічна фазова діаграма, що визначає різні режими піннінгу та область їхньої реалізації на B - T площині ВТНП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ при орієнтації поля $H \parallel c$ [28]

до режимів крипу малих $B_{sb}(T)$ і *крупних* $B_{lb}(T)$ зв'язок різко падають при перетині лінії термічного депіннінгу $B_{dp}(T)$ вихрової ґратки.

У випадку слабого піннінгу лінія плавлення ВР $B_m(T)$ розташована в області крипу великих зв'язок вихорів і, отже, слабо збурена хаотичним потенціалом. Діаграма (див. рис. 1.2) отримана при наступних значеннях параметрів: $B_{sb}(T) = 6$ Тл, $B_{lb}(T) = 10$ Тл, $T_{dp}^{sb} = 60$ К и $T_{dp}^{lb} = 70$ К.

Аналітичні залежності критичного струму $J_c(T, B)$ у рамках теорії колективного піннінгу з урахуванням теплових флуктуацій залежно від величини магнітного поля даються виразами [41]:

$$J_c \approx J_0 (B_{sb} / \beta_{sb} H_{c0}) (1 + T / T_{dp}^s)^2 \exp[(-3/2)(\alpha + T / T_{dp}^s)^3] \quad (1.16)$$

при $B_{sb} < B < B_{lb}$,

$$J_c \approx J_0 (B_{sb} / \beta_{sb} H_{c2}) (1 + T / T_{dp})^{1/2} \exp[(-2B / B_{sb})(\alpha + T / T_{dp})^3] \quad (1.17)$$

при $B_{lb} < B$, и

$$J_c \approx J_0 (B_{sb} / B)^3 [T_{dp} / (1 + T_{dp})]^{11/2} \quad (1.18)$$

Тут $J_0 \approx c\Phi_0 / (200\lambda^2 \xi)$ Критичний струм розпарювання, температура депіннінгу в режимі не взаємодіючих вихорів дається рівнянням:

$$T_{dp}^s = T_c [(1 - T / T_c)(J_c / J_0) / G_i]^{1/2}, \quad (1.19)$$

величина B_{sb} визначається співвідношенням:

$$B_{sb}(T) = \beta_{sb} (j_{sv} / J_0) H_{c2} (1 + T / T_{dp}^s)^2 \exp[(-2c)(\alpha + T / T_{dp})^3], \quad (1.19)$$

Зазначимо, що через сильну анізотропію кристалічної структури ВТНП, надпровідні характеристики також суттєво анізотропні. У цьому випадку при орієнтації поля $H||c$ відповідні рівняння для ефективного потенціалу піннінгу та критичного струму множаться на множник $K=K(\varepsilon)$, а в полях, нахилених відносно осі c , на множник $K = K(\varepsilon^2 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta)$, где θ - кут між вектором H та аб-площиною. Конкретний вигляд функції $K=K(\varepsilon, \theta)$ залежить від роду визначуваної величини [41].

1.5.4. Експериментальні дослідження динаміки магнітного потоку в монокристалах та орієнтованих текстурах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.

Резистивні дослідження динаміки магнітного потоку в монокристалах [24] та текстурованих зразках [42] при високих значеннях густини транспортних струмів показали, що при орієнтації поля $H||c$ початкові ділянки ВАР, що

відповідають режиму термоактивованого кріпу, задовільно описуються рівнянням (1.6), яке передбачається теорією АК. Отримані з експерименту значення ефективного потенціалу піннінгу в магнітному полі 1.5 Тл при температурі $T = 80$ К складали $U_0 = 2000$ К для текстурованих зразків, і $U_0 = 1700$ К для монокристала. В обох випадках спостерігали слабку температурну залежність $U_0 = U_0(T)$.

У текстурованих зразках у області високих температур потенціал піннінгу майже не залежить від величини магнітного поля [42].

У роботі [24] було продемонстровано можливість реалізації непрямого механізму піннінгу в монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ при високих температурах для орієнтації векторів $H \parallel c$ и $J \perp \text{ДГ}$ Найкраща згода між експериментальними даними та виразом (1.4) була отримана при $d = 30$.

Ефективними центрами піннінгу служили ДГ. Зазначимо, що ефективна ширина каналу, вздовж якого здійснювалася деформація зсувом: $d = d_0 (R_{pl} / R_{fl})$ (здесь d_0 – відстань між R_{pl} опір пластичній деформації ВР, R_{fl} опір в'язкому течією потоку при $J > J_c$) з пониженням температури зменшувалася. Як зазначалося в попередньому розділі, модуляція щільності двійників призводить до модуляції сили піннінгу ВР на точкових дефектах, яка зменшується в міру збільшення відстані від ДГ [24]. У міру пониження температури піннінг на точкових дефектах зростає згідно зі співвідношеннями (1.14) (1.15), а непрямий піннінг як λ^{-2} , тобто, суттєво повільніше порівняно з піннінгом на дефектах. Конкуренція між цими механізмами піннінгу і призводить до зменшення ширини каналів легкого ковзання [24].

Наявність каналів легкого ковзання між ДГ також підтверджується результатами магнітних вимірювань критичного струму. При орієнтації поля $H \parallel c$ автори роботи [38] спостерігали зменшення критичного струму в монокристалах з односпрямованими ДГ порівняно з кристалами, що містять

домени з взаємно перпендикулярними ДГ. У полях, нахилених відносно ДГ, ця відмінність була дуже слабкою.

Експериментальні дослідження релаксації намагніченості показали, що в області низьких температур намагніченість загасає за логарифмічним законом при часі вимірювання до 10^5 с [21,43].

Як уже зазначалося вище, логарифмічне затухання намагніченості передбачається моделлю Андерсона-Кіма (АК), що припускає лінійну струмову залежність потенціалу піннінгу вигляду (1.2). Лінійна струмова залежність U_0 зазначалася також в експериментах з вимірювання релаксації наведених струмів у надпровідному кільці, виготовленому з текстурованої кераміки $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ [44].

У роботі [25, 45] спостерігали відхилення від логарифмічної залежності при збільшенні часу вимірювання загасання намагніченості, $t > 10^5$ с. Квазілогарифмічне затухання, що визначається рівнянням (1.7), автори пояснювали нелінійною струмовою залежністю потенціалу піннінгу $U(J)$, передбаченою моделлю вихрового скла та теорією колективного піннінгу. Задовільний опис експериментальних даних у рамках цих моделей отримано в області температур $T \leq 40$ К при $\mu \approx 1$.

Варто також зазначити, що аналіз експериментальних результатів вимірювання намагніченості дозволив авторам роботи [46] зробити висновок, що при високих густинах струму реалізується кріп, передбачений моделлю АК, а в міру зменшення густини струму реалізується кріп, передбачений теорією колективного піннінгу та моделлю вихрового скла.

У численних експериментах спостерігали немонотонну польову залежність критичного струму. Для пояснення цього явища запропоновано кілька моделей, з яких найбільш широко обговорюються такі:

1. У рамках моделі колективного піннінгу припускається відсутність зростання нерелаксованого критичного струму при збільшенні магнітного поля; спостережуване збільшення значень наведених струмів пояснюється зростанням ефективного потенціалу піннінгу і, як наслідок, зменшенням швидкості релаксації наведених струмів [47].
2. Друга модель ґрунтується на припущенні про існування дефіцитної за киснем або іншої фази, яка в міру збільшення магнітного поля переходить у нормальний стан, див. наприклад [48].
3. Зростання критичного струму пояснюється пригніченням параметра порядку сторонньої фази, що на початковому етапі призводить до збільшення піннінгу. Подальше зменшення критичного струму приписується пригніченню надпровідних характеристик надпровідника.
4. Немонотонна польова залежність критичного струму також очікується при упорядкованому просторовому розподілі центрів піннінгу. У цьому випадку максимум критичного струму очікується в магнітних полях, при яких період вихрової ґратки збігається з відстанню між центрами піннінгу [49].

Висновки. Постановка завдання досліджень

Таким чином, аналіз літературних даних показує, що:

1. Дані про вплив легування кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ металевими елементами на електроопір суперечливі, що, ймовірно, пов'язано з неоднорідністю досліджених об'єктів, а експериментальні дослідження впливу ДГ на електроопір відсутні.
2. Проблема піннінгу та динаміки вихорів у монокристалах ВТНП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ актуальна і потребує додаткових досліджень на об'єктах, що містять контрольовані дефекти.

3. Збільшення критичного струму та ефективного потенціалу піннінгу при частковому заміщенні Y спостерігали в гранульованих об'єктах, що може відображати покращення міжгранульних зв'язків, а не властивість матеріалу.

Також нез'ясовано, яка причина появи паракогерентного переходу на температурних залежностях у монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ з малим дефіцитом кисню?

Ці питання були розглянуті для встановлення фізичних закономірностей процесів перенесення та розсіювання нормальних і флуктуаційних носіїв заряду, а також піннінгу та динаміки магнітного потоку в монокристалічних зразках сполуки YBaCuO на основі системи 1-2-3 з різними допуючими елементами, що є метою даної дисертаційної роботи.

РОЗДІЛ 2

ОБ'ЄКТИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ

Піннінг і динамічні властивості вихрової системи в конкретному надпровідному матеріалі визначаються взаємодією вихрових ниток з дефектами кристалічної структури. У реальних матеріалах існує досить широкий спектр структурних дефектів, піннінг на яких може бути різним. Тому для з'ясування ролі того чи іншого типу дефектів у формуванні фазового стану вихрової матерії та для визначення їхнього внеску в загальну силу піннінгу вихрової системи необхідно проводити дослідження на зразках з контрольованою дефектністю кристалічної структури. З цієї точки зору найбільш придатним об'єктом досліджень є монокристали, які порівняно з іншими об'єктами мають найбільш досконалу кристалічну структуру. Стосовно ж ВТНП матеріалу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ (YBCO) велике значення мають наступні дві додаткові особливості. По-перше, у цьому надпровіднику можна контрольовано змінювати вміст кисню і, відповідно, контрольовано змінювати концентрацію точкових дефектів — вакансій кисню. По-друге, після насичення киснем, у кристалах з'являються плоскі дефекти у вигляді площин двійникування. Концентрацію цього виду дефектів також можна змінювати шляхом відповідної термомеханічної обробки. У підрозділі (2.1) описано використані методи отримання монокристалічних зразків з контрольованою структурою точкових і плоских дефектів, які включають: (1) ріст монокристалів з розчину-розплаву; (2) насичення кристалів киснем; (3) видалення двійників з монокристалів; (4) створення в кристалах точкових дефектів шляхом різної термообробки в потоці кисню та за допомогою легування заміщуючими елементами. У цьому підрозділі наведено результати структурних досліджень отриманих зразків та метод вирощування текстурованих зразків системи 1-2-3.

Піннінг та динаміку магнітного потоку досліджували магнітним і транспортним методом на постійному струмі. Застосування останнього методу

висуває особливі вимоги до досліджуваних зразків, до методу створення низькоомних електричних контактів та до монтажу зразків. Ці питання розглянуто в підрозділі (2.2). Викладено короткий опис використаних експериментальних установок та їхніх основних метрологічних характеристик.

2.1. Зростання ВТНП-монокристалів системи 1-2-3 та виготовлення зразків для резистивних досліджень

2.1.1. Методика вирощування бездомішкових монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Розпад сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ за перитектичною реакцією в діапазоні температур 1020-1040°C [50] унеможлиблює вирощування кристалів такими традиційними методами, як метод Вернейля або Чохральського. Наразі найпоширенішим способом вирощування монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ є розчинно-розплавний метод, а як розчинник використовується надлишок сполук CuO та BaCuO_2 у молярному співвідношенні 1:3.

Такий вибір зумовлений двома причинами. По-перше, квазібінарні розрізи CuO – BaCuO_2 , CuO – $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та BaCuO_2 – $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ є подвійними евтектиками, а сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, CuO та BaCuO_2 утворюють потрійну евтектику при атомному співвідношенні елементів $\text{Y}:\text{Ba}:\text{Cu}=0.7:25:73$ [51]. Тому, при використанні складів, зміщених в область, збагачену ітрієм, спочатку кристалізується фаза $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, що дозволяє вирощувати монокристали розміром до 5 мм × 5 мм у ab-площині та розміром до 0.2 мм у напрямку осі c [52]. По-друге, використання сполук CuO та BaCuO_2 як розчину-розплаву виключає забруднення кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ хімічними елементами, що входять до складу розчину-розплаву, оскільки всі хімічні елементи розчину-розплаву входять до складу вирощуваних кристалів. При вирощуванні кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ використовують тиглі, виготовлені з тугоплавких оксидів, таких як

Al_2O_3 , MgO та ZrO_2 , або тиглі, виготовлені із золота чи платини. При цьому монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ тією чи іншою мірою забруднюються матеріалом тигля, що може призводити до пригнічення надпровідних характеристик монокристалів. Найкращі надпровідні характеристики кристалів отримані при використанні золотих тиглів [53]. Це, ймовірно, пов'язано з тим, що часткова заміна атомів Cu в площинах CuO_2 на Au призводить до невеликого збільшення критичної температури [54] і практично не змінює інших надпровідних характеристик. Необхідно зазначити, що використання золотих тиглів накладає обмеження на максимальну температуру вирощування кристалів, оскільки при температурах $T > 975^\circ\text{C}$ спостерігається взаємодія розплаву із золотом, що призводить до руйнування тиглів. Температура кристалізації потрібної евтектики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - CuO - BaCuO_2 становить $\approx 870^\circ\text{C}$.

Тому інтервал температур, у якому можливе вирощування монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ у золотому тиглі, знаходиться в межах від 870°C до 970°C . Однією з технічних труднощів при отриманні кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ розчинно-розплавним методом є їхнє відділення від закристалізованого розплаву. Дотепер не знайдено розчинника, який розчиняє закристалізований розчин-розплав і не взаємодіє з кристалами $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Одним із методів, що дозволяють вирощувати монокристали вільні від напливу закристалізованого розчину-розплаву, є ріст з тонкого шару розплаву в присутності слабкого градієнта температури вздовж тигля [55].

За наявності градієнта температур у процесі росту кристалів, розчин-розплав при температурах, близьких до $\approx 870^\circ\text{C}$, переміщується в область зі зниженою температурою. При цьому в області з підвищеною температурою отримують кристали, поверхня яких вільна від закристалізованого розплаву. При вирощуванні кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ як вихідні компоненти зазвичай використовують сполуки Y_2O_3 , BaCO_3 та CuO . Використання BaCO_3 вимагає попереднього високотемпературного відпалу вихідних наважок з метою

декарбонізації карбонату барію. Враховуючи вищевикладене, при вирощуванні кристалів використовували такі процедури: вихідні компоненти (Y_2O_3 , $BaCO_3$ та CuO , всі марки ОСЧ), взяті в атомному співвідношенні $Y:Ba:Cu = 2:25:73$, перемішували та відпалювали при температурі $850^\circ C$ протягом двох діб з метою декарбонізації та синтезу сполук $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ та $BaCuO_2$. Потім наважку масою 10 г поміщали в золотий тигель, виготовлений у вигляді човника, і нагрівали в печі до температури $965^\circ C$. Розплав витримували при цій температурі протягом двох годин, а потім знижували температуру зі швидкістю $2^\circ C/\text{годину}$ до температури $870^\circ C$. При цьому градієнт температур вздовж тигля становив близько $3^\circ C/\text{см}$. Потім піч вимикали, і закристалізований розплав, а також вирощені кристали охолоджувалися до кімнатної температури.

На рис. 2.1 представлено фотознімок кристалів, вирощених за описаною технологією.

2.1.2. Приготування зразків з різним ступенем відхилення від кисневої стехіометрії.

Отримані після росту та охолодження кристали $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ мають тетрагональну структуру та дефіцит кисню $\delta > 0.2$. Відомо, що в кристалах зі зниженим вмістом кисню надпровідні характеристики пригнічені. Наприклад, при $\delta > 0.1$ критична температура становить менше 90 К. Для отримання орторомбічної фази з вмістом кисню, близьким до

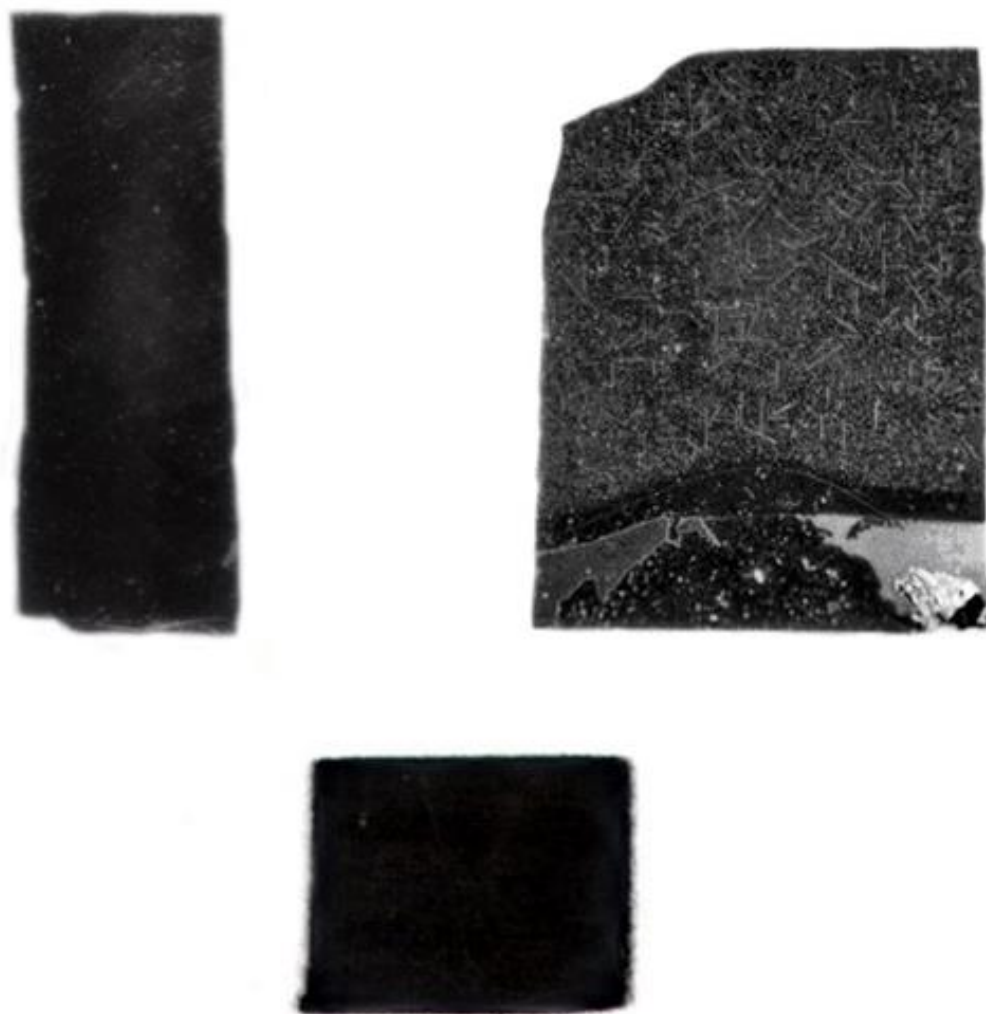


Рис. 2.1 Характерний вигляд кристалів, вилучених з розплаву (х45) до відпалу в потоці кисню.

стехіометричному, $\delta < 0.1$, проводили їхній відпал у потоці кисню при температурі 420°C протягом трьох діб. Після насичення киснем кристали мали орторомбічну кристалічну структуру з параметрами ґратки $a=0.3833$ нм, $b=0.3898$ нм та $c=1.17$ нм [52]. Необхідно зазначити, що в процесі тетра-орто переходу відбувається утворення двійників [56], які мінімізують пружну енергію кристала, про що детальніше буде сказано нижче. Після такої термообробки кристалів їхня критична температура становила близько 92 К, при ширині надпровідного переходу $\Delta T_c \approx 0.3$ К. Для отримання монокристалів зі зниженим вмістом кисню, проводили їхній додатковий відпал в атмосфері кисню або повітря при температурах $420\text{--}650^\circ\text{C}$ протягом двох-трьох діб. Вміст кисню δ

визначали за часом і температурою відпалу в потоці кисню, згідно з відповідними градувальними таблицями, наведеними в [57]. У відносно чистих від домішкових елементів кристалах цей метод дозволяє визначити вміст кисню з точністю до 0.03. Грубішу оцінку вмісту кисню (з точністю до 0.1) можна отримати за відомою залежністю критичної температури від параметра δ (див., наприклад, [51]).

Для отримання бездвійникового зразка кристал роздвійниковували в спеціальній комірці при температурі 420°C і тиску 30–40 ГПа, згідно з методикою, запропонованою в [58]. З метою отримання однорідного контрольованого вмісту кисню, кристал після роздвійниковування повторно відпалювали в атмосфері кисню протягом семи діб при температурі 420°C.

2.1.3. Структурні дослідження монокристалів.

Структурні дослідження проводили методами рентгенівської дифрактометрії, електронної та оптичної мікроскопії. Рентгендифрактометричні дослідження проводили на апараті ДРОН-3М у монохроматизованому Cu-K α -випромінюванні. Параметри елементарної комірки a , b і c визначали шляхом реєстрації відбиттів від площин (200), (020) і (006) відповідно. Рефлекс (006) реєструвався в геометрії Бреґґа на відбиття, а рефлекси (200) і (020) — в геометрії Лауе на просвіт. Блочність кристалів визначали з кривих хитання для відбиттів від площин (006).

Зразки для електронної мікроскопії препарували з монокристалів, що пройшли рентгендифрактометричні дослідження. Витончення кристалів проводили у вакуумі іонним травленням атомами аргону. Прискорююча напруга іонної гармати становила 104 кВ. Топологію двійникових меж досліджували на оптичному мікроскопі МІМ-7 у поляризованому світлі. Крім рентгенівської

дифракції, структурні дослідження проводились за допомогою електронного мікроскопа. Електронна мікроскопія проводилась на мікроскопі EMR-100 АК.

2.1.4. Топологія двійників та їх видалення з кристалів.

Після росту кристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ мають тетрагональну кристалічну структуру. Дефіцит кисню в таких кристалах великий ($\delta > 0.6$), а надпровідність відсутня. Насичення кристалів киснем зазвичай здійснюють шляхом їхнього відпалу в атмосфері кисню при температурах 600–700 К протягом кількох діб. Після такої термообробки дефіцит кисню в кристалах суттєво зменшується ($\delta < 0.1$), критична температура становить 90–93 К, а самі кристали мають орторомбічну кристалічну структуру. Оскільки насичення киснем реалізується через поверхню кристала, то орторомбічна фаза зароджується на його поверхні, тоді як у центрі кристала зберігається тетрагональна структура. Тому в процесі насичення киснем у кристалах виникають великі механічні напруги, які релаксують за допомогою двійникування.

Площини двійників у кристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ завжди орієнтовані під кутом 45° відносно кристалографічних осей a і b , і орієнтовані паралельно осі c . Межі двійників, будучи протяжними двовимірними дефектами, можуть служити ефективними стоками для дефектів нижчої розмірності і, зокрема, для кисневих вакансій. Це зумовлено тим, що механічні напруги, викликані присутністю двійників, створюють далекодіючі поля притягання. Зниження концентрації кисню на двійниках призводить до локального пригнічення надпровідних характеристик. Ефективна товщина ДГ оцінюється рівною 10–30 мкм, що співмірна з довжиною когерентності, що призводить до ефективної взаємодії кернів абрикосівських вихорів з цими дефектами. Двійники можуть бути видалені з монокристалів за допомогою прикладання одноосного навантаження вздовж ab -площини при високих температурах. Для роздвійникування

монокристалів була виготовлена комірка з нержавіючої сталі, яка зображена на рис. 2.3. Комірка складається з циліндричного корпусу 1, нерухомого дна 2 і рухомого поршня 3, до якого прикладали одноосне навантаження. Щоб уникнути руйнування кристала, яке може статися внаслідок непаралельності поверхонь дна та поршня, між кристалом і поршнем, а також між кристалом і дном поміщали срібну фольгу. Це дозволяло створювати більш рівномірний розподіл навантаження по перерізу зразка.

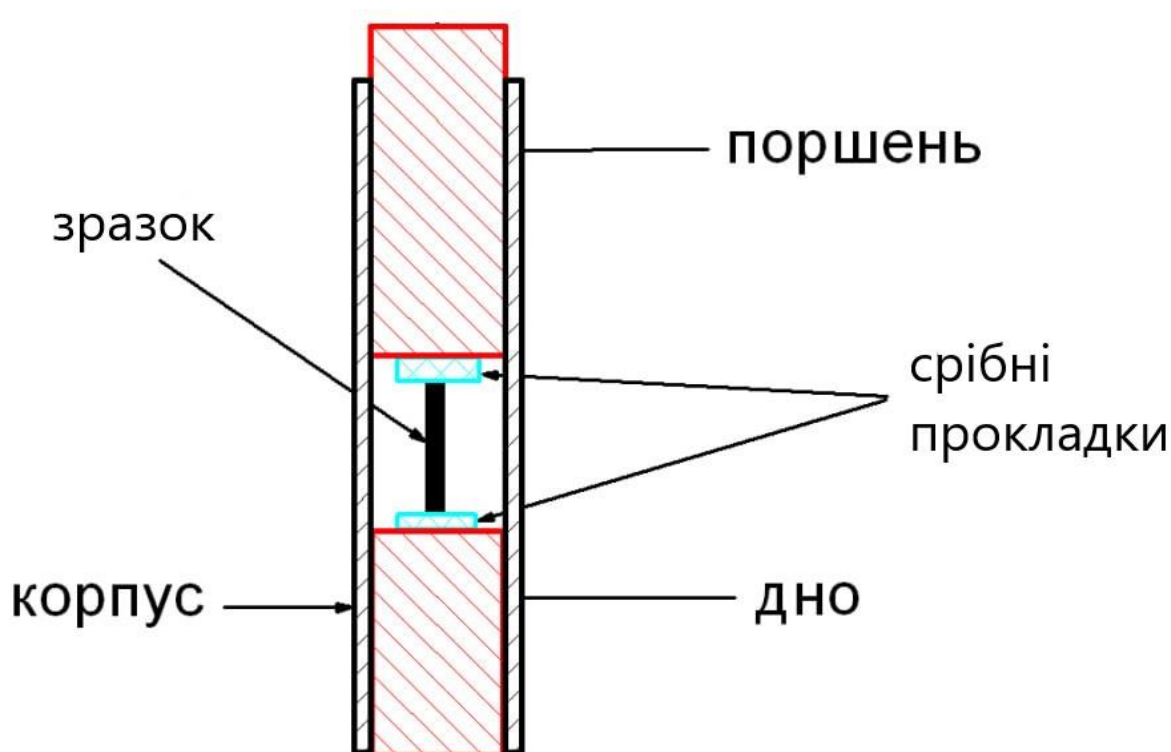


Рис. 2.3 Схема комірки для роздвійнювання кристалів.

Раздвійнювання проводили за температури 720 К під тиском 30–40 ГПа в атмосфері повітря. Після роздвійнювання кристали повторно відпалювали в атмосфері кисню протягом трьох діб для отримання однорідного контрольованого вмісту кисню.

2.2. Вимірювальні методики

Піннінг та динаміку вихорів зазвичай досліджують **магнітним** або **транспортним** методами. Перевагою першого методу є можливість проведення досліджень на зразках відносно простої геометричної форми (паралелепіпедах або дисках). Цей метод дозволяє проводити дослідження в широкому інтервалі температур та отримувати інформацію про вимірюваний "критичний" струм J_m в області термічно активованого кріпу, з вимірювань петель намагніченості. При цьому необхідно визначити величину енергії активації при вимірюванні ізотермічної релаксації намагніченості зразків [23]. Однак, магнітний метод має й суттєві недоліки. По-перше, цей метод не дозволяє досліджувати рух вихорів при великих густинах струму i , відповідно, визначати величину істинного критичного струму (струму депіннінгу), а також досліджувати в'язке протікання вихорів при струмах $J > J_c$. По-друге, магнітний метод не дозволяє досліджувати анізотропію критичних параметрів у присутності двовимірних дефектів. Це пов'язано з тим, що при магнітних дослідженнях завжди є складові сили Лоренца, які орієнтовані як перпендикулярно, так і паралельно до площини дефектів. По-третє, при магнітних дослідженнях завжди є градієнт магнітного потоку по об'єму кристала, тобто градієнт густини вихорів. Це має призводити до появи різних дефектів вихрової ґратки. Тому цей метод принципово не дозволяє досліджувати піннінг та динаміку впорядкованої вихрової фази – вихрового кристала.

По-четверте, інтерпретація експериментальних результатів, отриманих у полях, нахилених відносно осі c , неоднозначна. Це пов'язано з тим, що наведені струми в нахилених полях протікають як в ab -площині, так і вздовж осі c . Тому вихрові нитки зазнають впливу сили Лоренца, орієнтованої паралельно осі c та ab -площині кристала відповідно. При цьому виникає невизначеність: який саме рух вихорів, вздовж ab -площини чи вздовж осі c , досліджується в конкретному експерименті?

Цих недоліків позбавлені транспортні дослідження. Однак, як уже зазначалося вище, такі дослідження пов'язані з певними експериментальними труднощами:

1. З проблемою отримання високої густини транспортного струму без перегріву струмових контактів.
2. З проблемою усунення впливу перегріву зразка за рахунок виділення джоулевого тепла.
3. З необхідністю виготовлення зразків із заданою орієнтацією вектора струму відносно плоских дефектів.

Перші дві проблеми можна вирішити шляхом використання імпульсних струмів з малою тривалістю імпульсу, як це було зроблено в роботах [24-26]. Однак, третя проблема залишається актуальною і при використанні імпульсного методу.

Опис транспортного методу дослідження фазового стану, піннінгу та динаміки вихрової матерії наведено в пункті 2.2.1, а досліджень під тиском – 2.2.2.

2.2.1. Транспортні дослідження піннінгу та динаміки магнітного потоку.

Більшість транспортних досліджень, представлених у дисертації, проводили на установці, блок-схема якої показана на рис. 2.5.

Магнітне поле до 16 кЕ створювали електромагнітом 1, живлення якого здійснювали джерелом струму 2. Між полюсами електромагніту розташовувався палець азотного кріостата 4, виконаного у вигляді двох співвісних трубок з нержавіючої сталі, простір між якими був вакуумований. Аналогічним чином було виготовлено теплий палець 5, що дозволяло проводити вимірювання при температурах вище 78 К. Для отримання температур нижче 78 К була передбачена можливість відкачування парів азоту. Магнітне поле контролювали

датчиком Холла. Однорідність поля в середині зазору між полюсами становила $0.1\% \text{ см}^{-1}$. Магніт можна було обертати навколо вертикальної осі на 360° , що дозволяло змінювати орієнтацію зовнішнього поля відносно кристалографічних осей кристала. Дискретність і точність установки кута становила 0.1° . Качаючий пристрій вимірної комірки дозволяв змінювати орієнтацію кристала в площині рисунка на кут $\pm 10^\circ$ з дискретністю 0.1° .

Орієнтацію зовнішнього поля відносно кристалографічних осей кристала визначали за максимумом критичного струму, що спостерігається на кутовій залежності при орієнтації поля паралельної ab -площині кристала [32, 33]. Орієнтацію ж поля відносно площин ДГ визначали за мінімумом електроопору, який спостерігається при орієнтації поля $H \parallel c$ ДГ при температурі, що трохи перевищує температуру плавлення ВР [13]. Температуру контролювали плівковим платиновим термометром опору 9. Сигнал з термометра подавали на компаратор 7.

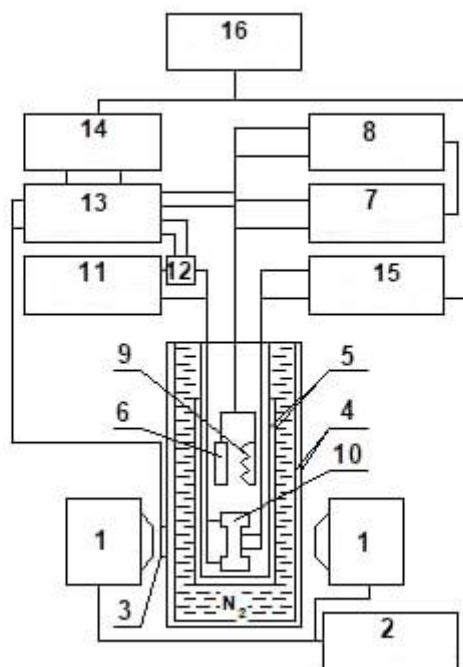


Рис. 2.5 Блок-схема установки для транспортних досліджень піннінгу та динаміки магнітного потоку.

Після компарування сигнал підсилювали за допомогою підсилювача потужності 8 і подавали на піч опору 5. Така схема дозволяла підтримувати температуру вимірювальної комірки з точністю 5 мК протягом півгодини.

Зразок 6 живили від джерела струму 11. Для реєстрації сили струму у вимірювальному ланцюзі, в струмовий ланцюг послідовно вмикали зразковий опір, сигнал з якого реєстрували вольтметром 15. Напругу на зразку вимірювали з точністю 10⁻⁸ В. Для усунення впливу побічних сигналів, вимірювання опору зразків і вольт-амперних характеристик проводили при протилежних напрямках транспортного струму.

Виходи вимірювальних приладів через шини КОП були під'єднані до комп'ютера IBM PC/AT 15, що дозволяло проводити автоматизований збір даних вимірювань з паралельним їх виведенням на екран дисплея в графічному вигляді. Обробку експериментальних даних проводили на комп'ютері.

Температурні залежності електроопору, як правило, вимірювали при повільному дрейфі температури. В особливих випадках — при фіксованій температурі з подальшим покроковим зміною її значення. Методи визначення критичного струму, енергії активації кріпу та струмової залежності енергії активації наводяться безпосередньо при описі експериментальних даних.

2.2.2. Камера високого тиску.

Конструкція описуваної нижче камери високого тиску ("бомби") була запропонована Е.С. Іцкевичем [59] і модифікована А.І. Поповичем [16]. Схематичне зображення камери представлено на рис. 1.10. Її основні розміри: діаметр робочого каналу 8.4 мм, зовнішній діаметр 29.8 мм, загальна довжина 160 мм.

Для створення тиску камера закріплюється в лещатах, загвинчуванням гайки зусилля передається на компресуючий плунжер 6, виготовлений з берилієвої бронзи Бр Б-2, що пройшла термомеханічну обробку. Ущільнення плунжера здійснюється набором кілець 3, 4, 5 з берилієвої бронзи, відпаленої міді та свинцю. Тиск в камері фіксується гайкою 7. При необхідності вилучення плунжера з камери застосовується спеціальний знімач.

Конструктивна особливість даної камери — поєднання обтюратора з запірною гайкою і електророз'ємом, що набагато полегшує і прискорює процес монтажу та отримання електроконтакта із зразком і датчиком тиску. У обтюраторі 3 розташований один конусний електроввід (конструкція Амага) 6 з ізоляцією з аральдиту. Зовні конус з'єднується з електророз'ємом РС-10, а з боку робочого каналу камери до нього припаюють зразок і датчик вимірювання тиску.

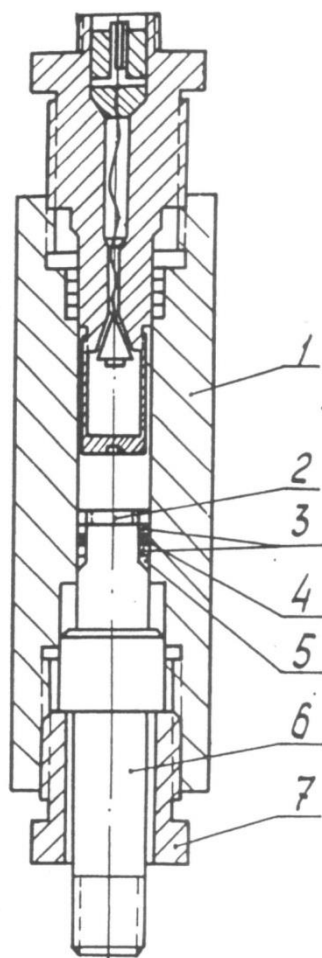


Рис. 1.10. Схема конструкції камери високого тиску.

У цій камері створювався тиск при кімнатній температурі до 11 кбар. При охолодженні тиск у камері падав на величину близько 3 кбар. Як середовище, що передає тиск, використовувалася зневоднена суміш трансформаторного масла з гасом у співвідношенні 1:1. Використання цього розчину дозволяє отримати досить однорідні тиски.

Для визначення величини тиску в камері був використаний попередньо відградуваний манганіновий манометр, поміщений у робочу камеру камери. Його електроопір вимірювався за стандартною чотирьохконтактною методикою за допомогою вольтметра В7-34 у всьому інтервалі досліджуваних температур.

Градування манганінового манометра було здійснено згідно з методикою, запропонованою в [16], при кімнатній температурі, а також після заморожування тиску при температурах рідкого гелію та азоту. Залежність опору манганінового манометра від тиску була практично лінійною. Отриманий з цієї залежності кутовий коефіцієнт $k = \Delta R / (R \Delta p) = 2.2 \cdot 10^{-6}$ бар де $R = 112.77$ Ом, дозволив обчислювати величину тиску в камері при відповідних температурах.

2.2.3. Точність вимірювань та обробка експериментальних даних.

При резистивних дослідженнях падіння напруги на зразках вимірювали нановольтметром В2-38 з точністю 10^{-8} В, що відповідає напруженості електричного поля $\pm 5 \cdot 10^{-7}$ В/см. При резистивних вимірюваннях температуру зразка вимірювали вугільним термометром опору з точністю ± 3 мК. При вимірюванні опору точність підтримання температури становила ± 5 мК, абсолютну величину питомого електроопору вимірювали з точністю до 2%, а відносну зміну опору – з точністю 0.01%. Величина транспортного струму при вимірюванні опору становила 0.1 – 1 мА. Вимірювання проводили у двох

протилежних напрямках струму для того, щоб виключити вплив термоелектричних сигналів. Стабільність магнітного поля при магнітних та резистивних дослідженнях була приблизно 10^{-4} Тл. При інтерполяції експериментальних даних аналітичними функціями використовували стандартну обробку методом найменших квадратів. Точність вимірювання в магнітних дослідженнях на VSM становила 10^{-4} етл. Стабілізація температури 10 мК. Точність вимірювання на PPMS 10^{-10} В. Стабілізація температури менше 1 мК.

Висновки

Використана методика вирощування кристалів з розчину-розплаву в присутності градієнта температури дозволила отримати монокристали високотемпературного надпровідника YBCO відносно великих розмірів в ab-площині та з малим розміром вздовж c-осі.

Великі розміри кристалів в ab-площині забезпечують можливість створення великої площі контакту кристал – струмопідвід. У поєднанні з малим питомим перехідним опором кристал – струмопідвід це дозволяло пропускати через зразок транспортний струм до 1 мА без перегріву контактів і, відповідно, досліджуваних зразків. Можливість отримання відносно вузьких містків, шириною 0.1 - 0.2 мм, у поєднанні з малою товщиною кристалів, 10 - 20 мкм, дозволяла досягати густини постійного транспортного струмуду 10^5 А/см². Це значення на два-три порядки величини перевищує густину постійного струму, використовувану іншими авторами, що дозволяє проводити транспортні дослідження динаміки магнітного потоку в ширшому інтервалі температур.

Другою перевагою містків є можливість створення системи потенційних контактів, яка дозволяє одночасно вимірювати поздовжнє та поперечне електричне поле. Це дозволяє досліджувати рух магнітного потоку не

колінеарний напрямку дії сили Лоренца за наявності анізотропного піниінгу вихрових ниток.

Сконструйовані гоніометричні пристрої дозволяли змінювати орієнтацію вектора магнітного поля у двох взаємно перпендикулярних напрямках. Це дозволяє в процесі вимірювань контролювано змінювати напрямки магнітного поля як відносно кристалографічних осей кристалів, так і відносно площин ДГ.

РОЗДІЛ 3

ПАРАКОГЕРЕНТНИЙ ПЕРЕХІД ТА 2D-3D КРОСОВЕР У МОНОКРИСТАЛАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ З МАЛИМ ДЕФІЦИТОМ КИСНЮ

Отримання нових функціональних матеріалів з високою струмонесучою здатністю продовжує залишатися одним з актуальних прикладних і фундаментальних завдань фізики високотемпературної надпровідності (ВТНП). Найважливішу роль при цьому відіграє оптимізація дефектного ансамблю [60]. Як відомо [84], мала довжина когерентності ξ та велика глибина проникнення λ призводить до того, що піннінг у ВТНП стає ефективним і на дрібномасштабних дефектах, зокрема на вакансіях кисню [62] та домішках впровадження. При цьому з'ясування ступеня впливу таких дефектів на фазовий стан вихрової матерії часто ускладнюється через присутність у ВТНП-сполуках міжзернових границь, площин двійникування, кластерних включень та інших дефектів, які, своєю чергою, є досить потужними центрами піннінгу. Суттєвий вплив також чинить наявність власного «intrinsic» піннінгу, зумовленого шаруватою структурою ВТНП-сполук [62].

У цьому розділі наведено результати вимірювань магнітопровідності в бездвійникових монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при фіксованому значенні магнітного поля та різних значеннях кута розорієнтації α між вектором магнітного поля та напрямком базисної ab -площини. Використання роздвійникованих монокристалів як експериментальних зразків дозволяє виключити вплив міжзернових границь та ДГ, а обрана геометрія експерименту – контрольовано змінювати внесок intrinsic піннінгу.

3.1. Надлишкова провідність та динамічні фазові переходи при температурах поблизу критичної

Важливою особливістю сполук $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ є можливість відносно легко отримувати задану концентрацію точкових дефектів шляхом зміни вмісту кисню [63]. При цьому вимірювання резистивних переходів у надпровідний стан (чутливих до такої концентрації) дозволяє досліджувати вплив точкових дефектів на фазовий стан і динаміку вихрової матерії шляхом аналізу флуктуаційних поправок у провідність, що спостерігаються у ВТНП-сполуках при температурах поблизу критичної $T \approx T_c$ [64].

Монокримтали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вирощували за розчинно-розпавною технологією в золотому тиглі, згідно з методикою [63], при насиченні киснем у сполуках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ відбувається тетра-орто структурний перехід, який, своєю чергою, призводить до двійникування кристала, що мінімізує його пружну енергію. Для отримання бездвійникового зразка кристал роздвійниковували в спеціальній комірці при температурі 420°C і тиску 30–40 ГПа, згідно з методикою, запропонованою в [65]. З метою отримання однорідного контрольованого вмісту кисню, кристал після роздвійниковування повторно відпалювали в атмосфері кисню протягом семи діб при температурі 420°C .

Усі вимірювання проводили не менше ніж через сім діб після завершення відпалу, щоб виключити вплив релаксаційних ефектів. Магнітне поле до 15 кЕ створювали електромагнітом. Обертанням магніту можна було змінювати орієнтацію поля відносно кристала. Точність орієнтації поля відносно зразка була не гіршою за 0.2° . Зразок монтували у вимірювальній комірці таким чином, щоб вектор поля $\mathbf{H}$ завжди був перпендикулярний вектору транспортного струму $\mathbf{j}$.

Для дослідження резистивних переходів у надпровідний стан (СП) мы использовали метод Коувель-Фишера [66], основой которого является анализ

величини $\chi = \frac{-d(\ln \Delta\sigma)}{dT}$, где $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0$ — це деяка поправка в провідність, що виникає в провідній підсистемі внаслідок флуктуаційного спарювання носіїв при $T > T_c$ [92] і визначається фазовим станом вихрової матерії при $T < T_c$ [64]. Тут: $\sigma = \rho^{-1}$ — це експериментально вимірюване значення провідності, а $\sigma_0 = \rho_0^{-1} = (A + BT)^{-1}$ — це регулярно відніманий доданок, що визначається екстраполяцією високотемпературної лінійної ділянки аж до області НП-переходу. Припускаючи, що $\Delta\sigma$ розходиться як $\Delta\sigma \sim (T - T_c)^{-\beta}$ при $T \approx T_c$, з похідної $\chi = \frac{-d(\ln \Delta\sigma)}{dT}$ випливає, що $\chi^1 = \beta^1 (T - T_c)$, где β деякий показник, що залежить від розмірності та фазового стану флуктуаційної та вихрової підсистем [64,67]. Таким чином, ідентифікація лінійних температурних ділянок на залежностях $\chi^1(T)$ дозволяє одночасно визначати важливі **розмірні показники та характерні температури динамічних фазових переходів** у підсистемі надпровідних носіїв.

3.2. Резистивні переходи в нормальний стан та перехід порядок-безлад

На рис. 3.1 показані резистивні переходи в НП-стан експериментального зразка, виміряні при $H=0$ (крива 1) та фіксованому магнітному полі $H=15$ кЕ при різних кутах $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$ (криві 2-9). На вставці виділено криву, отриману для $\alpha=60^\circ$ та показано переходи в НП-стан, точці плавлення вихрової ґратки та критичній температурі в наближенні середнього поля [62,64,68]. Видно, що у високотемпературній області НП-переходу в усіх кривих спостерігається досить протяжна лінійна ділянка з кутом нахилу $\beta \approx 0.5$, що

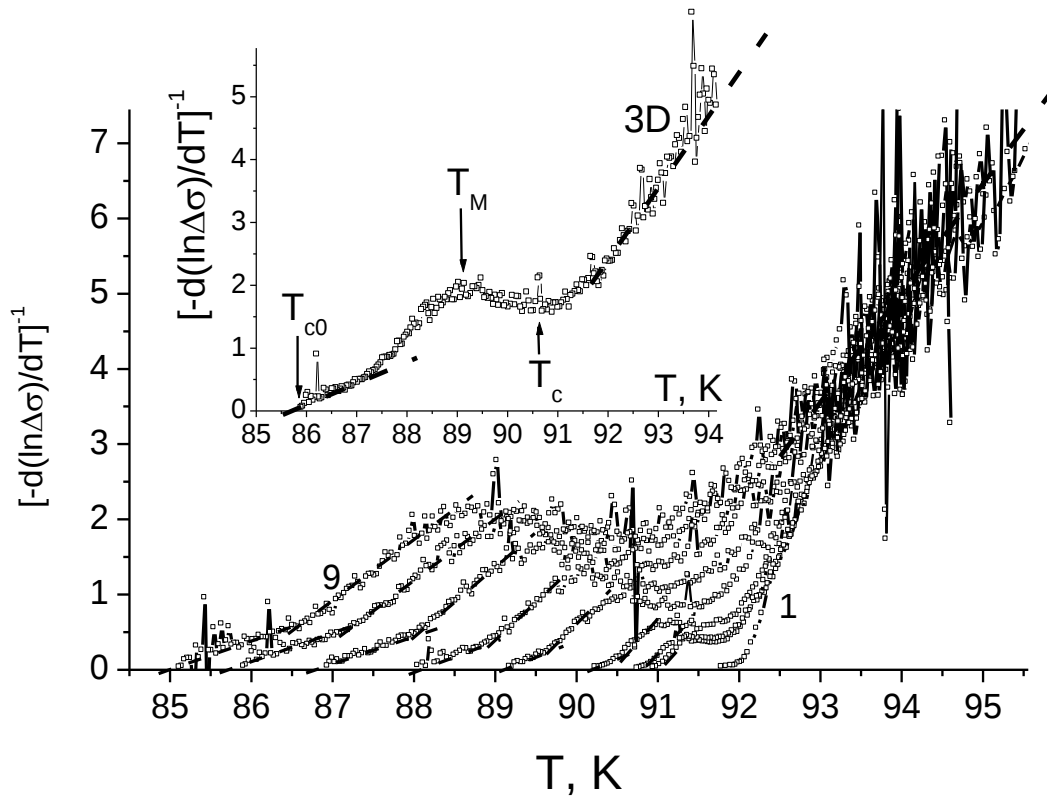


Рис. 3.1. Резистивні переходи в надпровідний стан монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ для $H=0$ (кривая 1) и $H=15$ кЭ отримані при $\alpha \equiv \angle(H, ab)$: 0; 5; 10; 20; 30; 45; 60 и 90° – криві 2-9, відповідно, в координатах $\left[\frac{-d(\ln \Delta\sigma)}{dT} \right]^{-1} - T$. На вставці виділено криву, отриману для $\alpha=60^\circ$. Пунктирними лініями на рисунку та вставці показано екстраполяцію ділянок, що відповідають різним ФП-режимам. Стрілочками показано характерні температури T_{c0} , T_M и T_c , відповідні кінцю резистивного переходу в НП-стан, точці плавлення вихрової ґратки та критичній температурі в наближенні середнього поля.

Згідно з [12], це свідчить про реалізацію в системі тривимірною (3D) режиму існування флуктуаційних носіїв. При цьому ділянка, що відповідає 3D режиму, є суттєво нестійкою в магнітному полі, що узгоджується з результатами, отриманими в [64]. При подальшому віддаленні від T_c у бік високих температур відбувається подальше збільшення абсолютного значення b , що може свідчити

про реалізацію в системі 3D-2D кросовера, про що детальніше буде сказано нижче.

Прикладання магнітного поля та збільшення кута α призводить до суттєвого розширення НП-переходу порівняно з різким ($\Delta T_c \approx 0.3$ K) переходом, що спостерігається при $H=0$. При цьому також відбувається значна трансформація форми НП-переходу, яка виражається у появі додаткового низькотемпературного максимуму. Цей максимум швидко зміщується в бік низьких температур в міру збільшення кута α з одночасним зростанням амплітуди та ширини піка. Тут слід зазначити, що вищезгадане розширення НП-переходу більш ніж утричі перевищувало розширення, що спостерігалось в оптимально допированих киснем бездвійникових монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [62] при такому ж значенні магнітного поля та аналогічній геометрії експерименту. У [62] спостерігався різкий «кінк», який автори пояснювали проявом фазового переходу першого роду, що відповідає плавленню вихрової ґратки. Як відомо з літератури [61,62], присутність у системі сильних центрів піннінгу призводить до розмиття такого кінка та переходу від фази впорядкованої вихрової ґратки до фази, так званого «вихрового» або «брегтівського» скла, що зумовлено акомодациєю вихрової системи до хаотичного потенціалу піннінгу. Іншими словами, хаотичний потенціал піннінгу порушує дальній порядок вихрової ґратки, тим самим пригнічуючи фазовий перехід першого роду та стимулюючи реалізацію склоподібного стану вихорів. При цьому на резистивних переходах з'являються «хвости», амплітуда яких менша за опір в'язкого плину потоку ρ_{ff} , що, ймовірно, визначається частковим піннінгом вихрової рідини.

У нашому випадку роль такого потенціалу можуть відігравати кластери кисневих вакансій. На користь останнього припущення свідчать дослідження впливу відпалу при кімнатних температурах на надлишкову провідність, проведені нами для цих же зразків у [68]. Безпосередньо після відпалу в

атмосфері кисню при температурі 500°C кристал мав критичну температуру $T_c \cong 91.75\text{ K}$ з шириною переходу $\Delta T_c \cong 0.3\text{ K}$. Потім кристал був витриманий при кімнатній температурі протягом тижня. Як було показано в [68], це призвело до зменшення електричного опору в нормальному стані $\rho(300\text{K})$ на $\approx 3\%$ і до збільшення на $T_c \approx 0.25\text{ K}$. Такі зміни узгоджуються з концепцією формування кластерів кисневих вакансій у процесі упорядкування вакансійної підсистеми, яка передбачає збільшення концентрації кисню в основному об'ємі кристала та зменшення вмісту кисню в об'ємі кластерів. Це призводить до зменшення концентрації центрів розсіювання носіїв струму в основному об'ємі кристала і, відповідно, до зменшення опору $\rho(300\text{K})$. Приймаючи до уваги куполоподібну форму залежності $T_c(\delta)$ з максимумом величини $T_c \cong 93\text{ K}$ при $\delta \cong 0.93$ [68], можна припустити, що перерозподіл лабільного кисню призводить до фазового розшарування в об'ємі кристала та утворення фаз-кластерів, що відрізняються величиною T_c . Враховуючи наявність перколяційних шляхів протікання струму по основному об'єму кристала, цей процес, своєю чергою, повинен призводити до збільшення вимірюваної величини T_c . Таким чином, можна припустити, що в досліджуваному монокристалі співіснують точковий потенціал піннінгу, створюваний ізольованими кисневими вакансіями, та об'ємний потенціал піннінгу з пригніченим надпровідним параметром порядку, що формується кластерами кисневих вакансій.

Як було показано в [64], у випадку реалізації в системі стану «бреггівського скла» на залежностях $\chi(T)$ має спостерігатися скейлінг у наведених координатах $\chi(T_c - T_{c0}) - (T - T_{c0}) / (T_c - T_{c0})$, где T_{c0} – критична температура кінця переходу в паракогерентній області, що визначається в точці перетину лінійної ділянки, яка апроксимує так звану паракогерентну область, з віссю температур, а T_c – температура, що відповідає середньопольовій критичній температурі, яка визначається в точці максимуму на залежностях $d\rho_{ab}(T)/dT$ [90].

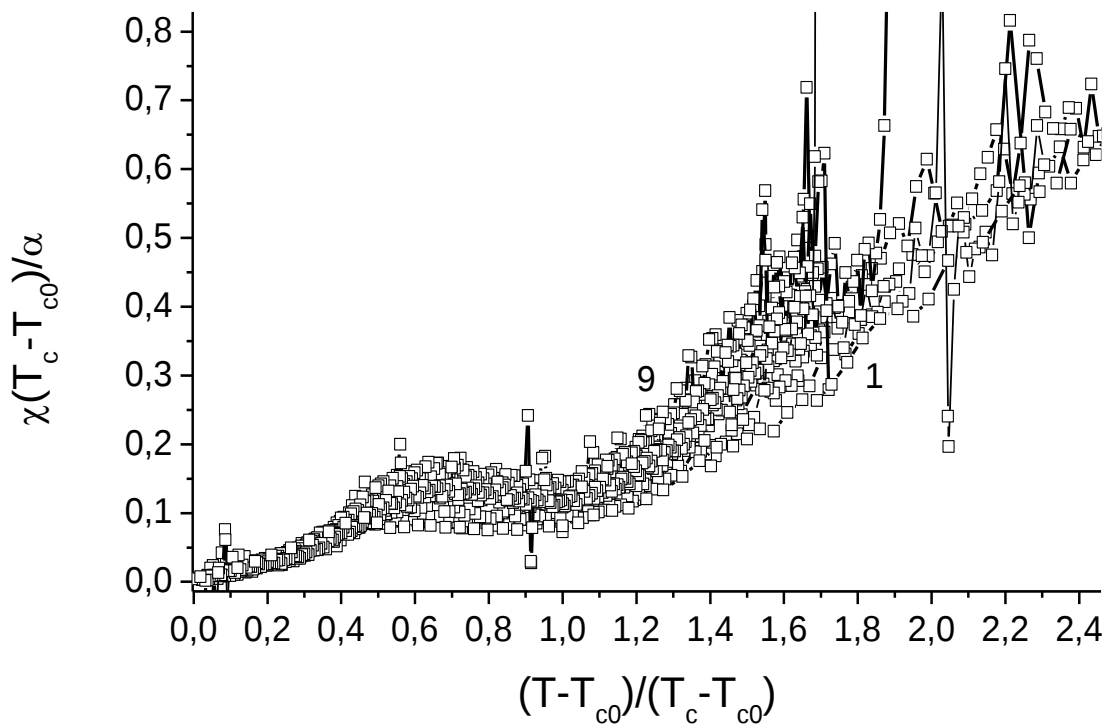


Рис. 3.2. Резистивні переходи в надпровідний стан монокристала $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в наведених координатах $\chi(T_c - T_{c0})/\epsilon_\alpha - (T - T_{c0})/(T_c - T_{c0})$. Позначення кривих відповідає позначенням на рис. 3.1.

На рис. 3.2 показано криві, масштабовані як $\chi(T_c - T_{c0})/\epsilon_\alpha (T - T_{c0})/(T_c - T_{c0})$. При цьому ми враховували зміну внеску власного піннінгу зі зростанням кута розорієнтації $\alpha \equiv \angle(H, ab)$, посередництвом приведення величини $\chi(T_c - T_{c0})$ з урахуванням параметра анізотропії [61] $\epsilon_\alpha = (\sin^2 \alpha + \epsilon^2 \cos^2 \alpha)^{1/2}$, где $\epsilon = 6 \div 9$. Як видно з рис. 3.2, на експериментальних кривих найкращий скейлінг спостерігається в паракогерентній області при $T < T_M$. При вищих температурах розкид кривих стає суттєвішим, ймовірно, внаслідок впливу піннінгу надпровідних флуктуацій на кластерних включеннях.

3.3. Флуктуаційна парепровідність та 2D-3D кросовер

Як зазначалося раніше, вище T_c на отриманих експериментальних залежностях спостерігаються особливості, що відповідають кросоверу між різними ФП-режимами. Як було показано в роботі [69], загальний вираз для флуктуаційної парепровідності $\Delta\sigma(T, H)$ шаруватих надпровідників у магнітному полі може бути записано у вигляді:

$$\Delta\sigma(T, H) = \Delta\sigma_{AL}(T, H) + \Delta\sigma_{MT}(T, H) \quad (3.1)$$

де

$$\Delta\sigma_{AL}(T, H) = \frac{e^2}{16\hbar d \varepsilon} \left\{ \frac{1}{(1+2\alpha)^{1/2}} - \frac{(2+4\alpha+3\alpha^2)b^2}{4(1+2\alpha)^{5/2}\varepsilon^2} + \dots \right\} \quad (3.2)$$

флуктуаційна провідність Асламазова-Ларкіна [92];

$$\Delta\sigma_{MT}(T, H) = \frac{e^2}{8\hbar d(1-\alpha/\delta)\varepsilon} \left\{ \ln\left(\frac{\delta}{\alpha} \frac{1+\alpha+\sqrt{1+2\alpha}}{1+\delta+\sqrt{1+2\delta}}\right) - \left[\frac{\delta^2}{\alpha^2} \frac{1+\delta}{(1+2\delta)^{3/2}} - \frac{1+\alpha}{(1+2\alpha)^{3/2}} \right] \frac{b^2}{6\varepsilon} + \dots \right\} \quad (3.3)$$

флуктуаційна провідність Макі-Томпсона [70], зумовлена взаємодією неспарених носіїв струму з флуктуаційними куперівськими парами; d – товщина двовимірного шару; $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$ – наведена температура, $\alpha = 2\xi_c^2(0)/d^2\varepsilon$; $b = (2e\xi_{ab}^2(0)/\hbar H)$; $\delta = (16/\pi)(\xi_c^2(0)/d^2)(kT\tau_\varphi/\hbar)$; $\xi_{ab}(0)$ – це довжина когерентності в базисній площині а τ_φ характерний термін збою параметра порядку. Поклавши $\xi_c(0) \approx 2 \text{ \AA}$, $d \approx 11.7 \text{ \AA}$ [71], $\tau_\varphi \approx \hbar/2k_B T_c$, можна оцінити еволюцію відносного внеску кожної зі складових

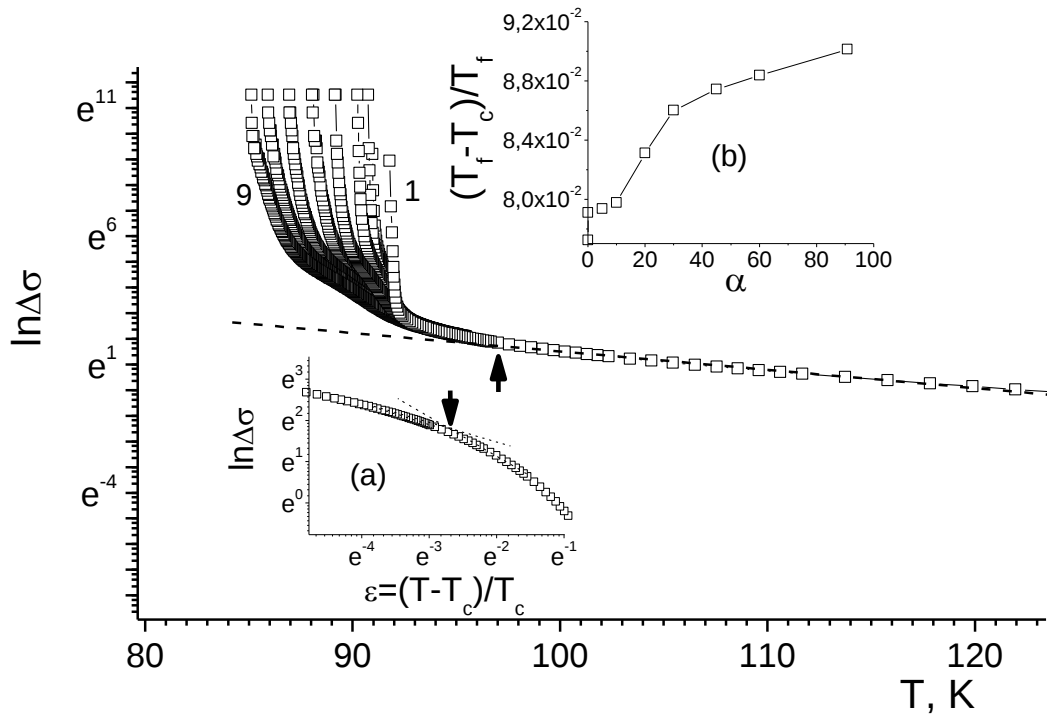


Рис. 3.3. Температурні залежності надлишкової провідності монокристала $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в аб-площині в координатах $\ln\Delta\sigma$ - T . Позначення кривих відповідає позначенням на рис. 1. Пунктирною лінією показано апроксимацію ділянки, що відповідає псевдощільному режиму, а стрілочкою – точка переходу до ФП-режиму. Вставка (а): Температурна залежність надлишкової провідності в координатах $\ln\Delta\sigma$ - $\ln\varepsilon$ виміряна при нульовому магнітному полі. Пунктирними лініями показано апроксимацію експериментальних залежностей прямими з кутом нахилу $\beta_1 \approx -0.5$ (3D - режим) і $\beta_2 \approx -1.0$ (2D режим). Стрілочкою показана точка 2D-3D кросовера. Вставка (b): кутова залежність відносної ширини $t_f = (T_f - T_c)/T_f$ флуктуаційного режиму.

в рівнянні (3.1) $\Delta\sigma_{AL}/\Delta\sigma_{MT}$ по мірі збільшення температури від точки переходу в надпровідний стан у нульовому магнітному полі, як це було запропоновано в [72]. Аналіз виразів (3.2) і (3.3) показує, що в інтервалі температур $T_c < T < 1.1 T_c$ компонента $\Delta\sigma_{MT}(T, H=0)$ в порівнянні з $\Delta\sigma_{AL}(T, H=0)$ значно слабше залежить від температури, співвідношення $\Delta\sigma_{AL}/\Delta\sigma_{MT}$ меншає

більш ніж удвічі при зростанні температури від 1.005Тс. до 1.1Тс. Це, своєю чергою, може свідчити про значне зростання інтенсивності розсіювання куперівських пар нормальними носіями.

Аналіз результатів показав, що всі отримані залежності $\Delta\sigma(T,H)$ в інтервалі температур 1.08 – 1.2 T_c (вставка (а) до рис. 3.3) задовільно апроксимуються залежністю:

$$\Delta\sigma_D = A_D \varepsilon^{-\beta}, \quad (3.4)$$

$$\xi_c(0)\varepsilon_0^{-1/2} = d/2. \quad (3.5)$$

для двовимірного випадку ($A_{2D} = \frac{e^2}{16\hbar d}$ и $\beta \approx -1$ [92]), тоді як при $T < 1,08 T_c$

поведінка $\Delta\sigma(T,H)$ добре відповідає залежності (3.4) для тривимірного випадку

($A_{3D} = \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)}$ и $\beta \approx -1.2$ [92]). Як впливає з (3.4), у точці 2D-3D кросовера:

У цьому випадку, визначивши величину ε_0 у точці перетину двох прямих, що відповідають показникам степеня -0.5 та -1 на залежностях $\ln\Delta\sigma$ - $\ln\varepsilon$ і використовуючи літературні дані про залежність міжплощинного відстані від δ [17] ($d \approx 11.7 \text{ \AA}$), можна обчислити значення $\xi_c(0)$.

На вставці (а) до рис. 3.3 показані температурні залежності $\Delta\sigma(T)$ у координатах $\ln\Delta\sigma$ - $\ln\varepsilon$. Видно, що поблизу T_c Ці залежності задовільно апроксимуються прямими з кутом нахилу $\text{tg}\beta_1 \approx -0.5$, який відповідає показнику степеня $-1/2$ у рівнянні (3.4), що, очевидно, свідчить про тривимірний характер флуктуаційної надпровідності в цьому температурному інтервалі. При подальшому підвищенні температури швидкість зменшення $\Delta\sigma$ суттєво зростає ($\text{tg}\beta_2 \approx -1$), що, своєю чергою, можна розглядати як вказівку на зміну розмірності флуктуаційної провідності. Проведені розрахунки показали, що в процесі зміни

кута розорієнтації $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$ не відбувається істотної зміни величини довжини когерентності (яка в нашому випадку становила $\xi_c(0) \approx 1,68 \pm 0.03 \text{ \AA}$).

Необхідно зазначити, що певний вплив на виникнення та еволюцію надлишкової провідності має $\Delta\sigma$ у шаруватих ВТНП-структурах можуть чинити і так звані флуктуації густини станів (Density of States (DOS) fluctuations). Відомо, що вплив таких флуктуацій найістотніше проявляється при температурах, що значно перевищують критичну $T \gg T_c$ [72-74]. Згідно з сучасними уявленнями [73-75], у цьому температурному інтервалі поява $\Delta\sigma$ в основному зумовлено проявом псевдоцілинної аномалії. Як показали наші експериментальні дані, постійне магнітне поле не чинить суттєвого впливу на температурні залежності $d\rho_{ab}(T)$ и $\Delta\sigma(T)$ при $T > 1.2 T_c$, що узгоджується з літературними даними [72], отриманими для керамічних з'єднань системи 1-2-3. Застосування постійного магнітного поля також не призводить до зміщення температури T^* , при якій починається відхилення кривих $d\rho_{ab}(T)$ вниз від лінійної залежності. Вважається, що температура T^* відповідає відкриттю псевдоцілини [73,74]. Враховуючи вищезазначене, ми не враховували DOS fluctuations при аналізі $\Delta\sigma$ в області резистивних переходів у надпровідний стан. Водночас, слід зазначити, що якщо визначати температуру переходу в ФП-режим T_f по точці відхилення величини $\ln\Delta\sigma$ вгору від лінійної залежності $\ln\Delta\sigma(T)$ [73] (див. вставку (b) до рис. 3.4), можна оцінити відносну протяжність існування ФП-режиму як: $t_f = (T_f - T_c)/T_c$. Результати розрахунків показують, що зі збільшенням кута розорієнтації $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$ відбувається загальне відносне розширення температурного інтервалу, в якому реалізується режим флуктуаційної паропровідності від $t_f \approx 0,8589$ при $\alpha=0$ до $t_f \approx 0,9991$ при $\alpha = 90^\circ$. Ймовірно, це пов'язано з пригніченням з α так званого «beyond 3D» — режиму поля та підсиленням довгохвильових флуктуацій, які дають найсуттєвіший внесок у паропровідність поблизу T_c . Водночас, як було показано в [73], недооцінка внеску короткохвильових флуктуацій параметра порядку

призводить до більш швидкого, порівняно з передбаченнями теорії, зменшення величини $\Delta\sigma$ за досить значного відхилення від T_c у бік високих температур. Мікроскопічний розрахунок флуктуаційної поправки до провідності з урахуванням усіх компонент параметра порядку було проведено у працях Варламова з співавторами [74]. Порівняння наших даних з теорією [74] показало, що, як і у випадку бездомішкових плівкових зразків YBaCuO [73], $\Delta\sigma$ може бути описана в межах удосконаленої теорії ФП до температур, наближених до $1.25 T_c$. Ймовірно, саме в цій температурній області відбувається перехід до псевдоцілінного режиму, який більш детально аналізується нами в [75].

Висновки

Таким чином, з усього вищесказаного можна зробити висновок про те, що прикладання постійного магнітного поля до монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з малим дефіцитом кисню, на відміну від аналогічних, оптимально допированих киснем зразків, призводить до появи додаткового паракогерентного переходу на температурних залежностях надлишкової провідності в базисній ab -площині в області резистивних переходів у надпровідний стан. Збільшення кута $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$ призводить до одночасного зростання амплітуди та ширини піку, що відповідає цьому переходу, та його зміщення в область нижчих температур. Це може бути наслідком зменшення зі зростанням α вкладу власного intrinsic пінінгу вихрової підсистеми та посиленням ролі об'ємного пінінгу, обумовленого наявністю в структурі експериментального зразка кластерів кисневих вакансій. Внаслідок цього, при температурах нижче критичної $T < T_c$, відбувається придушення динамічного фазового переходу виду вихрова рідина – вихрова решітка та формування в системі переходу виду вихрова рідина – вихрове «брегтівське» скло. T_c ФП задовільно описується тривимірною

моделлю Асламазова-Ларкіна для шаруватих надпровідних систем. При цьому збільшення кута розорієнтації $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, \mathbf{ab})$ призводить до загального відносного розширення температурного інтервалу реалізації режиму флуктуаційної парапровідності, що може бути пов'язане з посиленням ролі довгохвильових флуктуацій параметра порядку.

РОЗДІЛ 4

МАГНІТООПІР І ДИНАМІКА МАГНІТНОГО ПОТОКУ В ДОПОВАНИХ АЛЮМІНІЄМ МОНОКРИСТАЛАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ З СИСТЕМОЮ ОДНОСПРЯМОВАНИХ ДВІЙНИКОВИХ МЕЖ.

4.1. Надлишкова провідність і динамічні фазові переходи

Монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ вирощували розчин-расплавним методом в золотому тиглі при слабкому градієнті температури вздовж тигля [76,67]. Цей метод дозволяє вирощувати кристали розмірами до $5 \times 5 \text{ мм}^2$ в ab -площині і товщиною 0,02-0,05 мм. Для отримання монокристалів з добавкою алюмінію у вихідну шихту додавали 0,2 мас.% Al_2O_3 . В якості вихідних компонентів використовували сполуки Y_2O_3 , BaCO_3 , CuO , Al_2O_3 (всі марки ОСЧ). Насичення кристалів киснем здійснювали за допомогою відпалу в потоці кисню при температурі 430°C протягом трьох діб. Для резистивних досліджень відбирали тонкі кристали з проникаючими ДМ, у яких були області з односпрямованими ДМ розміром $0.5 \times 0.5 \text{ мм}^2$. Це дозволяло вирізати з таких монокристалів містки з односпрямованими ДМ шириною 0.2 мм і відстанню між потенційними контактами 0.3 мм. Двійникові межі всередині містка були орієнтовані в одному напрямі. При цьому місток вирізали таким чином, щоб вектор транспортного струму I_{ab} був паралельний площинам двійників, як це схематично показано на відповідних вставках до рис. 7.2 Електричні контакти створювали нанесенням срібної пасти на поверхню кристалів з подальшим підключенням срібних провідників і тригодинним відпалом при температурі 200°C в атмосфері кисню. Провідники для струмових контактів виготовляли з фольги товщиною 0,1 мм і шириною 2 мм, а для потенційних контактів використовували дріт діаметром 0,05 мм. Така технологія дозволяла отримувати малий перехідний опір електричних контактів і проводити резистивні вимірювання при транспортних струмах до 1 А без омічного перегріву струмових контактів.

Вимірювання електроопору і вольт-амперних характеристик (ВАХ) проводили на постійному струмі. Магнітне поле до 12,7 кЕ створювали електромагнітом. Обертанням магніту можна було змінювати орієнтацію поля відносно кристала. Точність орієнтації поля щодо зразка не гірше $0,2^\circ$. Місток монтували у вимірювальному осередку таким чином, щоб вектор поля H завжди був перпендикулярний вектору транспортного струму. Точність вимірювання температури 0,005 К, стабільність температури при вимірах ВАХ не гірше 0,01 К.

Порівняльний аналіз резистивних характеристик монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ і $YBa_2Cu_{3-z}Al_zO_{7-\delta}$ в нульовому магнітному полі був проведений нами в [76,67]. Температурні залежності питомого електроопору в ab -площині $\rho_{ab}(T)$ в магнітних полях до 12,7 кЕ при орієнтації вектора поля $H||c$ і $H\perp c$ представлені на рис. 7.2 (1) і (2), відповідно.

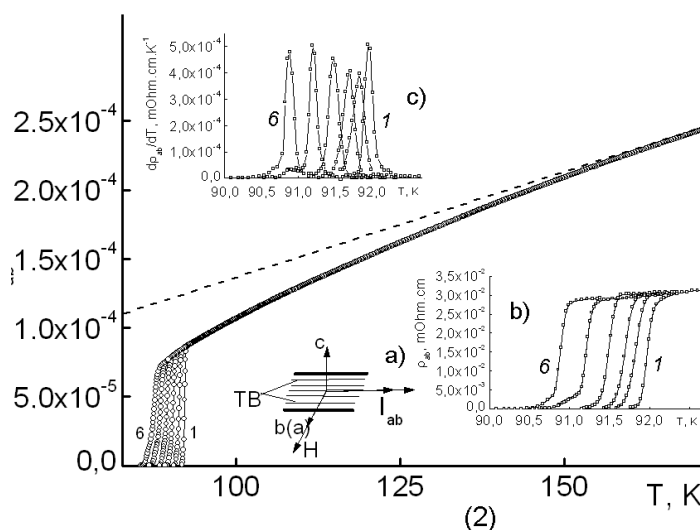
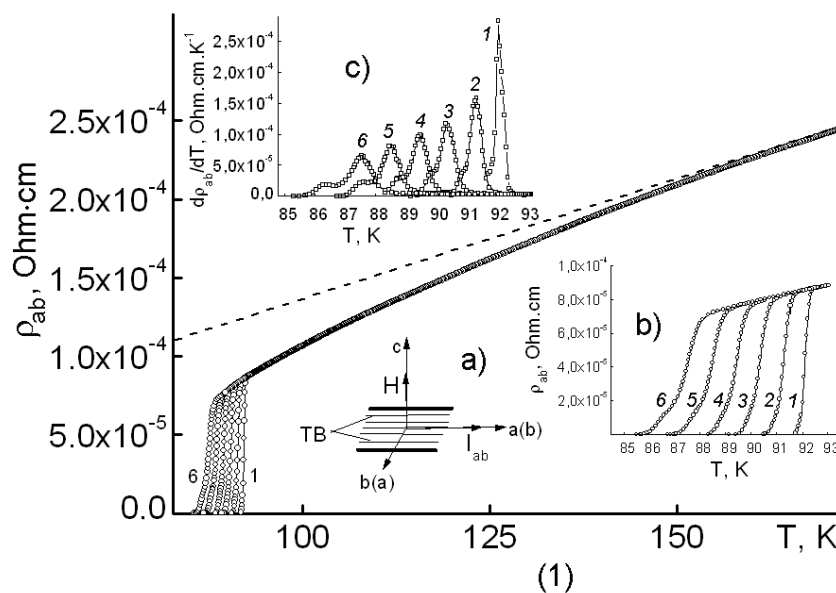


Рис.4.1. Температурні залежності електроопору $\rho_{ab}(T)$ монокристала $YBa_2Cu_{3-z}Al_zO_{7-\delta}$ при орієнтації вектора поля $H \parallel c$ (1) і $H \perp c$ (2) для H , кЕ: 0; 1,9; 4,5; 7,3; 10; 12,7 - криві 1 - 6, відповідно.

Пунктирною лінією показана екстраполяція лінійної ділянки експериментальної залежності. На вставках (а) показано схематичне зображення геометрії експерименту. Вставки (б) і (с): переходи в надпровідний стан в координатах $\rho_{ab} - T$ і $d\rho_{ab}/dT - T - T$, відповідно. Нумерація кривих на вставках відповідає нумерації на рисунку.

Резистивні переходи в надпровідний стан цих же зразків в координатах $\lg \rho_{ab} - T$ і $d\rho_{ab}/dT - T$ показані на відповідних вставках.

Критична температура кристала в нульовому магнітному полі, визначена по максимуму на залежності $d\rho_{ab}(T)/dT$ в області резистивного переходу в надпровідний стан [76], дорівнювала 92,1 К при ширині переходу $\Delta T_c \leq 0,5$ К. Питомий електроопір в ab -площині при кімнатній температурі становив близько 420 мкОм·см. Згідно з літературними даними, високі значення критичної температури $T_c \approx 92$ К відповідають концентрації алюмінію в кристалі $z \leq 0.05$ [49] і вмісту кисню $\delta \leq 0.1$ [61]. У той же час, вузька ширина переходу в надпровідний стан $\Delta T_c \leq 0,5$ К свідчить про рівномірний розподіл кисню і Al в об'ємі кристала.

Як видно з [рис. 7.2](#), при зниженні температури від 300 до 200 К ρ_{ab} зменшується фактично лінійно, що вказує на квазіметалеву поведінку провідності в цьому температурному інтервалі. При цьому магнітне поле, при обох орієнтаціях, практично не впливає на поведінку залежностей $\rho_{ab}(T)$ при $T \geq 1.1T_c$, що узгоджується з літературними даними для зразків YBaCuO, отриманих з вимірювань магнітоопору [77]. Вплив магнітного поля зводиться в основному до зміщення вниз за температурою резистивного переходу в надпровідний стан і відповідного зниження T_c (вставки (b) і (c)), про що більш докладно буде сказано нижче. У той же час, при температурах $T_c < T < 200$ К спостерігається відхилення $\rho_{ab}(T)$ від лінійної залежності, що свідчить про появу деякої надлишкової провідності, температурна залежність якої зазвичай визначається з рівності експериментальних даних як:

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0, \quad (4.1)$$

де $\sigma_0 = \rho_0^{-1} = (A + BT)^{-1}$ - провідність, обумовлена екстраполяцією високотемпературної лінійної ділянки в нульове значення температури, а $\sigma = \rho^{-1}$ - експериментально вимірюване значення провідності у нормальному стані.

З теорії [78] відомо, що поблизу T_c $\Delta\sigma$ обумовлена процесами флуктуаційного спаровування носіїв і в загальному вигляді, залежно від розмірності системи, визначається степеневою залежністю виду:

$$\Delta\sigma_D = A_D \varepsilon^{-\alpha}, \quad (4.2)$$

де A_d - деяка константа, а $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$ - приведена температура. При цьому степеневий показник α , згідно [78,79,80] визначається як $\alpha = 2 - D/2$, де D - розмірність системи. Зокрема при $T > T_c$ для двовимірного (2D) і тривимірного (3D) випадків температурна залежність $\Delta\sigma$ визначається степеневими співвідношеннями виду [78]:

$$\Delta\sigma_{2D} = A_{2D} \varepsilon^{-1} \quad (4.3)$$

$$\Delta\sigma_{3D} = A_{3D} \varepsilon^{-1/2}, \quad (4.4)$$

де, $A_{2D} = \frac{e^2}{16\hbar d}$ і $A_{3D} = \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)}$; ξ_c - довжина когерентності вздовж осі c при $T \rightarrow 0$ і d - характерний розмір двовимірного шару.

Таким чином, розрахувавши з експериментальних даних величину $\left[\frac{-d(\ln \Delta\sigma)}{dT} \right]^{-1} = \alpha^{-1}(T - T_c)$, згідно методики, запропонованої в [79] і розвиненої в [80], ми можемо по куту нахилу кривих у відповідних координатах визначити розмірність флуктуаційної підсистеми і характер розсіювання флуктуаційних носіїв [78] на різних температурних інтервалах. На [рис.7.3](#) показані резистивні переходи монокристала $YBa_2Cu_{3-z}Al_zO_{7-\delta}$ в координатах $\left[\frac{-d(\ln \Delta\sigma)}{dT} \right]^{-1} - T$, отримані при різній величині магнітного поля.

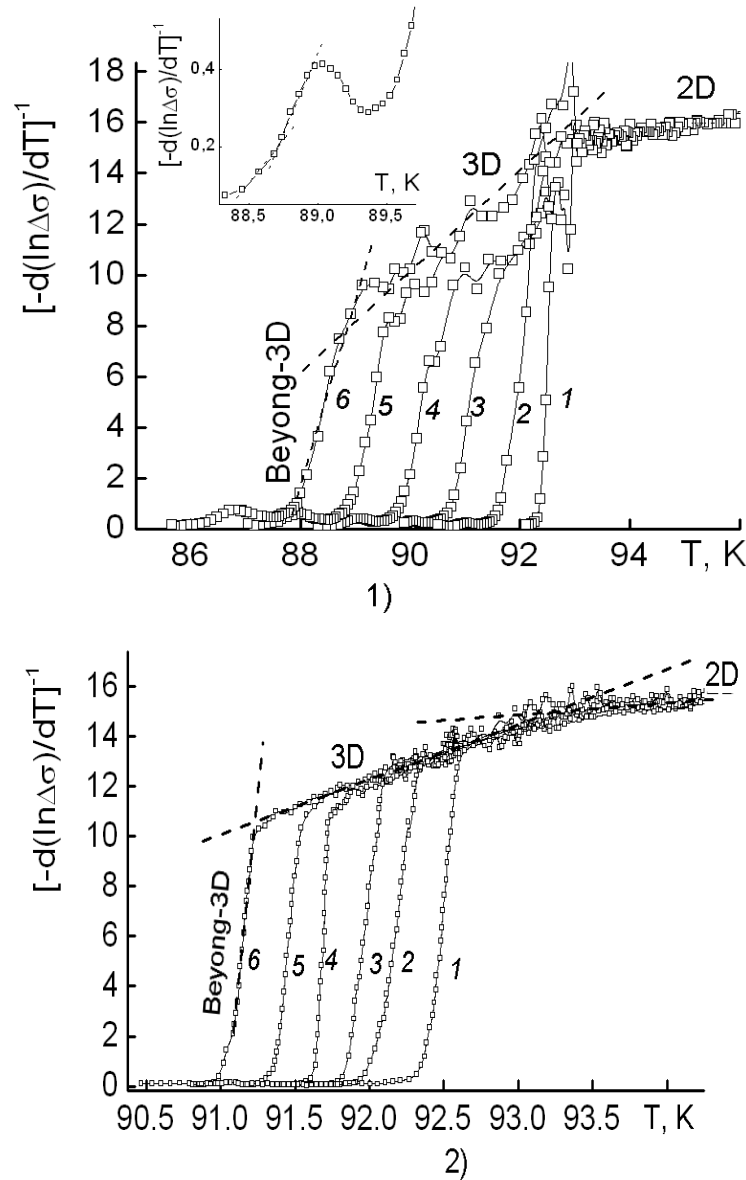


Рис. 4.2. Резистивні переходи в надпровідний стан монокристалу $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Al}_x\text{O}_{7-\delta}$ для H , кЕ: 0; 1,9; 4,5; 7,3; 10; 12,7 - криві 1 - 6, відповідно в

координатах $\left[\frac{-d(\ln \Delta\sigma)}{dT} \right]^{-1} - T$. На вставці показана низькотемпературна ділянка резистивного переходу, виміряного при полі $H = 7,3$ кЕ. Пунктирними лініями на рисунку і вставці показана екстраполяція ділянок, відповідних різним ФП-режимам. Нумерація кривих на вставках відповідає нумерації на рисунку 7.2.

Як видно з рис. 7.3, при обох орієнтаціях магнітного поля, безпосередньо поблизу T_c експериментальні криві характеризуються наявністю двох чітко

виражених ділянок з різними кутами нахилу, які, очевидно, відповідають, так званому, Beyond-3D і 3D режимам [80] з $\alpha \approx 0.17$ і 0.5 , відповідно. При наступному видаленні від T_c у бік високих температур відбувається подальше збільшення абсолютного значення α , що може свідчити про реалізацію в системі 3D-2D кросовера, про що більш докладно буде сказано нижче.

Друга особливість отриманих залежностей - практично еквідистантне зміщення ділянок кривих, відповідних безпосередньо НП-переходу, вниз за температурою з ростом величини прикладеного магнітного поля. При цьому при геометрії експерименту $H \parallel c$ спостерігалось незначне розширення експериментальних кривих, а в разі $H \perp c$ розмиття не спостерігалось взагалі. Як зазначалося вище, подібний ефект спостерігається тільки в разі легованих

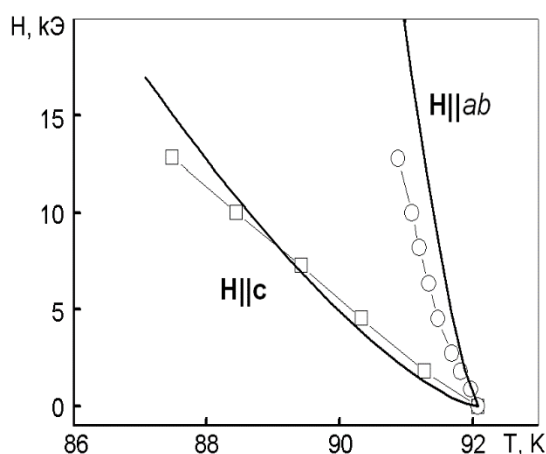


Рис. 4.3. Температурні залежності другого критичного поля для його паралельної і перпендикулярної орієнтацій щодо базисної площини. Суцільні лінії - розрахунок для тієї ж геометрії експерименту, проведений згідно [85].

незапіннінгованої вихрової рідини, що відчуває в'язка течія під дією сили Лоренца, в стан запіннінгованого вихрового скла [85]. Згідно [85] лінія цього

алюмінієм зразків [81] на відміну від всіх інших сполук системи 1-2-3, яким властиво яскраво виражене «веерообразное» уширення НП-переходів в магнітному полі [64,82,83,84]. На [рис.7.4](#) показані залежності $T_c(H)$, отримані для наших експериментальних кривих і визначені по максимуму похідної $dp/dT(T)$ в області НП-переходу [76]. Видно, що T_c монотонно знижується з ростом магнітного поля. Як відомо, характерною особливістю сполук системи 1-2-3 є сильна нелінійність вольт амперних характеристик аж до деякої лінії $T_M(H)$, що відповідає переходу зі стану

переходу при орієнтаціях магнітного поля $H||c$ і $H\perp c$ у разі бездвійникових зразків визначається співвідношеннями $H_M^|| (T) = 103(1 - T/T_c)^{1.41}$ і $H_M^\perp (T) = 842(1 - T/T_c)^{1.37}$, відповідно. Як видно з [рис. 7.4](#), в нашому випадку ці лінії (суцільна крива) розташовані частково ($H||c$) або повністю ($H\perp c$) вище наших експериментальних залежностей, що може свідчити про відсутність фази незапіннінгованої вихрової рідини в наших зразках. Це, в свою чергу, може бути причиною відсутності відповідного розширення резистивних переходів в магнітному полі. Важливу роль тут може грати наявність в наших зразках розвиненої системи ДМ, які є досить сильними центрами піннінгу. На користь останнього припущення свідчить і третя важлива особливість наших експериментальних кривих - наявність додаткового максимуму на

низькотемпературних ділянках залежностей $\left[\frac{-d(\ln \Delta\sigma)}{dT} \right]^{-1} - T$ при $H||c$, який відсутній в нульовому магнітному полі і найбільш чітко проявляється в сильних магнітних полях. Збільшена ділянка кривої з таким максимумом, отриманої в магнітному полі 12 кЕ, показана на вставці до [рис.7.3](#). Видно, що в області температур нижче точки максимуму наша залежність характеризується кутами нахилу $\alpha \approx 1.27$ і 2.2 , відповідно. Останнє значення, відповідно до теорії [86] відповідає паракогерентному переходу на межзеренних і междоменних межах, часто спостерігається в різних класах надпровідних сполук [80,86]. У нашому випадку роль таких меж можуть грати ДМ. Важливу роль при цьому може грати наявність домішок. Як відомо з літератури [33,87] домішки тривалентних іонів є центрами дефектоутворення і при підвищеній щільності дефектів період доменної двійникової структури зменшується. Наслідком цього є перекриття близьких мікродвійників і формування твідової структури [33,87]. Як показали металографічні дослідження [87], в наших кристалах $YBa_2Cu_{3-y}Al_yO_{7-\delta}$ «твідова» структура не спостерігалася, що, ймовірно, пов'язано з малою концентрацією Al. У той же час міждвійникова відстань була в два-три рази меншою, ніж в чистих кристалах. Очевидно, що в нашому випадку причиною цього міг бути вплив

домішкових атомів алюмінію, що має значно менший іонний радіус в порівнянні з міддю. Крім цього атом алюмінію в позиції (000) може утворювати характерне для нього октаедричне оточення з атомів кисню.

Слід зазначити, що при геометрії експерименту $H \perp c$ подібні особливості, у вигляді додаткового максимуму, практично не виявлялися при слабких магнітних полях і були значно менш яскраво виражені в області максимальних магнітних полів (рис.7.3). Подібні відмінності, по видимому, можуть бути наслідком специфічного механізму піннінгу надпровідних флуктуацій. При цьому, у разі $H \perp c$ сила Лоренца, що діє на флуктуаційні носії $F_L \sim [j \times H]$ направлена уздовж двійникових меж ($F_L \parallel DM$), а в разі $H \parallel c$, відповідно, поперек ($F_L \perp DM$), що, в свою чергу, обумовлює в кілька разів більш підвищену силу піннінгу надпровідних флуктуацій в другому випадку в порівнянні з першим. Останнє припущення підтверджує немонотонна поведінка польовий залежності $\xi_c(H)$, що спостерігається в разі $H \parallel c$.

Як було показано в роботі [225], загальний вираз для флуктуаційної паропровідності в магнітному полі $\Delta\sigma(T, H)$ шаруватих надпровідників в магнітному полі може бути записано у вигляді:

$$\Delta\sigma(T, H) = \Delta\sigma_{AL}(T, H) + \Delta\sigma_{MT}(T, H), \quad (4.5)$$

де

$$\Delta\sigma_{AL}(T, H) = \frac{e^2}{16\hbar d \varepsilon} \left\{ \frac{1}{(1+2\alpha)^{1/2}} - \frac{(2+4\alpha+3\alpha^2)}{4(1+2\alpha)^{5/2}} \frac{b^2}{\varepsilon^2} + \dots \right\} \quad (4.6)$$

флуктуаційна провідність Асламазова- Ларкіна [78];

$$\Delta\sigma_{MT}(T, H) = \frac{e^2}{8\hbar d (1-\alpha/\delta)\varepsilon} \left\{ \ln\left(\frac{\delta}{\alpha} \frac{1+\alpha+\sqrt{1+2\alpha}}{1+\delta+\sqrt{1+2\delta}}\right) - \left[\frac{\delta^2}{\alpha^2} \frac{1+\delta}{(1+2\delta)^{3/2}} - \frac{1+\alpha}{(1+2\alpha)^{3/2}} \right] \frac{b^2}{6\varepsilon} + \dots \right\} \quad (4.7)$$

флуктуаційна провідність Макі-Томпсона, обумовлена взаємодією неспарених носіїв струму з флуктуаційними куперовськими парами [88]; $\alpha = 2\xi_c^2(0)/d^2\varepsilon$;
 $b = (2e\xi_{ab}^2(0)/\hbar H$; $\delta = (16/\pi)(\xi_c^2(0)/d^2)(kT\tau_\phi/\hbar)$; $\xi_{ab}(0)$ довжина когерентності в

базисній площині, а τ_ϕ - характерний час збою параметра порядку. Інші позначення ті ж, що і в (7.23), (7.24).

Поклавши $\xi_c(0) \approx 2.5 \text{ \AA}$, $d \approx 11.7 \text{ \AA}$ [40], $\tau_\phi \approx \hbar/2k_B T_c$, можна оцінити еволюцію відносного внеску кожного з доданків в рівнянні (7.25) $\Delta\sigma_{AL}/\Delta\sigma_{MT}$ в міру віддалення вгору за температурою від точки переходу в надпровідний стан в нульовому магнітному полі, як це було запропоновано в [87]. Аналіз виразів (7.26) і (7.27) показує, що хоча в інтервалі температур $T_c < T < 1.25T_c$ компонента $\Delta\sigma_{MT}(T, H=0)$ в порівнянні з $\Delta\sigma_{AL}(T, H=0)$ значно слабкіше залежить від температури, відношення $\Delta\sigma_{AL}/\Delta\sigma_{MT}$ зменшується більш ніж удвічі (від приблизно 4 до 1,7) у міру зростання температури від $1.005 T_c$ до $1.25 T_c$. Це, в свою чергу, може вказувати на значне зростання інтенсивності розсіювання флуктуаційних пар.

Слід також зазначити, що, як показав аналіз, усі отримані залежності $\Delta\sigma(T, H)$ в інтервалі $1.1 - 1.15 T_c$ задовільно апроксимуються залежністю виду (7.23), що відповідає двовимірному випадку (вставка до рис.7.5), тоді як при $T < 1.05T_c$ поведінка $\Delta\sigma(T, H)$ добре відповідає залежності (7.24) для тривимірного випадку.

У цьому випадку, визначивши значення ε_0 в точці 2D-3D кросовера

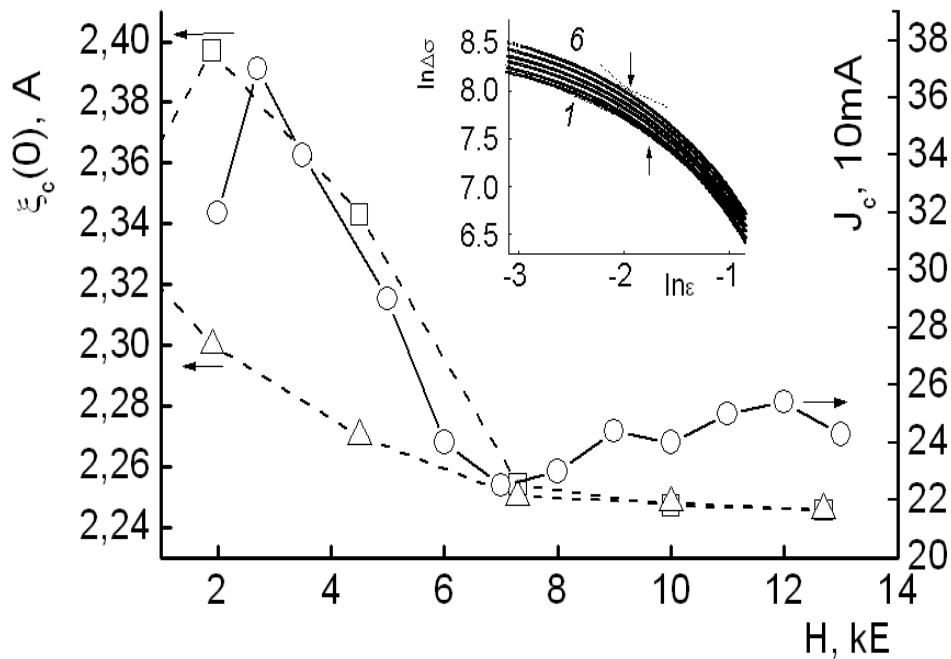


Рис. 4.4. Польові залежності $\xi_c(0, H)$ при орієнтації магнітного поля $H \parallel c$ і $H \perp c$ (квадрати і трикутники, відповідно) і критичного струму при орієнтації магнітного поля $H \parallel c$ (кружки). На вставці показані температурні залежності надлишкової провідності в ab -площині в координатах $\ln \Delta \sigma - \ln \varepsilon$ при різних значеннях магнітного поля при орієнтації $H \parallel c$. Позначення кривих на вставці відповідає позначенням на [рис.4.1](#). Пунктирними лініями на вставці показана апроксимація експериментальних залежностей прямими з кутом нахилу $\tan \alpha_1 \approx -0,5$ (3D - режим) і $\tan \alpha_1 \approx -1,0$ (2D - режим). Стрілками показані точки 2D-3D кросовера.

$\xi_c(0) \varepsilon_0^{-1/2} = d/2$ при перетині двох прямих, що відповідають показникам

ступеня $-0,5$ і -1 на залежностях $\left[\frac{-d(\ln \Delta \sigma)}{dT} \right]^{-1} - T$, а також використовуючи літературні дані про залежність міжплощинної відстані від δ [40] ($d \approx 11,7 \text{ \AA}$), можна обчислити значення $\xi_c(0)$.

З [рис. 7.5](#), на якому представлені польові залежності $\xi_c(0, H)$ для обох орієнтацій магнітного поля, видно, що при орієнтації $H \parallel c$ крива $\xi_c(0, H)$

характеризується яскраво вираженим максимумом в області магнітних полів $H \approx 2$ кЕ. У той же час, при орієнтації $H \perp c$ аналогічна крива плавно спадає з ростом магнітного поля. Тут слід зазначити, що подібна особливість, що виявляється у вигляді немонотонної залежності критичного струму j_c від магнітного поля (пik-ефект), часто спостерігається в ВТНП - системах при паралельній орієнтації магнітного поля як наслідок специфічного механізму піннінгу вихрової матерії [89,90]. Кривої з кружками на [рис.7.5](#) показана польова залежність $j_c(H)$ при орієнтації магнітного поля $H \parallel c$, яку ми отримували шляхом визначення критичного струму за рівнем падіння напруги на вольт-амперних характеристиках за методикою [64,84]. При цьому видно, що положення характерного максимуму на залежностях $j_c(H)$ добре корелює з випадком $\xi_c(0,H)$. Згідно [90], однією з можливих причин появи пік-ефекту може служити наявність у зразку дефіцитної за киснем або іншої фази, що переходить в нормальний стан при збільшенні магнітного поля. У нашому випадку роль такої фази можуть грати ДМ, які (як дефекти більш високої розмірності) можуть служити ефективними центрами стоку кисневих вакансій і, відповідно, мати більш низьке (в порівнянні з рештою об'єму зразка) вміст кисню. Припущення про присутність фази зі зниженою T_c , підтверджується наявністю ступінчастою форми резистивних переходів і невеликого додаткового максимуму на залежностях $\rho_{ab}(T)/dT$ (вставки (b) і (c) до [рис. 7.2](#)) спостережуваних при орієнтації $H \parallel c$, який стає найбільш яскраво вираженим при максимальних значеннях магнітного поля. При цьому експерименти з декорування вихрової структури дійсно показують, що щільність вихорів на ДМ підвищена в порівнянні з їх щільністю в об'ємі надпровідника, що свідчить про придушення на ДМ параметра порядку.

У нашому випадку, ймовірно, ця особливість може бути пов'язана з деяким придушенням надлишкової флуктуаційної провідності при посиленні дисипації, як наслідок зміщення надпровідних флуктуацій в зразку під дією сили Лоренца. У свою чергу, зменшення $\Delta\sigma$, згідно (7.24), повинно призводити до зростання

величини $\xi_c(0, H)$, що й спостерігається в нашому випадку. При подальшому збільшенні поля його вплив буде надаватися у зменшенні кореляційної функції флуктуацій, що повинно позначитися на силі піннінгу флуктуацій [90] і збільшенні градієнта характерної об'ємної щільності флуктуаційної енергії. Певну роль при цьому може грати можливе посилення ролі деяких специфічних механізмів квазічастинкової взаємодії [91,]. В цьому випадку зростання величини $\xi_c(0, H)$ зміниться її зменшенням.

Слід також зазначити, що якщо визначати температуру переходу в ФП-режим T_f в точці відхилення величини $\ln \Delta \sigma$ вгору від лінійної залежності $\ln \Delta \sigma(T)$ [67] (рис. 7.6), можна оцінити відносну протяжність існування ФП -режиму як: $t_f = (T_f - T_c) / T_c$. Результати розрахунків показують, що при впливі магнітного поля відбувається загальне відносне звуження температурного інтервалу, в якому реалізується режим флуктуаційної парaproвідності. При цьому слід зазначити, що при орієнтації магнітного поля $H \parallel c$, таке звуження відносно невелике (від $t_f \approx 0,1594$ в нульовому магнітному полі до $t_f \approx 0,1473$ при $H = 12,7$ кЕ), у той час як при орієнтації магнітного поля $H \perp c$ звуження відбувається практично вдвічі (від $t_f \approx 0,0214$ в нульовому магнітному полі до $t_f \approx 0,0417$ при $H = 12,7$ кЕ). Мабуть, це пов'язано з

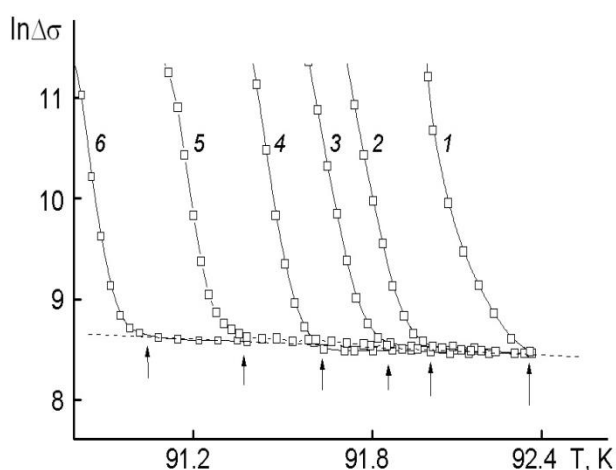
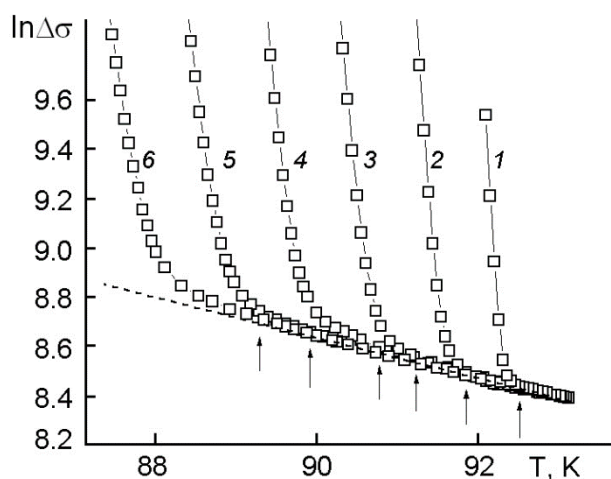


Рис. 4.5. Температурні залежності надлишкової провідності при орієнтації магнітного поля $H||c$ і $H\perp c$ в координатах $\ln\Delta\sigma$ - T . Нумерація кривих відповідає нумерації на рис.7.2.

придушенням довгохвильових флуктуацій, що дають найбільш істотний внесок у парaproвідність поблизу T_c . У той же час, як було показано в [45], недооцінка вкладу короткохвильових флуктуацій параметра порядку приводить до більш швидкого, порівняно з передбаченнями теорії, зменшення величини $\Delta\sigma$ при досить великій відстані від T_c у бік високих

температур. Мікроскопічний розрахунок флуктуаційної поправки в провідність з урахуванням всіх компонент параметра порядку був проведений в роботі [92]. Порівняння наших даних з теорією [92] показало, що $\Delta\sigma$ може бути описана в рамках поліпшеної теорії ФП (при нашій точності вимірювань) до температур поблизу $1,25 T_c$. Мабуть, саме в цій температурній області відбувається перехід до псевдощільного режиму

Висновки

Таким чином, з усього вищесказаного можна зробити висновок, що двійникові межі в монокристалах $YBa_2Cu_{3-z}Al_zO_{7-\delta}$ ($z \leq 0,5$) є ефективними центрами флуктуаційних носіїв. Відхилення від лінійності залежностей $\rho_{ab}(T)$ при $T_c < T < 1,35 T_c$ може бути задовільно пояснено в межах теорії флуктуаційної надпровідності. При цьому безпосередньо поблизу T_c ФП добре описується тривимірною моделлю Асламазова-Ларкіна. Докладання магнітного поля призводить до суттєвого звуження температурного інтервалу існування тривимірних надпровідних флуктуацій. Немонотонна залежність величини $\xi_c(0)$ від магнітного поля, ймовірно, може бути пов'язана з придушенням надлишкової флуктуаційної провідності в області слабких магнітних полів. Відсутність «віялоподібного» розширення резистивних переходів в магнітному полі, характерного для бездомішкових зразків $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, обумовлено придушенням фазового переходу до стану незапіннігрованої вихрової рідини, внаслідок посилення пінінгу вихрової решітки на двійникових межах.

РОЗДІЛ 5

РОЗСІЮВАННЯ НОСІЇВ ЗАРЯДУ НА ФОНОНАХ ТА ФЛУКТУАЦІЙНА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ПІД ТИСКОМ

Експериментальні температурні залежності електричного опору монокристалічного ВТНП $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ в нормальному стані ($T^* \leq T \leq 300$ К і $0 \leq P \leq 1$ GPa) апроксимована моделлю розсіювання носіїв заряду на фононах та домішках (модель Блоха-Грюнайзена). Температура відкриття псевдощілини, T^* , відповідає температурі мінімуму високотемпературної похідної, $d\rho(T)/dT$, який розділяє низько- та високотемпературний максимуми, що значно різняться за висотою. T^* зростає при збільшенні гідростатичного тиску (P), тобто область флуктуаційної провідності розширюється зі зростанням тиску. Наявність високотемпературного максимуму $d\rho(T)/dT$ передбачено в моделі Блоха-Грюнайзена. Екстраполяція провідності (у моделі Блоха-Грюнайзена) на область $T_c < T \leq T^*$ дозволило вычислить флуктуационную проводимость, которая с хорошей точностью описывается моделью Лоренца-Дониаха с учетом неоднородности образца. Барические зависимости параметров модели Лоренца-Дониаха показывают, что гидростатическое давление способствует улучшению структуры образца.

Вступ

Відомо [3], що високотемпературні надпровідники (ВТНП) є неоднорідними, тобто термодинамічно вигідним є розпад на домени з металевою провідністю та діелектричні. Домени з металевою провідністю можуть мати різні температури надпровідного переходу (T_c), що призводить до розширення НП-переходу [4, 5]. Для металевої провідності, $\rho(T)$, характерна додатна температурна провідність опору – $d\rho/dT > 0$ и $0 < \rho = \sigma^{-1} \leq \rho_{max}$, де $\rho_{max} \approx 3 \left(\frac{\hbar}{e^2} \right) a$ – межа Йоффе-Регеля (a – постійна решітка). При $a = 3$ Å $\rho_{max} \sim 400$ мкОм*см

[6, 7] У цьому випадку опір змінюється за рахунок зміни довжини вільного пробігу електронів ($0 < L < a$) через розсіювання на порушеннях періодичності – в першу чергу це фоони (температурна залежність L) та дефекти структури (концентраційна залежність L). Тому, якщо експериментальні значення опору, зокрема ВТНП-матеріалів, є близькими до зазначених меж і $d\rho/dT > 0$, то, звісно, можна припустити, що й у цьому випадку провідність обмежена розсіюванням на фоонах та дефектах – $\rho_{ph}(T)$.

У [8] вказується, що, принаймні для оптимально допірованих ВТНП, більша частина особливостей низькоенергетичних релаксаційних процесів може бути пояснена стандартною сильною електрон-фоонною взаємодією (ЕФВ).

Зокрема, розсіювання носіїв заряду на фоонах призводить до лінійної температурної залежності $\rho_{ph}(T)$ у базисній площині при високих температурах – $T \geq \theta$ (θ – температура Дебая) [6, 7].

Для пояснення лінійної $\rho(T)$ у ВТНП були запропоновані кілька різних теоретичних моделей, найвідомішими з яких є RVB-теорія [10, 11] та модель NAFL [12]. В обох цих теоріях при високих температурах $\rho(T) \propto T$, однак не пояснюються причини відсутності розсіювання носіїв заряду на фоонах. Водночас є достатня кількість робіт – див., наприклад, [13–22], де залежність $\rho(T)$ пов'язується з розсіюванням носіїв заряду саме на фоонах та дефектах, в тому числі і в зразках дуже хорошої якості, а також «довгі лінійні залежності» від декількох Кельвінів до кімнатних температур.

Відзначимо, що при розсіюванні носіїв заряду на фоонах нижня границя лінійної залежності опору визначається значенням температури Дебая, яка в шаруватих матеріалах може бути досить низькою. У [23] запропоновано феноменологічний опис фоонної теплоємності, що враховує поперечні коливання, які поширюються як вздовж осі c (зсувні коливання шарів з температурою Дебая θ_1), так і перпендикулярно до цієї осі (температура Дебая θ_2

), а також поздовжні коливання, пов'язані з деформаціями в усіх трьох напрямках (температура Дебая θ_3), причем $\theta_1 < \theta_3 < \theta_2$. Для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5+\delta}$ $\theta_1 \approx 90$ К, $\theta_2 \approx 850$ К и $\theta_3 \approx 295$ К.

Враховуючи дані [23], можна припустити, що у зразках хорошої якості переважає розсіювання з характеристичною температурою θ_1 , але в міру зростання дефектності відбувається перехід до характеристичних температур θ_3 и θ_2 . Зокрема, для оптимально допированого $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ $\theta_1 (\approx 90 \text{ К}) \leq T_c$, що і призводить до лінійної залежності, яка починається безпосередньо від T_c .

У [25–27] була обґрунтована та розвинена схема обчислення значень флуктуаційної провідності $\rho_f(T)$, основанная на екстраполяції лінійної залежності електросопротивлення из области высоких температур на область $T \leq T^*$, где T^* – температура отклонения экспериментальной $\rho(T)$ від лінійності. Примітно, що як T^* , так і сама наявність лінійного $\rho(T)$ визначалося «на око» без аналізу похідної, $d\rho/dT$, у всьому дослідженому інтервалі температур. У даній роботі ми знаходимо $d\rho/dT$ у всьому дослідженому інтервалі температур, на основі особливостей $d\rho(T)/dT$. Припускаємо, що в нормальному стані електроопір зразка – це $\rho_{ph}(T)$, изначаємо T^* , тобто, межу між $\rho_{ph}(T)$ и $\rho_f(T)$, і обчислюємо $\rho_f(T)$, як різниця між експериментальними значеннями $\rho(T)$ і $\rho_{ph}(T)$, екстрапольованим на інтервал $T_c < T \leq T^*$. Така схема дозволила нам отримати параметри, що характеризують як розсіювання носіїв заряду на фононах та дефектах, так і характеристики флуктуаційної провідності

5.1 .Експериментальні методи

Монокристали $\text{Y}_{1-z}\text{Pr}_z\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ що досліджувалися в цій роботі, були вирощені методом розчину-розплаву в золотому тиглі [25, 28-29]. Режимы вирощування та кисневого насичення $\text{Y}_{1-z}\text{Pr}_z\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ кристалів були такими ж, як і для

недопірованих монокристалів [29-30]. Y_2O_3 , $BaCO_3$, CuO і Pr_5O_{11} Сполуки використовувалися як вихідні компоненти для росту кристалів. Щоб отримати кристали з частковим заміщенням Y by Pr , $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, Pr_5O_{11} було додано до початкової суміші у відповідному відсотковому співвідношенні. Кристали насичувалися киснем в кисневій атмосфері при $430^\circ C$ протягом чотирьох днів. Всі кристали містили двійники, а площини двійників мали блокову структуру. Опір вимірювався стандартним 4-зондовим методом. Відповідні розміри кристалів для цих вимірювань становили $(1.5...2) \times (0.2...0.3) \times (0.01...0.02) \text{ mm}^3$, де найменший розмір відповідав де найменший розмір відповідав осі c .

Гідростатичний тиск створювали в автономній камері типу "поршень—циліндр" [31]. Величину тиску вимірювали за допомогою манганінового манометра, а температуру — мідь-константановою термопарою, вмонтованою у зовнішню поверхню камери на рівні розташування зразка.

Транспортний струм до 10 мА пропускали через зразок найбільшого розміру, відстань між потенційними контактами зазвичай становила 1 мм. Для вимірювання питомого опору в температурному діапазоні від 4.2 К до 300 К використовувався гелієвий кріостат. Усі вимірювання питомого опору проводилися при фіксованій температурі, а стабільність температури становила близько 5 мК.

5.2. Результати та обговорення

5.2.1. Електроопір у нормальному стані

На фігурі 1 (основна панель) крапками показані експериментальні температурні залежності електричного опору в ab –площині $\rho(T)$, зразка $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ монокристала, отриманого при тисках від 0 (крива 1) до 9.70 кбар (крива 4).

На Вставках (а) та (b) наведено відповідні температурні похідні, $d\rho(T)/dT$, в області низьких (50–75 K) та високих температур (75–300 K). У всьому дослідженому інтервалі температур та тисків $d\rho(T)/dT > 0$, що вказує на металевий характер провідності зразка.

На Вставці (а) показані низькотемпературні максимуми $d\rho(T)/dT$, викликані переходом зразків у надпровідний стан. Видно, що при збільшенні тиску максимуми зміщуються в бік вищих температур, а висоти максимумів зменшуються. Ширини максимумів від тиску практично не залежать.

На Вставці (b) показані високотемпературні максимуми $d\rho(T)/dT$. Видно, що $d\rho(T)/dT|_{\text{high } T} \leq 2 \mu\Omega\text{cm/K}$ (що приблизно в 20 разів менше, ніж при переході в надпровідний стан), і температурна залежність $d\rho(T)/dT|_{\text{high } T}$ навіть при найвищих з досліджених температур, не прагне до постійного значення. Останнє свідчить про відсутність лінійної температурної залежності опору, $\rho(T)$, навіть при $T \sim 300$ K. Аналогічна поведінка $\rho(T)$ і $d\rho(T)/dT$ ми спостерігали для недодопірованих $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ під тиском [32-33].

Суцільними лініями на Вставці (b) зображені температурні похідні опору, обчислені за залежністю (2) з параметрами з Табл. 1. Видно, що розраховані похідні якісно відповідають значенням, обчисленим за експериментальними точками. Зазначимо, що 1) максимуми цих похідних спостерігаються при $T \sim \theta/3$, що використовується як початкові значення при підгонці; і 2) похідні в дослідженій області температур не виходять на постійні значення, тобто ми не спостерігали лінійної температурної залежності $\rho(T)$, оскільки у нас $\theta > T$.

На Вставці (b) (Рис. 1) також видно мінімум похідної опору поблизу 75 K, який розділяє високо- та низькотемпературні ділянки повної кривої $d\rho(T)/dT$. Як зазначено в [34], лівіше цього мінімуму починають проявлятися ознаки надпровідних флуктуацій, і температуру мінімуму можна вважати температурою

відкриття псевдощилини, T^* . Зазначимо, що при збільшенні тиску T^* збільшується (див. Табл. 2 та Рис. 3), а глибина мінімуму зменшується.

Праворуч від мінімуму $d\rho(T)/dT$ зразок знаходиться в нормальному стані з металевою провідністю, яка обмежена, головним чином, розсіюванням носіїв заряду на дефектах і фононах та може забезпечувати опір металевих систем до $\sim 10^3 \mu\Omega \text{ cm}$. Саме це розсіювання й формує, головним чином, температурну залежність опору $\rho(T)$, у нормальному стані.

Як перше наближення, внесок в електричний опір, обумовлений розсіюванням носіїв заряду на фононах, може бути представлений як

$$\rho_{ph}(T) = A_r \left(\frac{T}{\theta}\right)^r J_r\left(\frac{\theta}{T}\right); \quad J_r\left(\frac{\theta}{T}\right) = \int_0^{\theta/T} \frac{e^x x^r dx}{(e^x - 1)^2}; \quad (1)$$

Тут A – це параметр; $r=3$ та/або 5 (співвідношення Блоха-Грюнайзена [34-35]), , або $r=2$ та/або 4 (спектр фононої густини станів для надпровідних сполук β -W типу, отриманий в надпровідних тунельних експериментах [36]).

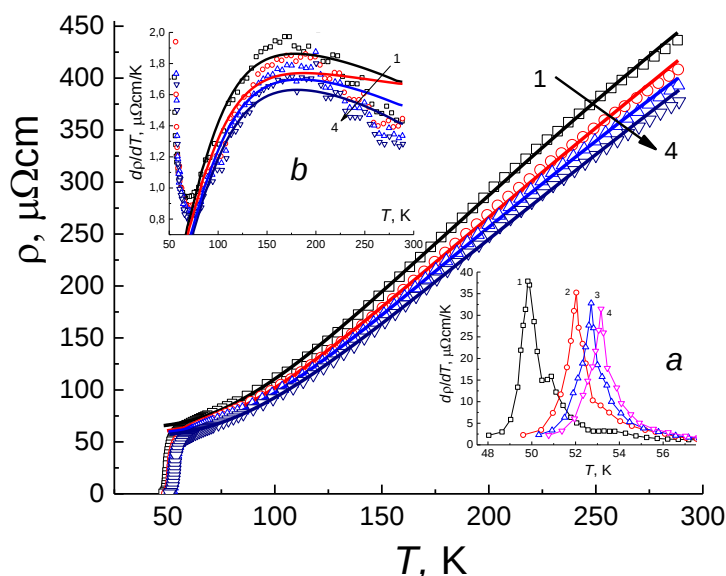


Рисунок 1. Температурні залежності, $\rho(T)$, of $\text{Y}_{0.66}\text{Pr}_{0.34}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ монокристалів при тисках 0, 0.372, 0.653 та 0.970 ГПа – криві 1–4, відповідно. Вставка а:

низькотемпературні похідні, $d\rho(T)/dT$ – область надпровідного переходу. Вставка b: похідні, $d\rho(T)/dT$, в області високих температур. Точки – експеримент; лінії – апроксимації за (2). Цифрові позначення кривих на Вставках відповідають основній панелі.

$$\text{At } T > \theta \quad \rho_{ph}(T) \approx \frac{A_r}{(r-1)\theta} T \quad (1.1)$$

описує пружне розсіювання носіїв заряду на фононах. У протилежному випадку.

$$T \rightarrow 0 \quad \rho_{ph}(T) \propto T^r \quad (1.2)$$

описує непружне розсіювання носіїв заряду на фононах.

Таким чином, рівняння (1) описує перехід від пружного розсіювання носіїв заряду на фононах при високих температурах до непружного розсіювання на фононах при низьких температурах. Зазначимо, що високотемпературний максимум $d\rho(T)/dT$ (див. Вставку b на Рис. 1) позначає область кросовера між пружним та непружним розсіюванням носіїв заряду на фононах.

Суцільні лінії на Рис. 1 (головна панель) є апроксимацією $\rho(T)$ в інтервалі $T^* \leq T \leq 300$ К відповідно до формули

$$\rho(T) = \rho_0 + A_5 \left(\frac{T}{\theta}\right)^5 J_5^* \left(\frac{\theta}{T}\right); \quad J_5^* \left(\frac{\theta}{T}\right) = \int_B^{\theta/T} \frac{e^x x^r dx}{(e^x - 1)^2}; \quad (2)$$

тобто в (1) $r=5$ і інтегрування виконується не від 0, а від деякої величини $B = ql/(2\pi)$ (q – хвильовий вектор фонона, l – довжина вільного пробігу електрона). Це означає, що тільки фонони з довжиною хвилі $2\pi/|q| \leq l$ визначають електричний опір [37-38]. ρ_0 – залишковий опір, зумовлений впливом дефектів. ρ_0 – залишковий опір, спричинений різноманітними дефектами зразка.

Приймаючи $r=5$ та варіюючи підгінні параметри ρ_0 , A_5 , θ і B , ми отримали найменшу середню похибку апроксимації, що становить приблизно 1%.

Значення зазначених параметрів наведені в Табл. 1. Залежності цих параметрів від відносної зміни об'єму, $\Delta V/V$, (за даними [39]), зображені на Рис. 2.

Як видно з Табл. 1 та Рис. 2, параметр $B = q_{ph}l/(2\pi)$ і температура Дебая θ , дещо збільшуються при зростанні тиску (зменшенні об'єму). Згідно з правилом Йоффе-Регеля [7, 40], параметр B визначається мінімальною довжиною вільного пробігу носіїв заряду $l \approx a$ (a – параметр кристалічної ґратки). Решта параметрів (ρ_0 , A_5) демонструють практично лінійні залежності від $\Delta V/V$. Для $\rho_0(P)$ и $A_5(P)$ таке поведінка обумовлена головним чином зростанням електронної густини за рахунок зменшення об'єму зразка; для $\theta(P)$, де $\Delta\theta/\theta \approx -\alpha\Delta V/V + \beta\Delta f/f$, така залежність означає, що силові константи, f , у дослідженому діапазоні тисків залишаються постійними.

Значення «співвідношення залишкового опору», $rrr \approx [\rho_{ph}(300\text{ K}) + \rho_0]/\rho_0 = \rho_{ph}(300\text{ K})/\rho_0 + 1$, яка служить критерієм досконалості металу, також залишається постійною на рівні $rrr \sim 7$ у дослідженому діапазоні тисків. Причина, ймовірно, в тому, що зменшення A_5 компенсується зменшенням ρ_0 .

Таблиця 1. Значення параметрів апроксимації опору $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ монокристала згідно з (1)-(2).

P , GPa	T^* , K	ρ_0 , $\mu\Omega\text{cm}$	A_5 , $\mu\Omega\text{cm}$	θ , K	B	ε , %
0	67.55	63.00	3365	522.5	0.66	0.83
0.372	69.35	58.95	3305	539	0.78	0.77
0.653	69.95	56.80	3230	544	0.79	0.74
0.970	70.4	54.50	3130	548	0.805	0.72

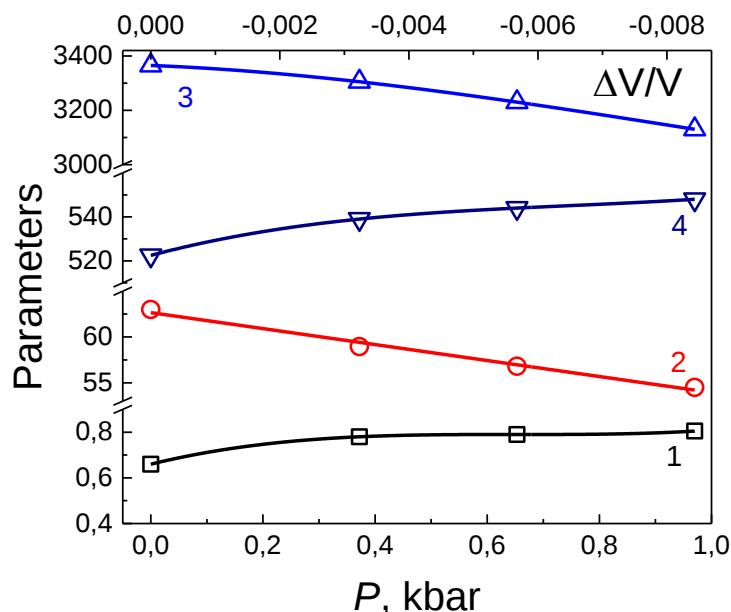


Рис. 2. Баричні залежності параметрів апроксимації опору $\text{Y}_{0.66}\text{Pr}_{0.34}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ монокристала за (1)-(2). Верхня шкала $-\Delta V/V$ (обчислено за даними [38]). 1 – B ; 2 – ρ_0 , $\mu\Omega\text{cm}$; 3 – A_5 , $\mu\Omega\text{cm}$; 4 – θ , K.

5.2.2. Парапровідність

Перехід від пружного розсіювання на фононах – рів. (1.1) до непружного розсіювання на фононах – рів. (1.2) за умови $d\rho(T)/dT > 0$ супроводжується відхиленням $\rho(T)$ вниз від лінійної залежності (1.1). Виникнення флуктуаційної паропровідності в результаті відкриття псевдощілини також викликає відхилення вниз (див., наприклад, [23-25]) приблизно в тому ж діапазоні температур. Крім того, неоднорідність зразка може сприяти розмиттю низькотемпературного піку. $d\rho(T)/dT$ (див., напр. [40] та Вставку а на Рис. 1). Таким чином, поведінка $\rho(T)$ ліворуч від мінімуму $d\rho(T)/dT$ може бути викликана спільною дією принаймні трьох факторів.

Розділити впливи зазначених вище процесів досить складно. Наприклад, у [42] було показано, що розширення низькотемпературного піку $d\rho(T)/dT$ можна

описати, використовуючи насамперед варіації T_c серед різних надпровідних мезоскопічних областей.

Навпаки, автори [4] стверджують, що для (однофазних) гранульованих або монокристалічних зразків $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ «заокруглення» $\rho(T)$ при наближенні до T_c зверху можна кількісно пояснити на основі теорії Лоуренса-Доніаха [42].

Тому, обчислюючи парепровідність зі співвідношення:

$$\sigma(T) = \frac{1}{\rho(T)} = \frac{1}{\rho_0 + \rho_{ph}(T)} + \Delta\sigma, \quad (3)$$

ми беремо до уваги результати [2, 41] і описуємо внесок флуктуаційної провідності в інтервалі $T_c \leq T \leq T^*$ співвідношенням:

$$\Delta\sigma = \frac{a}{\sqrt{\varepsilon \cdot (J + \varepsilon)}} + \Delta\sigma_0; \quad \varepsilon = \frac{T - T_c^{mf}}{T_c^{mf}}, \quad a = C \left[\frac{e^2}{16\hbar d} \right] \quad (4)$$

Ось $\rho(T)$ відповідає рівнянню (2); $\Delta\sigma$ є надлишковою провідністю через наближення надпровідного переходу [43]; e – заряд електрона; $\hbar$ – стала Планка; d – відстань між провідними шарами; T_c^{mf} – критична температура у наближенні середнього поля, яка відділяє область флуктуаційної провідності від області критичних флуктуацій або флуктуацій параметра порядку безпосередньо поблизу T_c [26]; $J = 4 \frac{\xi_c^2(0)}{d^2}$ є параметром анізотропії [43]; $\xi_c(0)$ – довжина когерентності вздовж осі c ; параметри C і $\Delta\sigma_0$ введено в (4) для врахування неоднорідності зразка.

Підгонку виконували варіюванням параметрів T_c^{mf} , a , J і $\Delta\sigma_0$, як званий S -фактор – величина, на яку теоретичні дані мають бути помножені, щоб отримати відповідність з експериментом (див. [24, 27]).

Параметри залежності $\Delta\sigma(T)$, відповідні рівнянню (5), варіювалися до досягнення мінімальної середньої похибки.

Значення параметрів апроксимації $\Delta\sigma(T)$ рівнянням (5), що забезпечують мінімальну похибку, наведені в Таблиці 2.

Зазначимо, що температури надпровідного переходу, T_c , можуть бути також визначені за положеннями низькотемпературних максимумів похідних $d\rho(T)/dT$, тобто, з положень низькотемпературних точок перегину $\rho(T)$ кривих, оскільки ці точки є єдиними експериментальними точками, що відповідають температурі надпровідного переходу, особливо якщо цей перехід є достатньо широким.

Таблиця 2. Значення параметрів апроксимації надлишкової провідності $\text{Y}_{0.66}\text{Pr}_{0.34}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ монокристала згідно з (5) за різних тисків.

P , GPa	0	0.372	0.653	0.97
T_c , K	49.821	52.036	52.714	53.164
T_c^{mf} , K	49.93	51.88	52.29	53.3
J	0.08	0.036	0.003	0.06
a , $10^{-4} (\mu\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$	4.418	3.4	2.41	2.9
$\Delta\sigma_0$, $10^{-4} (\mu\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$	-6.558	-7.5	-4,9	-6
C	3.391	2.6	1.85	2.2
T_0 , K	53.92	53.75	52.45	56.50
$\xi_c(0)$, Å	1.65	1.11	0.32	1.43
T_c/θ	0.09535	0.09654	0.09690	0.09701

У Табл. 2 також наведені значення C ; температури розмірного кросовера $T_0 = T_c^{mf}(1+J)$; и $\xi_c(0)$ для $d = 11.7 \text{ \AA}$.

На Рис. 3 зображено залежності надлишкової провідності, $\Delta\sigma(T) = \frac{1}{\rho(T)} - \frac{1}{\rho_0 + \rho_{ph}(T)}$, від температури за різних тисків, як обчислені за експериментальними даними (точки), так і апроксимовані рівнянням (4) з параметрами, наведеними в Табл. 2 (лінії).

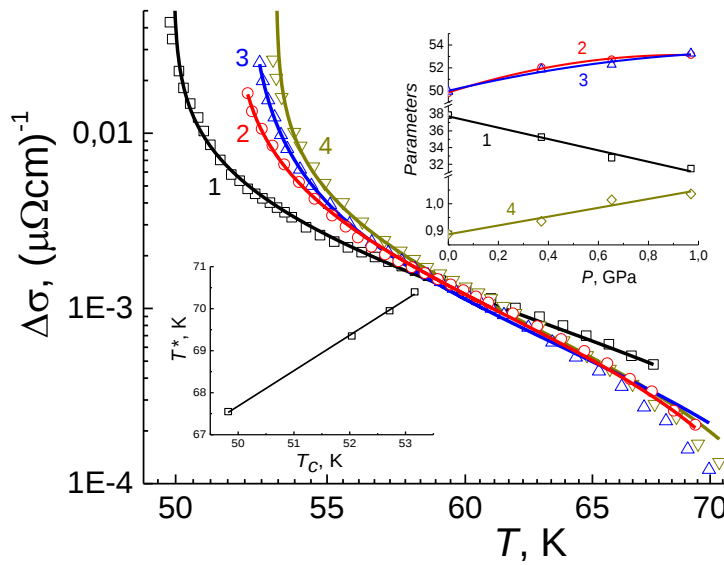


Рис. 3. Зависимость избыточной проводимости, $\Delta\sigma = \frac{1}{\rho(T)} - \frac{1}{\rho_0 + \rho_{ph}(T)}$, від температури T , для $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystal. Точки – експеримент; суцільні лінії – $\Delta\sigma(T)$, обчислені за (4). Цифрові позначення відповідають основній панелі Рис. 1. На верхній вставці: баричні залежності 1 – висоти максимуму низькотемпературної похідної, $d\rho/dT|_{\max}$ ($\mu\Omega\text{cm/K}$); 2 – положення цього максимуму, тобто T_c (K); 3 – T_c^{mf} (K); 4 – ширини надпровідного переходу на половині висоти, ΔT_c (K). Нижня вставка: залежність T^* від T_c .

Видно, що рівняння (4) апроксимує $\Delta\sigma(T)$ з гарною точністю в інтервалі, що простягається до 15 K вище T_c . При ще вищих температурах $\Delta\sigma$, найденные из ур. (3), проходят ниже, чем $\Delta\sigma$ обчислені за рівнянням (4).

На Верхній вставці на Рис. 3 видно, що T_c і T_c^{mf} (криві 2 та 3) дуже близькі одна до одної, тобто флуктуаційна провідність визначається тими надпровідними доменами, властивості яких формують низькотемпературний перегин кривої $\rho(T)$. Ці ж домени визначають ширину надпровідного переходу, ΔT_c (крива 4). На цій Вставці видно, що зі зростанням тиску максимум низькотемпературної похідної знижується (крива 1), а ширина цього максимуму (на половині висоти) збільшується, причому добуток, $\Delta T_c \cdot (d\rho/dT|_{\max})$, залишається практично постійним. Можна припустити, у зв'язку з цим, що в дослідженому інтервалі (до 1 GPa) тиск не спричиняє змін в ансамблі дефектів.

Нижня вставка демонструє лінійну залежність температури відкриття псевдощілини, T^* , від T_c , що, на нашу думку, свідчить про зв'язок псевдощілини з надпровідністю. Зростання T^* зі збільшенням тиску (див. Табл. 1) вказує на розширення області флуктуаційної провідності під впливом тиску.

Залежності параметрів J , $\Delta\sigma_0$, C , T_0 , $\xi_c(0)$ від тиску наведені в Табл. 2. На Рис. 4 зображено баричні залежності параметрів J , $\Delta\sigma_0$ ($\mu\Omega\text{cm}$)⁻¹, C і T_0 (K). З Рис. 4 видно, що J (крива 1) від тиску практично не залежить – $\bar{J} \approx 0.045$, тому з $J = 4 \frac{\xi_c^2(0)}{d^2}$ при $d = 11.7 \text{ \AA}$ отримуємо $\overline{\xi_c(0)} \approx 1.2 \text{ \AA}$, що близько до результатів [24, 27, 44]. З параметрів, що характеризують неоднорідність зразка, C дещо зменшується зі зростанням тиску, а $\Delta\sigma_0$ виявляє тенденцію до зростання. Оскільки $\Delta\sigma_0 < 0$, то його зростання відповідає збільшенню внеску в провідність першого доданку в (4), тобто надпровідного кластера. З цим же пов'язане і зменшення C , оскільки $C=1$ свідчить про однорідність зразка [27]. Таким чином, прикладений гідростатичний тиск сприяє покращенню структури зразка.

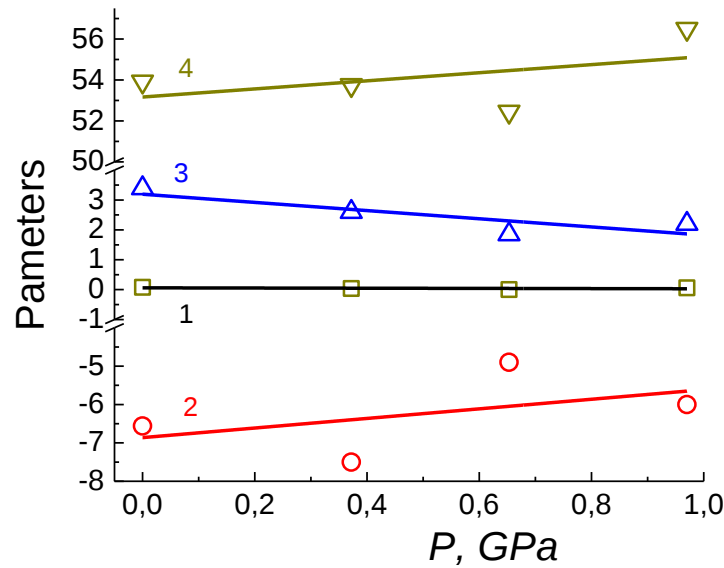


Рис. 4. Баричні залежності параметрів апроксимації $\Delta\sigma(T)$ співвідношенням (5) для $\text{Y}_{0.66}\text{Pr}_{0.34}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ монокристала 1 – J ; 2 – $\Delta\sigma_0, 10^{-4} (\mu\Omega\text{cm})^{-1}$; 3 – C ; 4 – T_0, K .

Кореляція між T_c і θ писується формулою Макміллана.

$$T_c = \frac{\theta}{1.45} \exp \left[\frac{-1.04(1+\lambda)}{\lambda - \mu^*(1+0.62\lambda)} \right] \quad (5)$$

Тут λ – константа електрон-фононної взаємодії, яка залежить від параметрів електронного та фононного спектра надпровідника: $\lambda = N(E_F)\langle I^2(k-k') \rangle / (M\theta^2)$, где $N(E_F)$ – густина станів на рівні Фермі, $\langle I^2 \rangle$ – усереднений по поверхні Фермі квадрат матричного елемента електрон-фононної взаємодії, що характеризує відштовхування електронів [45].

З (5), використовуючи величини θ і T_c (див. Табл. 1 і 2), можна отримати, що $\mu^* \approx 0$ дає $\lambda \approx 1.1$, демонструючи сповільнене зростання зі збільшенням тиску (близько 2% при $P=0.97 \text{ GPa}$). Збільшення μ^* призводить (для тих же θ і T_c) до збільшення λ . Оскільки формула Макміллана цілком коректна лише при $\lambda \leq 1$ [45], можна сказати лише, що електрон-фононна взаємодія в $\text{Y}_{1-z}\text{Pr}_z\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

дещо посилюється зі зростанням тиску. Певну роль при цьому може відігравати наявність у системі розвиненої сітки плоских дефектів, а також структурної та кінематичної анізотропії, що призводять до виникнення специфічних механізмів квазічастинкового розсіювання.

Висновки

Наведені результати дозволяють зробити такі висновки:

1. Експериментальна температурна залежність електричного опору монокристалічного ВТНП $\text{Y}_{0.66}\text{Pr}_{0.34}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ у нормальному стані (та отримана з неї похідна, $d\rho(T)/dT$) повністю відповідають моделі розсіювання носіїв заряду на фононах і домішках (модель Блоха-Грюнайзена) в інтервалі гідростатичних тисків 0–1 ГПа.
2. Температурна залежність похідної, $d\rho(T)/dT$, однозначно свідчить про відсутність лінійної залежності електричного опору в дослідженому зразку при $T \leq 300$ К, вказуючи тим самим, що тільки модель Блоха-Грюнайзена може бути використана для екстраполяції "нормального" опору на область флуктуаційної провідності.
3. Температурою відкриття псевдощільни в даному випадку є температура мінімуму $d\rho(T)/dT$, яка зростає з тиском.
4. Флуктуаційна провідність, отримана як різниця між експериментальними значеннями та екстрапольованими за допомогою моделі Блоха-Грюнайзена величинами, з хорошою точністю описується моделлю Лоренца-Доніаха з урахуванням неоднорідності зразка.
5. Гідростатичний тиск сприяє покращенню структури зразка.

ВИСНОВКИ

У цій роботі вирішено поставлене завдання щодо виявлення ролі власних та домішкових дефектів, а також особливостей кристалічної структури у формуванні фазового стану вихрової матерії, сили пінінгу та параметрів крипу вихрової матерії, розділенні статичних і динамічних ефектів, а також об'ємного та поверхневого внесків у процеси розсіювання енергії у високотемпературних надпровідниках.

У роботі було синтезовано монокристали та текстуровані зразки системи 1-2-3 із заданою морфологією дефектної структури, а також роздвоєні монодоменні монокристали. Проведено орієнтаційні та польові залежності густини критичного струму та параметрів резистивного стану в монокристаллах YBCO, а також виміряно петлі намагніченості та релаксацію магнітного моменту в текстурованих зразках YBCO. Проведено аналіз отриманих експериментальних залежностей з урахуванням сучасних теоретичних моделей.

Були отримані такі основні наукові результати:

1. Додаток постійного магнітного поля до монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з малим дефіцитом кисню, на відміну від аналогічних, оптимально допірованих киснем зразків, призводить до появи додаткового паракогерентного переходу на температурних залежностях надлишкової провідності в базисній ab -площині. Це зумовлено пригніченням динамічного фазового переходу типу "вихрова рідина - вихрова ґратка". При цьому безпосередньо поблизу T_c надлишкова провідність задовільно описується тривимірною моделлю Асламазова-Ларкіна для шаруватих надпровідних систем.
2. Вперше встановлено, що двійникові межі в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ ($z \leq 0,5$) є ефективними центрами флуктуаційних носіїв. Відхилення від лінійності залежностей $\rho_{ab}(T)$ при $T_c < T < 1,35 T_c$ може бути задовільно пояснено в межах теорії флуктуаційної надпровідності. При цьому

безпосередньо поблизу T_c ФП добре описується тривимірною моделлю Асламазова-Ларкіна. Докладання магнітного поля призводить до суттєвого звуження температурного інтервалу існування тривимірних надпровідних флуктуацій. Немонотонна залежність величини $\xi_c(0)$ від магнітного поля, ймовірно, може бути пов'язана з придушенням надлишкової флуктуаційної провідності в області слабких магнітних полів. Відсутність «віялоподібного» розширення резистивних переходів в магнітному полі, характерного для бездомішкових зразків $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, обумовлено придушенням фазового переходу до стану незапіннігрованої вихрової рідини, внаслідок посилення пінінгу вихрової решітки на двійникових межах.

3. Експериментальна температурна залежність електричного опору монокристалічного ВТНП $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ у нормальному стані (і отримана з неї похідна, $d\rho(T)/dT$) повністю відповідають моделі розсіювання носіїв заряду на фононах і домішках (модель Блоха-Грюнайзена) в інтервалі гідростатичних тисків 0–1 ГПа.
4. Температурна залежність похідної, $d\rho(T)/dT$, однозначно свідчить про відсутність лінійної залежності електричного опору в дослідженому зразку при $T \leq 300$ К. Це вказує на те, що тільки модель Блоха-Грюнайзена може бути використана для екстраполяції "нормального" опору на область флуктуаційної провідності. У цьому випадку температурою відкриття псевдощільності є температура мінімуму $d\rho(T)/dT$, яка зростає з тиском.
5. Флуктуаційна провідність, отримана як різниця між експериментальними значеннями та екстрапольованими за допомогою моделі Блоха-Грюнайзена величинами, з хорошою точністю описується моделлю Лоренца-Доніаха з урахуванням неоднорідності зразка.

ЛІТЕРАТУРА:

1. A.V.Bondarenko, A.A.Zavgorodniy, D.A.Lotnik, M.A.Obolenskii, R.V.Vovk, E.V.Biletskiy// FNT.- 2008.- Vol. 34, P. 645-652
2. Л.О. Пащенко, О.Ю. Врагов, А.О. Комісаров, М.В. Коробков, Р.В. Вовк
Збірник матеріалів міжнародної конференції «Ядерна фізика на Закарпатті» (до 55-річчя відділу фотоядерних процесів ІЕФ НАН України)
21-23 травня 2024 року.
3. M.A. Ivanov; V.M. Loktev. Low Temp. Phys. 25, 996–998 (1999)
<https://doi.org/10.1063/1.593854>
4. J. Maza and F. Vidal. Phys. Rev. B V. **43**, 10560 (1991).
5. G.Ya. Khadzhai; C.R. Vovk; R.V. Vovk. Low Temp. Phys. 43, № 9, 1119–1121 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.5004458>
6. Mott N.F. Electrons in Disordered Structures, Advances in Physics, Vol. **16**, No. 61, **1967**, pp. 49-144. <http://dx.doi.org/10.1080/00018736700101265>.
7. Gantmakher, V.F., and Lucia I. Man, *Electrons and Disorder in Solids*, International Series of Monographs on Physics, Oxford, 2005; online ed., Oxford Academic 2007, <https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780198567561.001.0001>
8. E.G. Maksimov. High-temperature superconductivity: the current state. Physics-Uspekhi, Vol. 43, № 10, P. 965-990 (2000). DOI
<https://doi.org/10.1070/PU2000v043n10ABEH000770>
9. J.M. Ziman. *Electrons and phonons*. Oxford at Clarendon press, 1960.
10. P.W. Anderson, Z. Zou, Phys. Rev. Lett. **60**, 132 (1988).
11. P.W. Anderson, Phys. Rev. Lett. **67**, 2092 (1991).
12. B.P. Stojkovic, D. Pines, Phys. Rev. B. **55**, 8567 (1997)
13. S.I. Vedeneev, A.G.M. Jansen, A.A. Tsvetkov, P. Wyder. Phys. Rev. B, Vol. 51, № 22, p. 16380-16383 (1995).
DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.16380>
14. L.S. Mazov. Phys. Rev. B 70, 054501 (2004). DOI:
[10.1103/PhysRevB.70.054501](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.054501)

15. Jing-qin Shen, Ming-hu Fang, Yi Zheng, Hong-tao Wang, Yi Lu, Zhu-an Xu. Physica C **386**, 663–666 (2003). doi:10.1016/S0921-4534(02)02189-5
16. H. Takagi, B. Batlogg, H.L. Kao, J. Kwo, R.J. Cava, J.J. Krajewski, and W.F. Peck, Jr. Phys. Rev. Lett. Vol. **69**, № 20, p. 2975-2978 (1992). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.2975>
17. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, and Z.F. Nazyrov. Modern Physics Letters B, Vol. **30** (2016) 1550232. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0217984915502322>
18. P.D. Lodhi, N. Kaurav, K.K. Choudhary, Y.K. Kuo. Journal of Low Temperature Physics (2019) **196**:494–509. <https://doi.org/10.1007/s10909-019-02198-3>
19. G.Ya. Khadzhai; N.R. Vovk; R.V. Vovk. Low Temp. Phys., Vol. **40**, № 6, p. 488–491 (2014). <https://doi.org/10.1063/1.4881197>
20. G.Ya. Khadzhay, M.V. Kislitsa, R.V. Vovk, A.L. Solovjov, E. Nazarova, K. Buchkov, S.R. Vovk, and A. Feher. Low Temp. Phys. **48**, 713–715 (2022) <https://doi.org/10.1063/10.0013295>
21. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, Z.F. Nazyrov, S.N. Kamchatnaya. Solid State Communications **255–256** (2017) 20–23. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ssc.2017.02.009>
22. G. Khadzhai, Y. Goulatis, A. Chroneos, A. Feher and R. Vovk. Appl. Sci. 2024, **14**, 6536. <https://doi.org/10.3390/app14156536>
23. N.V. Anshukova, Yu.V. Bugoslavskii, V.G. Veselago, A.I. Golovashkin O. V. Ershov, I. A. Zaitsev, O. M. Ivanenko, A. A. Kordyuk, A. A. Minakov, and K. V. Mitsen. JETP Lett., V. **48**, 165 (1988). http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1102/article_16667
24. B. Oh, K. Char, A.D. Kent, M. Naito, M.R. Beasley, T.H. Geballe, R.H. Hammond, and A. Kapitulnik. Physical Review B, V. **37**, 7861 (1988).
25. R.V. Vovk, A.L. Solovyov, Low Temp. Phys., **44**, 81–113 (2018). <https://doi.org/10.1063/1.5020905>
26. A.L. Solovjov, H.-U. Habermeier, T. Haage, Low Temp. Phys. **28**, 17–24 (2002).

- <https://doi.org/10.1063/1.1449180>
27. A.L. Solov'ev, V.M. Dmitriev. Low Temp. Phys. **35**, 169–197 (2009).
<https://doi.org/10.1063/1.3081150>
28. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, A. Chroneos. Physica B: Condensed Matter **436**, 88 (2014).
29. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, A. Chroneos. Physica B: Condensed Matter **436**, 88 (2014).
30. V.I. Beletskiy, G.Ya. Khadzhai, R.V. Vovk, N.R. Vovk, A.V. Samoylov, I.L. Goulatis, O.V. Dobrovolskiy // Journal of Materials Science: Materials in Electronics (2019) **30**: 6688-6692 <https://doi.org/10.1007/s10854-019-00978-x>.
31. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A.V. Samoilov, and A. Chroneos, J. Alloys Compd. **453**, 69 (2008).
32. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, M.A. Obolenskii. Low Temp. Phys., **38**, 255 (2012) <https://doi.org/10.1063/1.3693587>
33. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, Z.F. Nazyrov. Functional Materials, **19**, 452 (2012).
34. C. Baraduc, V. Pagnon, A. Buzdin, J.Y. Henry and C. Ayache. Physics Letters A **166** 267–272 (1992). [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(92\)90375-V](https://doi.org/10.1016/0375-9601(92)90375-V)
35. R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, A. Chroneos // Solid State Communications, Volume 190, July 2014, Pages 18–22.
36. L. Colquitt, J. Appl. Phys. **36**, 2454 (1965). <https://doi.org/10.1063/1.1714510>
37. N. Morton, B.W. James, G.H. Wostenholm. Cryogenics, V. 18, 131 (1978).
[https://doi.org/10.1016/0011-2275\(78\)90171-6](https://doi.org/10.1016/0011-2275(78)90171-6)
38. P.J. Cote and L.V. Meisel. Phys. Rev. Lett. V. **40**, 1586 (1978).
39. M. Kumar. Phys. Stat. Sol. (b) **196**, 209 (1996).
<https://doi.org/10.1002/pssb.2221960120>
40. O. Gunnarsson, M. Calandra, J.E. Han. Rev. Mod. Phys. **75**, 1085 (2003).
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.75.1085>
41. R. Menegotto Costa, F.T. Dias, P. Pureur, X. Obradors. Physica C **495** 202 (2013). <http://dx.doi.org/10.1016/j.physc.2013.09.015>

- 42.S. Caprara, M. Grilli, L. Benfatto, and C. Castellani. Phys. Rev. B **84**, 014514 (2011). DOI: [10.1103/PhysRevB.84.014514](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.014514)
- 43.W.E. Lawrence and S. Doniach. Theory of layer-structure superconductors. Proceedings of the 12th International Conference on Low Temperature Physics, Kyoto, Japan, 1970, ed. by E. Kanda, Tokyo, Keigaku, 1970, p. 361.
- 44.T.A. Friedmann, J.P. Rice, J. Giapintzakis, and D.M. Ginsberg. Phys. Rev. B, **39**, 4258 (1989). DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.4258>
- 45.M.R. Presland et al. Physica C. **176**, 95 (1991).
- 46.Sun Y.R. Strong evidence for vortex-glass - collective-pinning theory in YBa₂Cu₃O₇ superconductors [Текст]/ Y.R. Sun, J.R. Thompson, Y.J. Chen et al.// Phys. Rev. B. -1993. -V.47, N21. -P.14481-14488
47. Kupfer H. Phase diagram of flux creep in melt-textured and single-crystalline YBa₂Cu₃O₇ [Текст]/ H. Kupfer, S.N. Gordeev, W. Jang et al.// Phys.Rev.B.- 1994.- V.50, N10.-P.7016-7025
48. Krusin-Elbaum L. Phase diagram of the vortex-solid phase in YBa₂Cu₃O₇ crystals: a crossover from single-vortex (ID) to collective (3D) pinning regimes [Текст]/ L. Krusin-Elbaum, L.Civale, V.M. Vinokur, F. Holtzberg/ Phys.Rev.Lett. -1992. -V.69,N16.-P. 2280-2284
49. Kugel K.I. Fishtail or peak effect due to proximity in superconductor with normal inclusions [Текст]/ K.I. Kugel, T. Matsushida, E.Z. Meilikhov, A.L. Rakhmanov/ Physica C. -V.228. -P.373-378.
- 50.Hauck J. Phase relations in pseudobinary Ba₂MeCu₃O_x[Текст]/ J. Hauck, K. Bickmann, F. Zucht // Journal of Material Science.- 1987.- V.2, №5.- P. 825-827
51. Ono A. Preparation of single crystals of the superconductor YBa₂Cu₃O_x [текст]/ A. Ono, T. Tanaka. // Japanese Journal of Applied Physics.- 1987.- V.26, №5.- P. 825-827
52. А. В. Бондаренко, Б. И. Веркин, М. О. Зубарева, М. А. Оболенский // Препринт 41-88 ФТИНТ.- 1988.- С. 12

53. В. В. Миткевич, С. А. Васильченко, А. В. Бондаренко, М. А. Оболенский
// Фізика низьких температур.- 1990.- Т.16, №1.- Р. 117-119
54. Welp U. Effect of gold impurities on the superconducting fluctuations and the upper critical field of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals [Текст]/ U. Welp, S. Fleshler, W. K. Kwok, J. Downey, G. W. Crabtree, H. Claus, A. Erb, G. Muller-Vogt. // Physical Review B.- 1993.- V.47.- Р. 12369-12372
55. М. А. Оболенский, А. В. Бондаренко, В. И. Белецкий и др. (10 соавторов).
// Фізика низьких температур.- 1990.- Т.16, №9.- Р. 1103-1127
56. Sarikaya M. Structure and formation of twins in the orthorhombic $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [Текст]/ М. Sarikaya, R. Kikuchi, I. A. Aksay // Physica C.- 1988.- V.152, №2.- Р. 161-170
57. Hong D. J. L. Effect of the temperature annealing on the oxygen content in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconductor [Текст]/ D. J. L. Hong, D. M. Smith // Journal of the American Ceramic Society.- 1991.- V.74, №5.- Р. 1751-1759
58. Giapintzakis J. A method for obtaining single domain superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals [Текст]/J. Giapintzakis, D. M. Ginzberg, P. D. Han. // Journal of Low Temperature Physics.- 1989.- V.77.- №1-2.- Р. 155-161
59. Paulius L.M. Flux pinning in $\text{Y}_{1-y}\text{Pr}_y\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ high- T_c superconductors [Текст] / L.M. Paulius, P.K. Tsai, J.J. Neumeier et al.// Appl. Phys. Lett. -1991.- V.58, N16. -P.1792-1794.
60. Chroneos A.I., Atomic scale models for $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ and $\text{R}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ compounds (R= Y and Lanthanides) [Текст]/ A.I. Chroneos, I.L. Goulatis, R.V. Vovk // Acta Chim. Slov. -2007. -Vol.54. -P. 179-184
61. Bondarenko A.V. Creep and depinning of vortices in nontwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystal [Текст]/ A.V.Bondarenko, A.A.Zavgorodniy, D.A.Lotnik, M.A.Obolenskii, R.V.Vovk, E.V.Biletskiy// FNT.- 2008.- Vol. 34, P. 645-652
62. Kwok W.K. Vortex lattice melting in untwinned and twinned single crystals of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [Текст]/ W. K. Kwok, S. Fleshler, U. Welp, V. M. Vinokur, J. Downey, G. W. Crabtree // Phys. Rev. Lett.- 1992.- Vol.69. -P. 3370-3373

63. Vovk R.V. Transport anisotropy and pseudo-gap state in oxygen deficient $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re=Y, Ho) single crystals [Текст]/ 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.- 2008.- Vol. 464.- P. 58-66.
64. Costa R.M Coherence transition in polycrystalline $\text{Y}_{0.95}\text{Tb}_{0.05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconductors [Текст]/ R.M. Costa, I.C. Riegel, A.R. Jurelo, J.L. Pimentel Jr.// Journal Of Magnetism and Magnetic Materials .-2008.- Vol.-320.- P. 493-495.
65. J.Giapintzakis, d.M.Ginzberg, P.D.Han, J. Low Temp. Phys. v.77, №1/2, p.155 (1989)
66. Kouvel J.S. Detailed Magnetic Behavior of Nickel Near its Curie Point [Текст] /J.S. Kouvel, M.E. Fischer// Phys. Rev. 136.–1964. A1626-A1632
67. Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин // ФТТ. -1968. -Т.10, №4. -С.1104-1111
68. Tallon J.L. Generic superconducting phase behavior in high- T_c cuprates: T_c variation with hole concentration in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [Текст] / J.L. Tallon, C. Bernhard, Snaked H., R. L. Hitterman, J.D. Jorgensen, //Phys. Rev., -1995. - V.51. -P.12911-12914
69. Hikami S. Theory of layer structure superconductors [Текст] / S. Hikami, A.I. Larkin // Modern Phys. -1988. - V.B2. -P. 693-698
70. Bieri J.B. Nonlocal effect in magnetoconductivity of high- T_c superconductors [Текст]/ J.B. Bieri, K.Maki and R.S. Thompson// Phys. Rev. B. – 1991. – Vol.44, №9. – P.4709-4711
71. Chryssikos G.D. X-ray diffraction and infrared investigation of $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ and $\text{R}_{0.5}\text{Pr}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ compounds (R=Y and lanthanides) [Текст] / G.D. Chryssikos, E.I. Kamitsos, J.A. Kapoutsis, A.P. Patsis, V. Psycharis, A. Kafoudakis, Mitros C. , G. Kallias, E. Gamari-Seale, D. Niarchos // Physica C. -1995. –V.254. -P.44-62.
72. Н.Е. Алексеевський, А.В. Мітін, В.И. Ніжанковський, Е.П. Хлибов, В.В. Євдокимова, Г.М. Кузьмичев//СФХТ. -1989.-Т.2,№10.-С.40-55

73. Д.Д. Прокоф'єв, М.П. Волков, Ю.А. Бойков // ФТТ. -2003. –Т.45, №7. - С.1168-1176
74. Reggani L. Fluctuation conductivity of layered high- T_c superconductors: A theoretical analysis of recent experiments [Текст]/ L. Reggani, R. Vaglio, A.A. Varlamov // Phys. Rev. B. – 1991. – Vol.44, №17. – P.9541-9546
75. Vovk R.V. Temperature dependence of the pseudogap in aluminum and praseodymium-doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals [Текст]/ R.V. Vovk, M.A. Obolenskiy, A.A. Zavgorodniy, D.A. Lotnyk, K.A. Kotvitskaya // Physica B.- 2009.- V. 404.- P. 3516-3518
76. Isaac I. Relaxation of persistent current and energy barrier $U_{\text{ef},f}(T)$ close to T_c in a grain-aligned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ring [Текст]/ I. Isaac, J. Jung, M. Murakami et al./ Phys. Rev. B. -1995. -V.51, N17--P.11806-11817.
77. R.V. Vovk, V.M. Gvozdkov, M.A. Obolenskii et al., Acta Physica Polonica A, 121, 1191 (2012).
78. L.G. Aslamazov, A.L. Larkin, Sov. Phys. Solid State, 10, 3258 (1968)
79. J.S. Kouvel, M.E. Fischer, Phys. Rev., 136, A1616 (1964).
80. R.M. Costa, I.C. Riegel, A.R. Jurelo, J.L. Pimentel Jr., Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 320, e493 (2008).
81. R.H. Koch, V. Foglietti, W.J. Gallagher, Phys. Rev. Lett., 68, 1511 (1989).
82. R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, M.A. Obolenskii et al., Journal of Alloys and Compounds, 509, 4553 (2011).
83. N.Ya. Fogel, I.M. Dmitrenko, V.G. Cherkasova, SFKaT, 2, 115 (1989)
84. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, M.A. Obolenskii et al., Low Temp. Phys., 27, 339, (2001) [Fizika Nizkikh. Temp], 27, 463, (2001).
85. W.K. Kwok et al., Phys. Rev. Lett., 69, 3370 (1992).
86. J. Rosenblatt, in: Percolation, Localization and Superconductivity, NATO ASI Series, ed. by A.M. Goldman and S.A. Wolf, Plenum, New York (1984), p.431.
87. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, Z.F. Nazyrov et al., J. Mater. Sci.: Mater. Electron., 23, 1255 (2012).
88. van Dalen A. J. J. Dynamic contribution to the fishtail effect in a twin-free

- DyBa₂Cu₃O_{7-δ} single crystal [текст]/ A. J. J. van Dalen, M. R. Koblishka, R. Griessen, M. Jirsa, G. Ravi Kumar. // Physica C.- 1995.- V.250.- P. 265-274
- 89.D.A.Lotnyk, R.V.Vovk, M.A.Obolenskii et al., Journal of Low Temperature Physics, 161, 387 (2010).
- 90.M.Daeumling, J.M.Seutjens, D.C.Larbalestier, Nature. London, 346, 332 (1990).
- 91.D.H.S.Smith, R.V.Vovk, C.D.H.Williams, A.F.G. Wyatt, Phys. Rev. B, 72, 0546506 (2005).
- 92.Ravikumar G. Supercooling of the disordered vortex phase via minor hysteresis loops in 2H-NbSe₂[текст]/ G. Ravikumar, P. K. Mishra, V. C. Sahni, S. S. Banerjee, A. K. Grover, S. Ramakrishnan, P. L. Gammel, D. J. Bishop, E. Bucher, M. J. Higgins, S. Bhattacharya. // Physical Review B.- 2000.- V.61.- P. 12490-12495
- 93.Khadzhai, G.Y., Kamchatnaya, S.N., Korobkov, M.V., Vovk, R.V., Dobrovolskiy, O.V. / High-pressure effects on basal-plane conductivity of YPrBCO single crystals // Current Applied Physics, 2022, 39, страницы 311–316.
- 94.Chroneos, A., Khadzhai, G.Y., Goulatis, I.L., Korobkov, M.V., Vovk, R.V. / Effect of high pressure on temperature dependences of the resistivity in the ab-plane of Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba₂Cu₃O_{7-δ} single crystals // Journal of Materials Science: Materials in Electronics, 2022, 33(13), страницы 9875–9884.
- 95.N.A. Azarenkov, G.Ya. Khadzhai, A.V. Matsepulin, M.V. Korobkov, A.O. Komisarov, A.I. Rusalovich, Junyi Du, S.N. Kamchatnaya, A.Yu. Vragov, L.A. Paschenko, V.Yu. Gres, E.S. Gevorkyan, R.V. Vovk / Еволюція флуктуаційної провідності монокристалів Y₁Ba₂Cu₃O_{7-δ} під впливом середніх доз опромінення електронами та допування празеодимом // The Journal of V.N. Karazin Kharkiv National University, Series “Physics”, 2023, Vol. 38, p.p. 7-14.

ДОДАТОК А

СПИСОК

наукових публікацій здобувача вищої освіти ступеня доктора філософії
з галузі знань 10 – Природничі науки за спеціальністю 104 – Фізика та
астрономія Коробкова Максима Володимировича,
які висвітлюють наукові результати дисертації
на тему «Процеси переносу в нестехіометричних купратах в умовах
екстремальних зовнішніх впливів»

**Перелік статей опублікованих у наукових періодичних виданнях, що
індексуються наукометричною базою Scopus:**

1. Khadzhai G.Y., Kamchatnaya S.N., Korobkov M.V., Vovk R.V., Dobrovolskiy O.V..
High-pressure effects on basal-plane conductivity of YPrBCO single crystals. Current
Applied Physics, 2022, 39, p. 311–316.
ISSN: <https://portal.issn.org/resource/issn/1567-1739>
DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.cap.2022.05.015>
URL: https://www.researchgate.net/publication/361112198_High-pressure_effects_on_basal-plane_conductivity_of_YPrBCO_single_crystals
Key words: $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, high-pressure effects, basal-plane conductivity, hydrostatic pressure, praseodymium doping, YPrBCO single crystals, resistivity, anisotropy, fluctuation conductivity, Lorentz–Doniach model, Bloch–Grüneisen.
(Особистий внесок здобувача: участь у постановці та обговоренні задачі, а також її розв’язання, оформлення тексту роботи)
2. Chroneos A., Khadzhai G.Y., Goulatis I.L., Korobkov M.V., Vovk R.V. Effect of high pressure on temperature dependences of the resistivity in the ab-plane of $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals. Journal of Materials Science: Materials in Electronics, 2022, 33(13), страницы 9875–9884.
ISSN: <https://portal.issn.org/resource/issn/1573-482X>
DOI: <https://doi.org/10.1007/s10854-022-07977-5>

URL: <https://link.springer.com/article/10.1007/s10854-022-07977-5>

Key words: $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, HTSC, hydrostatic pressure, phase separation, resistivity, anisotropy, lorentz–Doniach model, bloch–Grüneisen, superconducting transition, excess conductivity, effect of praseodymium doping

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці, обговоренні та розв’язання поставленої задачі, проведенні розрахунків, оформлення тексту роботи)

Перелік статей опублікованих у фахових наукових періодичних виданнях:

3. N.A. Azarenkov, G.Ya. Khadzhai, A.V. Matsepulin, M.V. Korobkov, A.O. Komisarov, A.I. Rusalovich, Junyi Du, S.N. Kamchatnaya, A.Yu. Vragov, L.A. Paschenko, V.Yu. Gres, E.S. Gevorkyan, R.V. Vovk. Еволюція флуктуаційної провідності монокристалів $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ під впливом середніх доз опромінення електронами та допування празеодимом. The Journal of V.N. Karazin Kharkiv National University, Series “Physics”, 2023, Vol. 38, p.p. 7-14.

ISSN: <https://portal.issn.org/resource/issn/2222-5617>

DOI: <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2023-38-01>

URL: <https://periodicals.karazin.ua/physics/article/view/22557>

Key words: $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals, superconductivity, irradiation, fast electrons, 2D-3D crossover.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці, обговоренні та розв’язання поставленої задачі, проведенні розрахунків, оформлення тексту роботи)

Друковані тези, що опубліковані у матеріалах наукових конференцій:

1. Л.О. Пащенко, О.Ю. Врагов, А.О. Комісаров, М.В. Коробков, Р.В. Вовк / Анізотропія електротранспорту монокристалів $YBaCuO$ опромінених високоенергетичними електронами. Збірник матеріалів міжнародної конференції «Ядерна фізика на Закарпатті» (до 55-річчя відділу фотоядерних процесів ІЕФ НАН України) 21-23 травня 2024 року.

(Особистий внесок здобувача: участь у постановці, обговоренні та розв’язання поставленої задачі, проведенні розрахунків, оформлення тексту роботи)

Онлайн сервіс створення та перевірки кваліфікованого та удосконаленого електронного підпису

ПРОТОКОЛ
створення та перевірки кваліфікованого та удосконаленого електронного підпису

Дата та час: 13:31:22 08.07.2025

Назва файлу з підписом: Работа 12.06.2025 Коробков last last.docx.asice
Розмір файлу з підписом: 2.3 МБ

Назва файлу без підпису: Работа 12.06.2025 Коробков last last.docx.zip
Розмір файлу без підпису: 2.3 МБ

Результат перевірки підпису: Підпис створено та перевірено успішно. Цілісність даних підтверджено

Підписувач: Коробков Максим Володимирович

П.І.Б.: Коробков Максим Володимирович

Країна: Україна

РНОКПП: 3476016998

Час підпису (підтверджено кваліфікованою позначкою часу для підпису від Надавача): 15:36:00 01.07.2025

Сертифікат виданий: КНЕДП АТ "УКРСИББАНК"

Серійний номер: 4723196C41B46DB60400000089FD0300C49C1100

Тип носія особистого ключа: Незахищений

Алгоритм підпису: ДСТУ 4145

Тип підпису: Удосконалений

Тип контейнера: Підпис та дані в архіві (розширений) (ASiC-E)

Формат підпису: З повними даними для перевірки (XAdES-B-LT)

Сертифікат: Кваліфікований

Підписані файли: Работа 12.06.2025 Коробков last last.docx

Версія від: 2025.07.03 13:00