

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ імені В.Н. Каразіна

Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

КОРОБКОВ МАКСИМ ВОЛОДИМИРОВИЧ

УДК 538.945.7:548.55](043.5)

ДИСЕРТАЦІЯ

**ЕЛЕКТРОТРАНСПОРТ В ВТНП – КУПРАТАХ СИСТЕМИ $YBaCuO$ В
УМОВАХ ЕКСТРЕМАЛЬНИХ ЗОВНІШНІХ ВПЛИВІВ**

Спеціальність 104 Фізика та астрономія

(Галузь знань 10 Природничі науки)

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

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

_____ М,В. Коробков
(підпис, ініціали та прізвище здобувача)

Науковий керівник: Вовк Руслан Володимирович, доктор фізико-математичних наук, професор

Харків – 2026

АНОТАЦІЯ

Коробков М.В. Електротранспорт у ВТНП-купратах системи YBaCuO в умовах екстремальних зовнішніх впливів – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 – Фізика та астрономія (Галузь знань 10 – Природничі науки). – Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна Міністерства освіти та науки України, Харків, 2026.

Дисертація присвячена дослідженням магніторезистивних характеристик в умовах дії екстремальних зовнішніх чинників ВТНП сполук системи 1-2-3, що містять контрольовані центри пінінгу та мають високу досконалість. В якості таких об'єктів в цій роботі були вибрані монокристали та керамічні зразки системи $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, що містять контрольовані дефекти, зокрема, монокристали, що містять односпрямовані границі двійників та зразки, леговані титаном і празеодимом.

Процеси переносу заряду у високотемпературних надпровідниках мають характерні особливості, зумовлені проявом у цих сполуках цілого ряду специфічних фізичних явищ, що спостерігаються у нормальному (ненадпровідному) стані. До останніх можна віднести флуктуаційну і псевдоцілінну аномалії, переходи виду метал-ізолятор, некогерентний електротранспорт та інші. Відповідно до сучасних уявлень саме ці явища можуть бути ключем до розуміння природи ВТНП. Слід, однак, відзначити, що, незважаючи на значні зусилля теоретичних та експериментальних наукових груп, багато аспектів цих явищ залишаються нез'ясованими дотепер. Певну роль при цьому відіграє істотна анізотропія кристалічної структури ВТНП-сполук, наявність у них нетривіального дефектного ансамблю, що включає дефекти дуже різної морфології, присутність в системі лабільної компоненти і низки інших особливостей, що створюють об'єктивні труднощі при вивченні цих явищ. Слід також зазначити, що дуже важливе значення при проведенні

таких досліджень має точне розуміння механізмів розсіювання носіїв заряду, що враховує специфіку їх перенесення в умовах структурної та кінематичної анізотропії.

Одними з найбільш затребуваних для досліджень, в цьому аспекті, є сполуки так званої системи 1-2-3, $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, де R – іон рідкоземельного 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.

Критична температура (T_c) цих сполук, оптимально допованих киснем, становить $T_c \approx 90$ К і слабо залежить від природи R. При цьому $\text{CeBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і $\text{TbBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ не утворюють ОРТО-структуру, $\text{PmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ є радіоактивним, а $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ не є надпровідником («аномалія празеодима»), незважаючи на наявність орторомбічного елементарного осередку. Особливий інтерес у цьому аспекті представляють сполуки з частковою заміною Y на Pr, що, з одного боку, приводить до часткового пригнічення надпровідності, а з іншого – дозволяє зберігати практично незмінними параметри решітки та кисневий індекс сполуки.

Дисертаційна робота містить п'ять розділів.

У першому розділі «**Особливості структури, електротранспорту та динаміки магнітного потоку у ВТНП-сполуках системи 1-2-3**» проведена систематизація наявних літературних джерел про структуру та основні фізичні властивості сполук $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та $\text{Y}_{1-z}\text{Pr}_z\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з різними ступенем допування празеодимом.

Розділ містить загальну інформацію про особливості структури, електротранспорту та динаміки магнітного потоку у ВТНП-сполуках системи 1-2-3. Наведено дані про кристалічну структуру та особливості дефектного ансамблю таких сполук, зроблена спроба короткого аналізу наявних теоретичних та експериментальних результатів, отриманих при дослідженнях електротранспорту, впливу високого тиску, пінінгу та динаміки магнітного потоку у ВТНП-сполуках системи 1-2-3. Виділено основні питання, що не знайшли свого теоретичного та експериментального вирішення. Проведено постановку задачі досліджень.

У другому розділі «Об'єкти та методи досліджень» описані методики синтезу монокристалів $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Pr}$). Зразки монокристалів вирощували розчин-розплавним методом в золотих і цирконієвих тиглях за наявності градієнта температур. Для отримання орторомбічної фази з вмістом кисню, близьким до стехіометричного, $\delta < 0.1$, проводили їхній відпал у потоці кисню при температурі 420°C протягом трьох діб.

Структурні дослідження проводили методами рентгенівської дифрактометрії, електронної та оптичної мікроскопії. Рентгendifрактометричні 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 Бреґга на відбиття, а рефлекси (200) і (020) — в геометрії Лауе на провіт. Блочність кристалів визначали з кривих хитання для відбиттів від площин (006).

Зразки для електронної мікроскопії препарували з монокристалів, що пройшли рентгendifрактометричні дослідження. Витончення кристалів проводили у вакуумі іонним травлінням 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. Електронну мікроскопію проводили на мікроскопі EMR-100 АК.

Електроопір вимірювали за стандартною чотирьохконтактною методикою, а анізотропію електроопору – методом Монтгомері на постійному струмі від 0.1 до 10 mA.

Динаміку магнітного потоку досліджували транспортним методом з використанням спеціальної установки для проведення резистивних вимірювань зі змінною орієнтацією магнітного поля.

Гідростатичний тиск створювали в автономній камері типу поршень-циліндр з фіксованим зажимом. Як середовище, що передає тиск, використовували зневоднену суміш трансформаторного масла з гасом у співвідношенні 1:1. Для визначення величини тиску в камері був використаний попередньо відградуваний манганіновий манометр, поміщений у робочу частину камери.

Температуру зразка визначали платиновими і вугільними терморезисторами, а також мідь-константановими термопарами.

У *третьому розділі* «**Анізотропія провідності і перехід метал-ізолятор монокристалів $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різним вмістом празеодиму**» представлено результати досліджень впливу празеодиму на анізотропію електричного опору $\rho_c(T)/\rho_{ab}(T)$ високотемпературних надпровідників $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Вплив домішок Pr на анізотропію провідності в цій системі має важливе значення як для прояснення природи високотемпературної надпровідності (ВТНП), так і для підвищення її критичних параметрів.

Температурні залежності $\rho_{ab}(T)$ та $\rho_c(T)$ у нормальному стані мають лінійні ділянки в області високих температур. Підвищення вмісту празеодиму, z , приводить до появи напівпровідникової форми кривих $\rho_c(T)$, тоді як, криві $\rho_{ab}(T)$ довше зберігають лінійну ділянку. Відхилення донизу від лінійної ходи при зниженні температури свідчить про появу надлишкової провідності. Критичні температури, T_c , вздовж та впоперек базисної площини дещо

відрізняються, що пов'язується з переходом Фріделя у системі 1-2-3, який полягає в пригніченні поперечної надпровідності шляхом допомогою розростання кільцевих джозефсонівських вихорів у шаруватому надпровіднику. Це можливо при розпаді провідної підсистеми на кілька областей з різними T_c . Розпад відбувається при структурному розупорядкуванні за рахунок допування ВТНП-купратів іновалентною домішкою або зміни вмісту кисню, та приводить до виникнення у системі електронейтральних областей – металевих та діелектричних. У такому випадку провідність зразка є стрибковою зі змінною довжиною стрибка, і анізотропія опору добре описується універсальним «законом 1/2». Індукована празеодимом кластеризація зразка може ініціювати перехід метал-діелектрик «андерсонівського» типу. Криві $\rho_{ab}(T)$ та $\rho_c(T)$ можна зробити апроксимованими у всьому інтервалі температур, враховуючи металеву, напівпровідникову та флуктуаційну провідності. Це дає можливість визначити температурні залежності анізотропії механізмів розсіювання носіїв заряду при різних z . Збільшення z викликає перехід метал-діелектрик, який завжди передує надпровідному переходу, та зменшення температури переходу. Відмінність механізмів провідності вздовж і впоперек шарів підкреслює відмінність ВТНП купратів від фермі-рідинних металів.

У четвертому розділі «Розсіювання носіїв заряду на фононах та флуктуаційна електропровідність $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ під тиском» наведено результати експериментальних досліджень впливу високого гідростатичного тиску до 14 kbar на провідність у базисній ab -площині середньо допованих празеодимом ($x \approx 0,34$) монокристалів $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Отримані температурні залежності електричного опору монокристалічного ВТНП $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ у нормальному стані ($T^* \leq T \leq 300$ К) при різних величинах гідростатичного тиску ($0 \leq P \leq 1$ GPa) апроксимовані моделлю розсіювання носіїв заряду на фононах (модель Блоха-Грюнайзена) та дефектах. Температурна похідна опору, $d\rho(T)/dT$, у нормальному стані проходить через максимум ($T_{max} \approx \theta/3$, θ – температура Дебая), що повністю відповідає вказаній

моделі. Надпровідний перехід приводить до появи низькотемпературного максимуму при $T = T_c$. Температура мінімуму, що існує між цими максимумами, ототожнюється із температурою відкриття псевдощільни, T^* . T^* зростає при збільшенні гідростатичного тиску. Екстраполяція нормальної провідності на область $T_c < T < T^*$ дозволяє обчислити флуктуаційну провідність, яка досить точно описується моделлю Лоуренса-Доніаха з урахуванням неоднорідності зразка. Баричні залежності параметрів моделі Лоуренса-Доніаха показують, що гідростатичний тиск сприяє покращенню структури зразка. Наявність високотемпературного максимуму $dp(T)/dT$ свідчить про відсутність лінійної залежності електричного опору в дослідженому зразку при $T \leq 300$ К. Флуктуаційна провідність отримана як різниця між експериментальними значеннями опору та екстрапольованими за допомогою моделі Блоха-Грюнайзена величинами, із хорошою точністю описується моделлю Лоуренса-Доніаха з урахуванням неоднорідності зразка. Гідростатичний тиск сприяє покращенню структури зразка. Еволюція флуктуаційної провідності, що викликана тиском, у легованих Pr монокристалах $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, ймовірно, визначається двома процесами: загальною «трьохмеризацією» системи внаслідок змінення співвідношення між довжиною когерентності, ξ_c , та міжшаровою відстанню, d , а також зсувом рівня Фермі відносно особливостей густини станів. На відміну від зразків YBCO без домішок та слабо легованих Pr, застосування високого тиску призводить до суттєвого збільшення похідних тиску dT_c/dP та $d\xi_c/dP$.

П'ятий розділ «Паракогерентний перехід у допованих титаном ВТНП-сполуках YBaCuO». Досліджено вплив домішок титану на магнітоопір в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ кераміках в області переходу в надпровідний стан у постійному магнітному полі до 7 Т. Встановлено, що безпосередньо поблизу T_c ФП задовільно описується тривимірною моделлю Асламазова-Ларкіна для надпровідних шаруватих систем. Прикладання постійного магнітного поля до зразків $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з домішкою титану, на відміну від аналогічних,

бездомішкових зразків, приводить до розмиття додаткового паракогерентного переходу на температурних залежностях надлишкової провідності в базисній ab -площині в області резистивних переходів в надпровідний стан. Це може бути наслідком впливу об'ємного пінінгу, зумовленого наявністю в структурі експериментального зразка фазових включень, які формуються при внесенні домішки титану. Внаслідок цього, при температурах нижче критичної $T < T_c$, відбувається пригнічення динамічного фазового переходу виду вихрова рідина – вихрова решітка та формування в системі переходу виду вихрова рідина – вихрове "бреггівське" скло.

Головні наукові результати отримані у роботі, є такими.

1. Вперше встановлено, що збільшення концентрації празеодиму в монокристалах $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ приводить до виникнення локалізації носіїв і зміни міжшарової взаємодії.

2. Вперше показано, що температурна залежність анізотропії електроопору $\rho_c/\rho_{ab}(T)$, на відміну від $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, добре описується за допомогою універсального «закону $1/2$ » для термоактиваційної стрибкової провідності.

3. Подібна залежність свідчить про те, що механізм транспорту носіїв поперек шарів здійснюється шляхом термоактиваційних стрибків зі змінною довжиною.

4. Показник $1/2$ свідчить про те, що стрибкова провідність одновимірна, та/або що кулонівська взаємодія відіграє в поперечному транспорті істотну роль.

5. Збільшення ступеня допування празеодимом у зразках $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ приводить до посилення ефектів локалізації та реалізації в системі переходу виду метал-діелектрик, який завжди передує надпровідному переходу.

6. Збільшення концентрації празеодиму приводить до істотного зміщення точки переходу T_{md} в область більш низьких температур, що,

вірогідно, пов'язано зі збільшенням частки напівпровідникового внеску в провідність експериментальних зразків.

7. Експериментальна температурна залежність електричного опору монокристалічного ВТНП $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ у нормальному стані (та отримана з неї похідна, $dr(T)/dT$) повністю відповідають моделі розсіювання носіїв заряду на фонах і домішках (модель Блоха-Грюнайзена) в інтервалі гідростатичних тисків 0–1 ГПа.

8. Температурна залежність похідної, $dr(T)/dT$, 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.

9. Температурою відкриття псевдощілини в даному випадку є температура мінімуму $dr(T)/dT$, яка зростає з тиском.

10. Флуктуаційна провідність, отримана як різниця між експериментальними значеннями та екстрапольованими за допомогою моделі Блоха-Грюнайзена величинами, з хорошою точністю описується моделлю Лоуренса-Доніаха з урахуванням неоднорідності зразка.

11. Гідростатичний тиск сприяє покращенню структури зразка.

12. Безпосередньо поблизу T_c ФП задовільно описується тривимірною моделлю Асламазова-Ларкіна для надпровідних шаруватих систем.

13. Прикладання постійного магнітного поля до зразків $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ з домішкою титану, на відміну від аналогічних, бездомішкових зразків, приводить до розмивання додаткового паракогерентного переходу на температурних залежностях надлишкової провідності в базисній ab -площині в області резистивних переходів в надпровідний стан.

14. Розмивання додаткового паракогерентного переходу на температурних залежностях надлишкової провідності може бути наслідком

впливу об'ємного пінінгу, зумовленого наявністю в структурі експериментального зразка фазових включень, які формуються при внесенні домішки титану.

15. При температурах нижче критичної $T < T_c$, відбувається пригнічення динамічного фазового переходу виду вихорова рідина - вихорова решітка та формування в системі переходу виду вихорова рідина - вихрове "бреггівське" скло.

Ключові слова: монокристали $YBaCuO$, флуктуаційна провідність, допування титаном, псевдощілина, двійникові межі, пінінг, гідростатичний тиск, анізотропія, розсіювання носіїв, формула Блоха-Грюнайзена.

ANNOTATION

Korobkov M.V. Electrotransport in HTSC cuprates of the YBaCuO system under extreme external influences – Qualification scientific work in the form of a manuscript.

Dissertation for the degree of Doctor of Philosophy in specialty 104 – Physics and Astronomy (Field of knowledge 10 – Natural Sciences). – V. N. Karazin Kharkiv National University of the Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2026.

The dissertation is devoted to the study of magnetoresistive characteristics under extreme external factors of compounds of the 1-2-3 system, which contain controlled pinning centers and have high perfection. As such objects in this work, single crystals and ceramic samples of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ system containing controlled defects were selected, in particular, single crystals containing unidirectional twin boundaries and samples doped with titanium and praseodymium.

Charge transfer processes in high-temperature superconductors have characteristic features due to the manifestation in these compounds of a number of specific physical phenomena observed in the normal (non-superconducting) state. The latter include fluctuation and pseudogap anomalies, metal-insulator transitions, incoherent electrical transport, and others. According to modern ideas, these phenomena may be the key to understanding the nature of. It should be noted, however, that despite the significant efforts of theoretical and experimental scientific groups, many aspects of these phenomena remain unclear to this day. A certain role is played by the significant anisotropy of the crystal structure of compounds, the presence of a non-trivial defect ensemble in them, which includes defects of very different morphology, the presence of a labile component in the system and a number of other features that create objective difficulties in the study of these phenomena. It should also be noted that a very important importance in conducting such studies is an accurate understanding of the mechanisms of scattering of charge carriers, which

takes into account the specifics of their transfer under conditions of structural and kinematic anisotropy.

One of the most popular for research in this aspect are compounds of the so-called 1-2-3 system, $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, where R is a rare-earth element ion. This is due to a number of reasons: this superconductor has a high critical temperature and the best current-carrying capacity in strong magnetic fields, it is relatively easy to obtain cast samples and single crystals, physical properties, including superconducting ones, can be changed quite simply by varying the oxygen index δ or by doping, it is possible to obtain high-quality single crystals of relatively large sizes. The latter circumstance is of decisive importance for fundamental research.

The critical temperature (T_c) of these compounds, optimally doped with oxygen, is $T_c \approx 90$ K and weakly depends on the nature of R. At the same time, $\text{Ce}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{Tb}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ do not form an ORTHO structure, $\text{Pm}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ is radioactive, and $\text{Pr}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ is not a superconductor ("praseodymium anomaly"), despite the presence of an orthorhombic unit cell. Of particular interest in this aspect are compounds with partial substitution of Y by Pr, which, on the one hand, leads to partial suppression of superconductivity, and on the other hand, allows the lattice parameters and oxygen index of the compound to remain practically unchanged.

The dissertation work contains five chapters.

In the first chapter "**Features of the structure, electrical transport and dynamics of magnetic flux in HTSC compounds of 1-2-3 system**" the available literature sources on the structure and main physical properties of the compounds $\text{Y}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{Y}_{1-z}\text{Pr}_z\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ with different degrees of praseodymium doping are systematized.

The chapter contains general information on the features of the structure, electrical transport and dynamics of magnetic flux in compounds of the 1-2-3 system. Data on the crystal structure and features of the defect ensemble of such compounds are presented, an attempt is made to briefly analyze the available theoretical and experimental results obtained in the studies of electrical transport, the effect of high

pressure, pinning and dynamics of magnetic flux in compounds of the 1-2-3 system. The main questions that have not found their theoretical and experimental solution are highlighted. The research problem is formulated.

The second section "**Objects and methods of research**" describes the methods of synthesis of single crystals $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re = Y, Pr). Single crystal samples were grown by the solution-melt method in gold and zirconium crucibles in the presence of a temperature gradient. To obtain an orthorhombic phase with an oxygen content close to stoichiometric, $\delta < 0.1$, they were annealed in a stream of oxygen at a temperature of 420°C for three days.

Structural studies were carried out by X-ray diffractometry, electron and optical microscopy. X-ray diffractometric studies were performed on a DRON-3M apparatus in monochromatized Cu-K α radiation. The unit cell parameters a, b and c were determined by recording reflections from the (200), (020) and (006) planes, respectively. The (006) reflection was recorded in Bragg geometry for reflection, and the (200) and (020) reflections were recorded in Laue geometry for transmission. The blockiness of the crystals was determined from the oscillation curves for reflections from the (006) planes.

Samples for electron microscopy were prepared from single crystals that had undergone X-ray diffractometric studies. Crystal thinning was performed in vacuum by ion etching with argon atoms. The accelerating voltage of the ion gun was 104 kV. The topology of the twin boundaries was studied on a MIM-7 optical microscope in polarized light. In addition to X-ray diffraction, structural studies were carried out using an electron microscope. Electron microscopy was performed on an EMR-100 AK microscope.

The electrical resistance was measured using the standard four-contact method, and the anisotropy of the electrical resistance was measured using the Montgomery method at a constant current from 0.1 to 10 mA.

The dynamics of the magnetic flux was studied by the transport method using a special installation for resistive measurements with a variable orientation of the magnetic field.

Hydrostatic pressure was created in an autonomous piston-cylinder chamber with a fixed clamp. A dehydrated mixture of transformer oil and kerosene in a ratio of 1:1 was used as the pressure-transmitting medium. To determine the pressure in the chamber, a pre-calibrated manganin manometer was used, placed in the working part of the chamber.

The sample temperature was determined by platinum and carbon thermistors, as well as copper-constantan thermocouples.

The third section, **“Conductivity anisotropy and metal-insulator transition of $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals with different praseodymium contents,”** presents the results of studies of the influence of praseodymium on the anisotropy of the electrical $\rho_c(T)/\rho_{ab}(T)$ of high-temperature superconductors $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. The influence of Pr impurities on the conductivity anisotropy in this system is important both for clarifying the nature of high-temperature superconductivity (HTSC) and for increasing its critical parameters.

The temperature dependences $\rho_{ab}(T)$ and $\rho_c(T)$ in the normal state have linear sections at high temperatures. Increasing the praseodymium content, z , leads to a semiconductor shape of the $\rho_c(T)$ curves, but the $\rho_{ab}(T)$ curves retain a linear section for longer. A downward deviation from the linear course with decreasing temperature indicates the appearance of excess conductivity. The critical temperatures, T_c , along and across the basal plane are different, which is associated with the Friedel transition in the 1-2-3 system, which consists in the suppression of transverse superconductivity by the growth of ring Josephson vortices in a layered superconductor. This is possible when the conducting subsystem breaks down into several regions with different T_c . The breakup occurs during structural disordering due to doping of HTSC cuprates with an inovalent impurity or changing the oxygen content, and leads to the emergence of electrically neutral regions in the system - metallic and dielectric. In

this case, the conductivity of the sample is hopping with a variable hopping length, and the resistance anisotropy is well described by the universal “1/2 law”. Praseodymium-induced clustering of the sample can initiate a metal-dielectric transition of the “Anderson” type. The curves $\rho_{ab}(T)$ та $\rho_c(T)$ can be approximated over the entire temperature range, taking into account the metallic, semiconducting, and fluctuational conductivities. This allows us to determine the temperature dependences of the anisotropy of the carrier scattering mechanisms at different z . An increase in z causes a metal-dielectric transition, which always precedes the superconducting transition, and a decrease in the transition temperature. The difference in the conduction mechanisms along and across the layers emphasizes the difference between cuprates and Fermi-liquid metals.

The fourth section, **“Charge carrier scattering on phonons and fluctuation electrical conductivity of $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ under pressure,”** presents the results of experimental studies of the influence of high hydrostatic pressure up to 14 kbar on the conductivity in the basal ab -plane of medium praseodymium-doped ($x \approx 0.34$) single crystals of $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. The obtained temperature dependences of the electrical resistance of single-crystal $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ in the normal state ($T^* \leq T \leq 300$ K) at different values of quasi-hydrostatic pressure ($0 \leq P \leq 1$ GPa) are approximated by the model of charge carrier scattering on phonons (Bloch-Grüneisen model) and defects. The temperature derivative of the resistance, $d\rho(T)/dT$, in the normal state passes through a maximum ($T_{max} \approx \theta/3$, θ is the Debye temperature), which fully corresponds to the specified model. The superconducting transition leads to the appearance of a low-temperature maximum at $T = T_c$. The temperature of the minimum that exists between these maxima is identified with the pseudogap opening temperature, T^* . T^* increases with increasing hydrostatic pressure. Extrapolation of the normal conductivity to the region $T_s < T < T^*$ allows us to calculate the fluctuation conductivity, which is described quite accurately by the Lorentz-Doniach model, taking into account the inhomogeneity of the sample. The baric dependences

of the parameters of the Lorentz-Doniach model show that hydrostatic pressure contributes to the improvement of the sample structure. The presence of a high-temperature maximum $d\rho(T)/dT$ indicates the absence of a linear dependence of the electrical resistance in the studied sample at $T \leq 300$ K. The fluctuation conductivity, obtained as the difference between the experimental resistance values and the values extrapolated using the Bloch-Grüneisen model, is described with good accuracy by the Lorentz-Doniach model, taking into account the heterogeneity of the sample. Hydrostatic pressure contributes to the improvement of the sample structure. The pressure-induced evolution of the fluctuation conductivity in Pr-doped $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals is likely to be determined by two processes: the overall “three-dimensionality” of the system due to the change in the ratio between the coherence length, ξ_c , and the interlayer distance, d , and the shift of the Fermi level relative to the density of states features. In contrast to the undoped and lightly Pr-doped YBCO samples, the application of high pressure leads to a significant increase in the pressure derivatives dT_c/dP та $d\xi_c/dP$.

Section Five **“Paracoherent Transition in Titanium-Doped YBaCuO HTSC Compounds”**. The influence of titanium impurities on magnetoresistance in $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ ceramics in the region of transition to the superconducting state in a constant magnetic field up to 7 T was investigated. It was found that in the immediate vicinity of T_c the phase transition is satisfactorily described by the three-dimensional Aslamazov-Larkin model for superconducting layered systems. Applying a constant magnetic field to samples $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ with a titanium impurity, in contrast to similar, impurity-free samples, leads to a blurring of the additional paracoherent transition on the temperature dependences of excess conductivity in the basic ab-plane in the region of resistive transitions to the superconducting state. This may be a consequence of the influence of volume pinning, caused by the presence of phase inclusions in the structure of the experimental sample, which are formed when titanium impurities are introduced. As a result, at temperatures below the critical

$T < T_c$, the dynamic phase transition of the vortex liquid - vortex lattice type is suppressed and the transition of the vortex liquid - vortex "Bragg" glass is formed in the system.

The main scientific results obtained in the work are as follows.

1. It was found that an increase in the praseodymium concentration in single crystals of $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ leads to the occurrence of carrier localization and a change in the interlayer interaction.

2. It is shown that the temperature dependence of the electrical resistance anisotropy $\rho_c/\rho_{ab}(T)$, in contrast to $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, is well described by the universal "law 1/2" for thermally activated jump conductivity.

3. Such a dependence indicates that the mechanism of carrier transport across the layers is carried out by thermally activated jumps with variable length.

4. The exponent 1/2 indicates that the jump conductivity is one-dimensional, and/or that the Coulomb interaction plays a significant role in transverse transport.

5. Increasing the degree of praseodymium doping in $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ samples leads to an increase in the localization effects and realization in the metal-dielectric transition system, which always precedes the superconducting transition.

6. Increasing the praseodymium concentration leads to a significant shift of the T_{md} transition point to a lower temperature range, which is probably due to an increase in the share of the semiconductor contribution to the conductivity of the experimental samples.

7. The experimental temperature dependence of the electrical resistance of the single-crystal HTSC $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ in the normal state (and the derivative obtained from it, $dr(T)/dT$ fully correspond to the model of scattering of charge carriers on phonons and impurities (Bloch-Grüneisen model) in the range of hydrostatic pressures 0–1 GPa.

8. The temperature dependence of the derivative, $dr(T)/dT$, clearly indicates the absence of a linear dependence of the electrical resistance in the studied sample at

$T \leq 300$ K, thereby indicating that only the Bloch-Grüneisen model can be used to extrapolate the "normal" resistance to the region of fluctuation conductivity.

9. The pseudogap opening temperature in this case is the minimum temperature $dr(T)/dT$, which increases with pressure.

10. The fluctuation conductivity, obtained as the difference between the experimental values and the values extrapolated using the Bloch-Grüneisen model, is described with good accuracy by the Lorentz-Doniach model, taking into account the inhomogeneity of the sample.

11. Hydrostatic pressure contributes to the improvement of the sample structure.

12. In the immediate vicinity of T_c , the FP is satisfactorily described by the three-dimensional Aslamazov-Larkin model for superconducting layered systems.

13. Applying a constant magnetic field to samples $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ with titanium impurity, in contrast to similar, impurity-free samples, leads to the blurring of the additional paracoherent transition on the temperature dependences of excess conductivity in the basic ab-plane in the region of resistive transitions to the superconducting state.

14. The blurring of the additional paracoherent transition on the temperature dependences of excess conductivity may be a consequence of the effect of volume pinning, caused by the presence of phase inclusions in the structure of the experimental sample, which are formed when titanium impurity is introduced.

15. At temperatures below the critical $T < T_c$, the dynamic phase transition of the vortex liquid - vortex lattice type is suppressed and the formation of the vortex liquid - vortex "Bragg" glass transition in the system occurs.

Keywords: YBaCuO single crystals, fluctuation conductivity, titanium doping, pseudogap, twin boundaries, pinning, hydrostatic pressure, anisotropy, carrier scattering, Bloch-Grüneisen formula.

**СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ:
Наукові праці у фахових виданнях України, що індексуються в міжнародних
наукометричних базах:**

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, сторінки 311–316.

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), сторінки 9875–9884.

3. V.Yu. Gres, M.V. Korobkov, G.Ya. Khadzhai, and R.V. Vovk Resistive Investigations of Pressure Effect on the Fluctuations Paraconductivity in $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ Single Crystals. *Functional materials*, 2025, 32, №3, p.p. 367-371.

4. M.V. Korobkov, S.V. Savych, G.Ya. Khadzhai, R.V. Vovk Magnetoresistance of titanium-doped HTSC compounds YBaCuO. *Functional materials*, 2026, 32, №2, p.p. 342-349

**Перелік статей опублікованих у вітчизняних фахових наукових
періодичних виданнях:**

5. Р.В. Вовк, О.Ю. Врагов, М.М. Іноземцев, В.О. Ковригин, А.О. Комісаров, М.В. Коробков, В.Ф. Коршак, Л.О. Пашенко, Г.Я. Хаджай, О.Г. Чепурін, Д.Ф. Ярчук. Кристалічна структура, дефекти, пінінг та динаміка магнітного потоку у ВТНП-сполуках системи 1-2-3. *The Journal of V.N. Karazin Kharkiv National University, Series "Physics"*, 2025, Vol. 42, p.p. 7-22.

6. Г.Я. Хаджай, В.Ю. Гресь, М.В. Коробков, В.Ф. Коршак, Р.В. Вовк Вплив тиску на розсіювання нормальних і флуктуаційних носіїв у

монокристаллах $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$. *The Journal of V.N. Karazin Kharkiv National University, Series "Physics"*, 2025, Vol. 43, p.p. 28-39.

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. С.203.

2. Л.О. Пащенко, Ю.В. Литвинов, А.О. Комісаров, М.В. Коробков, Р.В. Вовк / Вплив опромінення швидкими електронами на магнітоопір оптимально допованих киснем монокристалів $YBaCuO$ // Збірник матеріалів міжнародної конференції «Ядерна фізика на Закарпатті» (до 55-річчя відділу фотоядерних процесів ІЕФ НАН України) 21-23 травня 2024 року. С.205.

ЗМІСТ

АНОТАЦІЯ.....	2
ЗМІСТ.....	21
ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ.....	25
ВСТУП.....	26
РОЗДІЛ 1.ОСОБЛИВОСТІ СТРУКТУРИ, ЕЛЕКТРОТРАНСПОРТУ ТА ДИНАМІКИ МАГНІТНОГО ПОТОКУ У ВТНП-СПОЛУКАХ СИСТЕМИ 1-2-3.....	34
1.1. Кристалічна структура сполуки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	34
1.2. Структурні дефекти у сполуці $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	36
1.3. Нормальний електротранспорт і механізми розсіювання носіїв в ВТНП-сполуках системи 1-2-3.....	38
1.4. Вплив тиску.....	47
1.5. Пінінг вихрової ґратки на дефектах та власний пінінг у сполуці $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	49
1.6. Динаміка магнітного потоку.....	52
1.6.1. Класичний крип.....	52
1.6.2. Теорія колективного пінінгу та модель вихорового скла.....	53
1.7. Вплив теплових коливань на фазовий стан та динаміку вихрової системи.....	55
1.7.1. Термодинамічні властивості.....	55
1.7.2. Динаміка вихрової рідини.....	57

1.7.3. Динаміка вихорової ґратки в теорії колективного пінінгу.....	58
1.7.4. Експериментальні дослідження динаміки магнітного потоку в монокристалах та орієнтованих текстурах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	60
1.8. Висновки. Постановка задачі досліджень.....	63
РОЗДІЛ 2. ОБ'ЄКТИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ.....	66
2.1. Вирощування ВТНП – монокристалів системи 1-2-3 та виготовлення зразків для резистивних досліджень.....	67
2.1.1. Методика вирощування бездомішкових монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	67
2.1.2. Приготування зразків з різним ступенем відхилення від кисневої стехіометрії.....	69
2.1.3. Структурні дослідження монокристалів.....	71
2.1.4. Топологія двійників та їх видалення з кристалів.....	71
2.2. Вимірювальні методики.....	73
2.2.1. Транспортні дослідження пінінгу та динаміки магнітного потоку..	75
2.2.2. Камера високого тиску.....	78
2.2.3. Точність вимірювань та обробка експериментальних даних.....	79
2.3 Висновки.....	80
РОЗДІЛ 3. АНІЗОТРОПІЯ ПРОВІДНОСТІ І ПЕРЕХІД МЕТАЛ-ІЗОЛЯТОР МОНОКРИСТАЛІВ $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ІЗ РІЗНИМ ВМІСТОМ ПРАЗЕОДИМУ.....	82
3.1. Некогерентний транспорт в системі 1-2-3.....	82

3.2. Еволюція поздовжньої та поперечної провідності монокристалів $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різним вмістом празеодиму.....	84
3.2.1. Нормальний поздовжній і поперечний електроопір.....	86
3.2.2. Ефект Фріделя та анізотропія надпровідних властивостей.....	87
3.2.3. Застосовність RVB-теорії.....	88
3.2.4. Анізотропія електроопору і стрибова провідність.....	90
3.3. Співіснування різних видів провідності і перехід метал-ізолятор в монокристалах $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	93
3.3.1. Локалізація носіїв і термоактиваційний характер поздовжньої і поперечної провідності.....	93
3.3.2. Співіснування металеві та напівпровідникової провідності і поділ їх вкладів у електротранспорт.....	94
3.4. Анізотропія провідності ВТНП-системи $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	99
3.4.1. Ідеальний і фононний опір.....	100
3.4.2. Анізотропія напівпровідникового вкладу.....	104
3.4.3. Анізотропія флуктуаційних параметрів і надпровідних характеристик.....	106
3.5. Висновки.....	108
РОЗДІЛ 4. РОЗСІЮВАННЯ НОСІВ ЗАРЯДУ НА ФОНОНАХ ТА ФЛУКТУАЦІЙНА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ПІД ТИСКОМ.....	110
4.1. Електроопір у нормальному стані і модель Блоха-Грюнайзена.....	112
4.2. Флуктуаційна парепровідність і модель Лоуренса-Доніаха.....	117
4.3. Застосовність формули МакМіллана.....	122
4.4. Висновки.....	123
РОЗДІЛ 5. ПАРАКОГЕРЕНТНИЙ ПЕРЕХІД У ДОПОВАНИХ ТИТАНОМ ВТНП-СПОЛУКАХ $YBaCuO$	125

5.1. Метод Коувеля-Фішера.....	127
5.2. Магнітоопір і резистивні переходи у надпровідний стан.....	129
5.3. Пригнічення переходу порядок-безпорядок.....	130
5.4. Хаотичний потенціал пінінгу і акомодация вихорової структури.....	131
5.5. Скейлінг резистивних залежностей і фаза Бреггівського скла.....	133
5.6. Висновки.....	134
ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ	136
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	139
ДОДАТОК.....	158

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ

АК – теорія Андерсона-Кіма

ВАХ – вольт-амперна характеристика

ВР – вихорова рідина

ВТНП – високотемпературна надпровідність

ВГ – вихорова ґратка

ВС – вихорове скло

ДГ – двійникові границі

П-Б – порядок-безпорядок

ПЩ – псевдощільний стан

a_0 – міжвихорова відстань

c_L – число Ліндемана

G_i – число Гінзбурга

I – вектор транспортного струму

T_c – критична температура

T^* – температура відкриття псевдощільності

$\Delta\sigma$ – надлишкова провідність

δ – дефіцит кисню

ρ – електроопір

$\varepsilon = (T - T_c) / T_c$ – зведена температура

ξ – довжина когерентності

λ – глибина проникнення магнітного поля

ВСТУП

Актуальність теми. Незважаючи на майже 40-річну історію високотемпературної надпровідності (ВТНП), мікроскопічна теорія цього явища все ще не розроблена. Тому цікавість до дослідження властивостей ВТНП-матеріалів як у надпровідному, так і в нормальному стані не слабшає.

Як відомо, процеси переносу заряду у високотемпературних надпровідниках мають характерні особливості, зумовлені проявом у цих сполуках цілого ряду специфічних фізичних явищ, що спостерігаються у нормальному (ненадпровідному) стані. До останніх можна віднести флуктуаційну і псевдощільну аномалію, переходи виду метал-ізолятор, некогерентний електротранспорт та інші. Відповідно до сучасних уявлень, саме ці явища можуть бути ключем до розуміння природи ВТНП. Слід, однак, відзначити, що, незважаючи на значні зусилля теоретичних та експериментальних наукових груп, багато аспектів цих явищ залишаються нез'ясованими дотепер. Певну роль при цьому відіграє істотна анізотропія кристалічної структури ВТНП-сполук, наявність у них нетривіального дефектного ансамблю, що включає дефекти дуже різної морфології, присутність в системі лабільної компоненти і ряду інших особливостей, що створюють об'єктивні труднощі при вивченні цих явищ. Слід також зазначити, що дуже важливе значення при проведенні таких досліджень має точне розуміння механізмів розсіювання носіїв заряду, що враховує специфіку їх перенесення в умовах структурної та кінематичної анізотропії.

Одними з найбільш затребуваних для досліджень, в цьому аспекті, є сполуки так званої системи 1-2-3, $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, де R – іон рідкоземельного 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.

Критична температура (T_c) цих сполук, оптимально допованих киснем, становить $T_c \approx 90$ К і слабо залежить від природи R. При цьому $\text{CeBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і $\text{TbBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ не утворюють ОРТО-структуру, $\text{PmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ є радіоактивним, а $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ не є надпровідником («аномалія празеодима»), незважаючи на наявність орторомбічного елементарного осередку. Особливий інтерес у цьому аспекті представляють сполуки з частковою заміною Y на Pr, що, з одного боку, призводить до часткового пригнічення надпровідності, а з іншого – дозволяє зберігати практично незмінними параметри решітки та кисневий індекс сполуки.

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 приводить до суттєвої зміни фазової діаграми вихорової системи.

Значно посилюється процес термічно активованого депінінгу, 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 депінігуватися 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 активований крип вихорів у високотемпературних надпровідниках спостерігається аж до температури рідкого гелію, що суттєво зменшує струмонесучу здатність цих матеріалів. Одним з основних питань термоактивованого крипу 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, у свою чергу, безпосередньо пов'язана зі специфічними механізмами пінінгу вихрової матерії в цих сполуках. Відомо, що причиною пінінгу вихрової ґратки (ВГ) у надпровідниках є недосконалість 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 та керамічні зразки системи $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, що містять контрольовані дефекти, зокрема, монокристали, що містять односпрямовані границі двійників та зразки, леговані титаном 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 проектів Міністерства освіти України та ДФФД України: «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 – розв'язання актуального наукового завдання, яке полягає у встановленні впливу експериментальних зовнішніх чинників на процеси переносу заряду та розсіювання його носіїв у ВТНП – сполуках сімейства $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ та $\text{Y}_{1-z}\text{Pr}_z\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ у широкому інтервалі температур, магнітних полів і високих тисків; вивчення розподілу дефектів мікроструктури, а також встановлення фізичних особливостей і механізмів релаксації цих дефектів.

Об'єкт дослідження – динаміка переносу заряду і магнітного потоку в ВТНП-сполуках системи $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ і $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ під дією температури, магнітного поля і високого тиску.

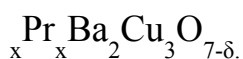
Предмет дослідження – процеси електропереносу і механізми розсіювання носіїв струму в сполуках $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ в умовах дії зовнішніх чинників.

Для досягнення кінцевої мети необхідно було розв'язати наступні задачі:

1. Отримати монокристали високого ступеня досконалості та керамічні зразки системи 1-2-3 із заданою морфологією дефектної структури, а також зразки леговані титаном.
2. Створити методику транспортних вимірювань на малих зразках при високій густині струму.
3. Виміряти температурні, баричні та орієнтаційні залежності електроопору та параметрів резистивного стану у монокристалах YPrBCO .
4. Дослідити динаміку магнітного потоку на основі аналізу магнітоопору в керамічних зразках YBCO з домішками титану.

5. Розділити внесок дефектів різної вимірності та морфології – вакансій, двійникових меж, домішкових дефектів, а також структурної анізотропії в процесі розсіювання носіїв транспортного струму.

6. Дослідити вплив високого тиску на електротransпортні характеристики і надлишкову провідність в монокристалічних зразках $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.



7. Вивчити вплив домішок титану на перехід порядок-безпорядок керамічної сполуки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

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 структурні дослідження – стандартними металографічними, рентгенівськими і електроннографічними методами. Обробку результатів здійснювали з використанням комп'ютерних програм Microcal Origin та Matlab.

Наукова новизна отриманих результатів.

Вперше встановлено, що результати виконання дисертаційної роботи були вперше показано, що такі нові наукові результати:

1. Збільшення ступеня допування празеодимом в зразках $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ призводить до посилення ефектів локалізації та реалізації в системі переходу виду метал-діелектрик, який завжди передує надпровідному переходу. При цьому збільшення концентрації празеодиму приводить до істотного зміщення точки переходу T_{md} в область більш низьких температур,

що, вірогідно, пов'язано зі збільшенням частки напівпровідникового вкладу в провідність експериментальних зразків. Температурна залежність анізотропії електроопору $\rho_c/\rho_{ab}(T)$, на відміну від $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, добре описується за допомогою універсального «закону 1/2» для термоактиваційної стрибкової провідності.

2. 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 $dr(T)/dT$ 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 Лоуренса-Доніаха з урахуванням неоднорідності зразка.

3. Встановлено, що прикладання постійного магнітного поля до зразків $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з домішкою титану, на відміну від аналогічних, бездомішкових зразків, приводить до розмиття додаткового паракогерентного переходу на температурних залежностях надлишкової провідності в базисній ab -площині в області резистивних переходів в надпровідний стан. Це може бути наслідком впливу об'ємного пінінгу, зумовленого наявністю в структурі експериментального зразка фазових включень, які формуються при внесенні домішки титану. Внаслідок цього, при температурах нижче критичної $T < T_c$, відбувається пригнічення динамічного фазового переходу виду вихрова рідина – вихрова решітка та формування в системі переходу виду вихрова рідина – вихрове "бреггівське" скло. Безпосередньо поблизу T_c ФП задовільно описується тривимірною моделлю Асламазова-Ларкіна для надпровідних шаруватих систем.

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 допування титаном 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 9 наукових робіт, зокрема 7 статей у фахових виданнях, а також у 2 тезах доповідей, опублікованих у збірниках наукових праць міжнародних конференцій.

Особистий внесок здобувача.

Усі результати, отримані в дисертаційній роботі, виконані здобувачем у співавторстві. Зокрема, у наукових статтях [1-4] 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 науковій праці [5] автору належить уся експериментальна частина досліджень. У [6,7] автор брав безпосередню участь в обговоренні та інтерпретації отриманих результатів. У праці [8,9] 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 таких наукових конференціях «Ядерна фізика на Закарпатті» (до 55-річчя

відділу фотоядерних процесів ІЕФ НАН України) 21-23 травня 2024 року, наукових семінарах кафедри фізики низьких температур.

Структура та обсяг роботи.

Дисертація складається зі вступу, 5 розділів, висновків, та списку використаних джерел. Повний обсяг роботи становить 158 сторінок і містить перелік умовних позначень та скорочень, 32 рисунки, 5 таблиць, а також список використаних джерел із 210 найменувань.

РОЗДІЛ 1

ОСОБЛИВОСТІ СТРУКТУРИ, ЕЛЕКТРОТРАНСПОРТУ ТА ДИНАМІКИ МАГНІТНОГО ПОТОКУ У ВТНП-СПОЛУКАХ СИСТЕМИ 1-2-3

(ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)

Як відомо з численних теоретичних та експериментальних досліджень, електротранспорт і динаміка магнітного потоку ВТНП-сполук суттєвим чином залежать від розглядуваної області температур та магнітних полів, розмірності, розмірів та концентрації дефектів кристалічної структури, а в анізотропних надпровідниках – і від орієнтації зовнішнього магнітного поля відносно кристалографічних осей кристалів. При цьому пінінг вихрової ґратки на дефектах також визначається густиною та просторовим розподілом структурних дефектів. Умовно пінінг поділяють на магнітний та коровий. Магнітний пінінг визначається магнітною взаємодією з неоднорідностями, що мають розміри порядку глибини проникнення магнітного поля λ . Коровий пінінг є ефективним на неоднорідностях, що мають розміри порядку довжини когерентності ξ . З огляду на малі значення ξ , у ВТНП цей тип пінінгу є ефективним на точкових, плоских та лінійних дефектах. У цьому огляді зроблена спроба стислого аналізу наявних теоретичних та експериментальних результатів, отриманих при дослідженнях електротранспорту, впливу високого тиску, пінінгу 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 ВТНП-сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Структура та властивості $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ безпосередньо пов'язані з індексом δ , що характеризує вміст вакансій кисню. Сполуки є надпровідними та мають

орторомбічну симетрію при $\delta < 0.4$ з граничною фазою $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. При $\delta > 0.4$ 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 [1]. 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 на кисень сполуку $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (рис. 1.1).

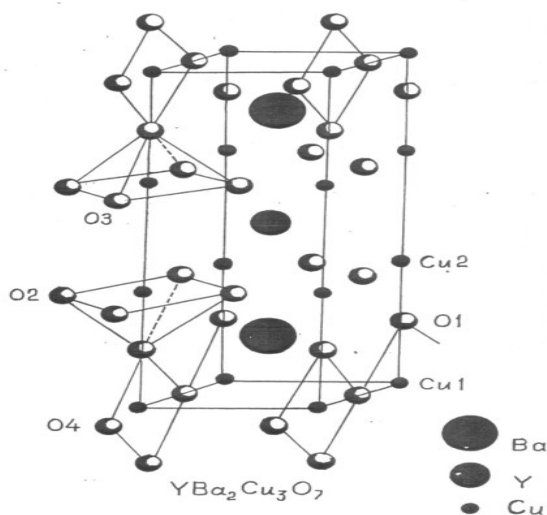


Рис. 1.1 Модель кристалічної ґратки сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ згідно [1].

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

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

(б) $\text{Ba} - \text{O}$;

(в) $\text{Cu} - \text{O}$, в якому іон міді $\text{Cu}(2)$, 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 Си – О. Однак іони міді знаходяться в атомних положеннях двох типів: Cu(1) у площині квадрата CuO_4 , а Cu(2) – у піраміді з квадратною основою CuO_5 . Саме тим, що шари багатогранника розділені шарами іонів ітрію, визначається двовимірний характер структури. Наявність купратних площин, а також двовимірної та квазідвовимірної структури є загальною рисою всіх високотемпературних надпровідних сполук.

Методи дифракції нейтронів та електронної мікроскопії [2] з високою роздільною здатністю показують, що вакансії кисню розташовуються в площині квадрата CuO_4 , а не в пірамідах CuO_5 . При збільшенні концентрації вакансій ланцюжки Си–О вздовж осі b стають завершеними, і атоми Cu(1) змінюють своє координаційне число з 4 на 2 для найбільшій киснем сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$.

При порівнянні кубічної та ромбоєдричної структури перовскіту (LaCuO_3) зі структурами сполук $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ та $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ виявляється, що ланцюжки розвиваються в трьох просторових напрямках у перовскіті, лише в напрямку b і не існують у $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$.

1.2. Структурні дефекти в сполуці $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

У бездомішкових кристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, залежно від дефіциту кисню та технології синтезу, спостерігаються такі дефекти структури: точкові дефекти типу вакансій кисню, які формуються у площинах СиО, планарні дефекти типу (001), границі двійників, дислокації та так звані $2\sqrt{2} \times 2\sqrt{2}$ структури [3], 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. Границі двійників є площинами, що

мають тетрагональну структуру як результат присутності шарів, які містять вакансії кисню, розташовані вздовж границі двійника [4]. Електронно-мікроскопічні дослідження показали [5], 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 допуванні тривалентним металом і, зокрема, алюмінієм [6]. 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 слугувати 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. Густина дислокацій у плівках може досягати значень близько $1.4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ [7].

Висока густина 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 густина дислокацій становить близько $5 \cdot 10^3 / \text{см}^2$ [8]. Зазначимо, що густина дислокацій може бути збільшена при термомеханічній обробці матеріалів [8].

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 $\text{CuO}(1)$. У залежності від вмісту кисню, можливе утворення надструктур при

періодичному розподілі вакансій кисню. Густина кисневих вакансій відносно велика і при $\delta = 0.03$ становить близько 10^{26} м^{-3} .

У літературі також є повідомлення про систематичний дефіцит міді в площинах CuO , який може досягати значень 0.09 у сполуках [9]. Точкові дефекти також можуть бути отримані при легуванні. Як правило, легуючі елементи (за винятком рідкоземельних елементів і Sr) впроваджуються в позиції 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 [10]. В залежності від типу частинок і їх енергії, можуть бути створені як точкові, так і лінійні дефекти (сліди важких частинок з високою енергією).

1.3. Нормальний електротранспорт і механізми розсіювання носіїв в ВТНП-сполуках системи 1-2-3

Слід відзначити, що поведінка провідності ВТНП-матеріалів у нормальному стані подібна до поведінки провідності таких типових систем із псевдощілиною, як аморфні сплави, квазікристали та їх апроксиманти. Для цих систем у [11–13] механізм електронного транспорту був поділений на два режими, один з яких визначається середньою довжиною вільного пробігу носіїв заряду, а інший – ефектами електронної структури, специфічними для систем із псевдощілиною.

Перехід від одного режиму до іншого відбувається при досягненні певного рівня провідності – мінімальної металевої провідності. Цей рівень можна оцінити за звичайною формулою провідності, одержаною з транспортного рівняння Больцмана [11]

$$s = r^{-1} = \frac{e^2 S_F L}{12 p^3 h},$$

де S_F – площа поверхні Фермі, і L – довжина вільного пробігу носіїв заряду.

При $S_F=4pk^2$ і $k=p/a$ (a – міжатомна відстань) для напівзаповненої зони маємо $s_{min}=e^2/(3\hbar a)$ – межа Йоффе-Регеля. Якщо $a \gg 3 \text{ \AA}$, то $r_{max} = (s_{min})^{-1} \gg 370 \text{ mWcm}$.

Для режиму, котрий визначається середньою довжиною вільного пробігу носіїв заряду, характерна температурна залежність опору металевого типу, яка може бути описана стандартною формулою Блоха-Грюнайзена, що враховує розсіювання заряду носіїв заряду на фононах, тобто ефекти електрон-фононої взаємодії (ЕФВ) [14], а також на дефектах:

$$r_n(T) = r_0 + A_n \frac{\hbar^n}{\epsilon q} \times \int_0^{q/T} \frac{x^n e^x dx}{(e^x - 1)^2} \quad (1.1)$$

Тут r_0 – залишковий опір, зумовлений дефектами; другий доданок – ідеальний фононний опір; A_n – матеріальна стала металу; q – кінетична температура Дебая, котра може дещо відрізнятись від відповідної термодинамічної величини; $n = 3, 5$ [15].

Відповідно до формули (1.1) при $T \ll q$ $r(T) \sim T^n$, а при підвищенні температури залежність $r(T)$ наближається до лінійної.

Тут корисно відзначити дві обставини. По-перше, для ВТНП, принаймні, системи 1-2-3, похідні, $dr(T)/dT$, обчислені за експериментальними залежностями $r(T)$, набувають постійних значень тільки в області $T \ll q$ (див., напр., [16–20]). По-друге, залежність (1.1) має перегин, відповідно, $dr(T)/dT$ має максимум, при $T/q \gg 0.33$ ($n=3$) та $T/q \gg 0.36$ ($n=5$). Цей максимум похідної спостерігається на експериментальних залежностях $dr(T)/dT$ для недодопованих зразків, у яких $T_c < q/3$ [17, 18]. Для оптимально допованих зразків системи 1-2-3 в області $T/q \gg 0.3$ є значно більший за величиною максимум $dr(T)/dT$, пов'язаний з переходом у надпровідний стан. На його тлі максимуму, зумовленого (1.1), не видно.

Зрозуміло, що співвідношення (1.1) є апроксимацією. При високих температурах часто помітні відхилення від лінійності (див., напр., [21] і

літературу там). Ці відхилення пов'язують в [22] зі зміною положення рівня Фермі і їх можна врахувати шляхом множення (1.1) на величину $(1+BT^2)$, де B залежить від форми кривої густини електронних станів, ефективних мас носіїв струму і енергії Фермі.

Для режиму, який визначається ефектами електронної структури, $r(T)$ зазвичай апроксимують залежностями «напівпровідникового» типу.

Поблизу T_c виникає флуктуаційна парепровідність (див., напр. [23]), тому вище T_c температурну залежність опору можна представити як

$$r(T) = [r_n^{-1}(T) + Ds_{\text{fluct}}] \quad (1.2)$$

У працях [20, 24-25] для $YBa_2Cu_3O_{7-d}$, [19, 26-27] для $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-d}$, і в [28] для $HoBa_2Cu_3O_{7-d}$ показано, що в інтервалі $T_c - 300$ К опір у площині ab , може бути представлений у виді (1.1)–(1.2), тобто $r^{ab}(T)$ може бути апроксимовано як результат розсіювання електронів на фонах і дефектах з урахуванням флуктуаційної провідності в 3D-моделі Асламазова-Ларкіна [23], де

$$Ds_{\text{fluct}} = \Delta\sigma_{AL}^{3D} = \frac{e^2}{16\hbar\chi_c(0)\sqrt{2\varepsilon_0}\sinh(2\varepsilon/\varepsilon_0)} \quad (1.3).$$

В (1.3) $\varepsilon = \ln[(T-T_c)/T_c]$ – зведена температура; T_c – критична температура, $T > T_c$; $\chi_c(0)$ – довжина когерентності вздовж вісі c ; ε_0 визначає температурний інтервал надпровідних флуктуацій – $\varepsilon_0 = \ln(T^* - T_c/T_c)$; T^* – характеристична температура, що визначає колапс надпровідних флуктуацій [29].

Параметри апроксимації визначали шляхом їх варіювання до досягнення мінімальної середньої за інтервалом $T_c - 300$ К похибки $\approx 1,4$ %.

Аналіз зміни цих параметрів залежно від зовнішніх умов – склад, тиск, час – дає можливість оцінити вплив цих зовнішніх чинників на механізми провідності та розсіювання носіїв заряду.

Апроксимація за (1.1)-(1.3) потребує 5 або навіть більше варіаційних параметрів. Однак опір ВТНП – це результат спільної дії різних механізмів провідності та розсіювання носіїв заряду, тому розраховувати на прості співвідношення з малим числом параметрів не слід.

На рис. 1.2 наведено зміну залишкового опору, r_0 , залежно від T_c , яка, у свою чергу, визначається величиною кисневого дефіциту, d , в $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ [22] і $HoBa_2Cu_3O_{7-d}$ [28] або концентрацією празеодима, y , в $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-d}$ [24] (тут d має оптимальну величину). Незважаючи на великий розкид даних (пов'язаний з тією обставиною, що в (1) $r_0=r_n(T@0)$), добре видно кореляцію між r_0 і T_c – зменшення T_c , викликане зростанням кисневого дефіциту або зростанням концентрації празеодима, супроводжується збільшенням залишкового опору. Таким чином, вакансії в кисневій або ітрієвій підсистемах, а також празеодим ϵ , в даному випадку, дефектами, розсіювання на яких збільшує залишковий опір.

В області $T_c \lesssim 60$ К зміни r_0 , викликані зміною концентрації кисню в $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ [22] і $HoBa_2Cu_3O_{7-d}$ [28], дуже близькі до таких, викликаних зміною концентрації празеодима в системі $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-d}$ [24]. У праці [30] виявили, що в системі $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ Pr заміщає не тільки Y, але і Ba, а також створює вакансії на позиціях Cu. Тому ми вважаємо, що при достатньо близько до максимальних T_c зміни r_0 зумовлені, в першу чергу, дефектами в шарах CuO_2 .

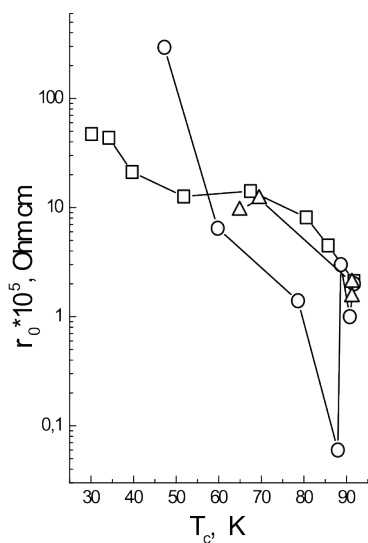


Рис. 1.2

Залишковий опір, r_0 , залежно від температури надпровідного переходу, T_c . O – $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ [12]; Δ – $\text{Y}_{1-y}\text{Pr}_y\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ [24] (оптимально допований); \square – $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$.

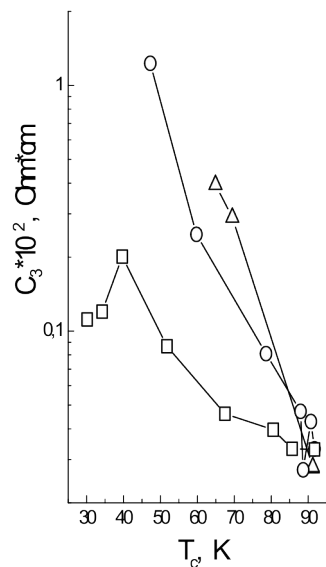


Рис. 1.3

Коефіцієнт ідеального фононного опору, залежно від T_c . Позначення ті ж, що й на Рис. 1.2

Зазначимо, що при зміні T_c від 90 до 30 К (залежно від кисневого дефіциту чи концентрації Pr) величина RRR (Residual resistivity ratio) = $r(300 \text{ K})/r_0$ змінюється від ~ 10 до $\gg 1.6$. Така величина RRR характерна для металевих сплавів складного складу, і означає, що внесок залишкового опору до сумарного опору досить великий у всьому дослідженому температурному інтервалі $T_c - 300 \text{ K}$.

На рис. 1.3 наведено коефіцієнт ідеального фононного опору, C_3 в залежності від T_c . Видно, що для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ [22] і $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ [28] величини C_3 дуже близькі, і тільки при $T_c \approx 80 \text{ K}$ ($d \geq 0.15$ [31]) цей параметр для $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ стає більшим, ніж для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$. У той же час для $\text{Y}_{1-y}\text{Pr}_y\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ коефіцієнт ідеального фононного опору, C_3 , менше, ніж

$\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ і $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ вже при достатньо малих концентраціях Pr ($y \geq 0.05$ [31]). Отже, дефіцит кисню сильніше впливає на розсіювання електронів на фононах, ніж празеодим.

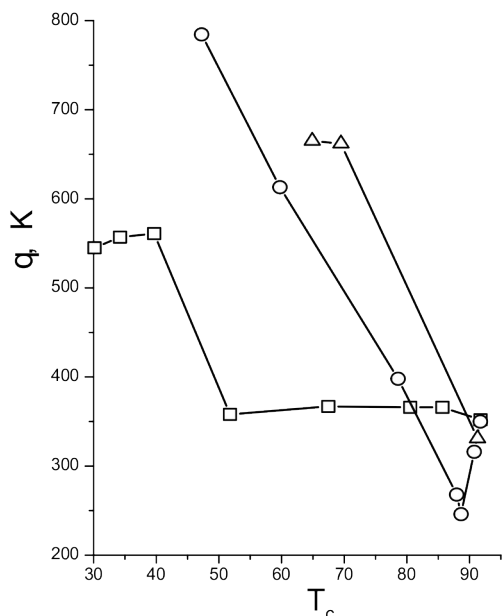


Рис. 1.4. Температура Дебая, q , залежно від температури надпровідного переходу, T_c . Позначення ті ж, що й на рис. 1.2

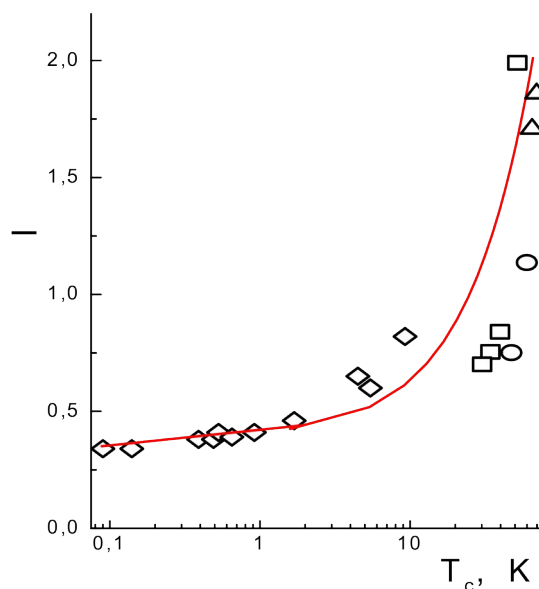


Рис. 1.5. Кореляція між T_c і l , обчислена за ф-лою МакМіллана: ○ – $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$; □ – $\text{Pr}_{1-y}\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$; ◇ – $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$; † – 12 перехідних металів [25].

На рис. 1.4 наведено значення температури Дебая, q , залежно від T_c , яка, у свою чергу, визначається дефіцитом кисню [22, 28] або вмістом Pr [24] при оптимальному кисневому дефіциті. Значення q відповідають літературним даним (див., наприклад, [32-33]).

Оскільки $Dq(y)/q \gg -aDV/V + bDf/f$ (DV – зміна об'єму елементарної ячейки, Df – зміна силових констант), то зростання q при зменшенні T_c для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ і $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ пов'язане зі збільшенням силових констант через збільшення кисню. Поведінка q для $\text{Y}_{1-y}\text{Pr}_y\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ викликана конкуренцією

обох доданків, і в широкому інтервалі значень T_c (50-90 К) збільшення параметра решітки [34] компенсує збільшення силових констант.

Кореляція між T_c і ϱ для випадку сильного зв'язку описується формулою МакМіллана

$$T_c = \frac{\theta}{1.45} \exp \left[\frac{-1.04(1+\mu^*)}{-\mu^*(1+0.62)} \right], \quad (1.4)$$

θ – константа електрон-фононої взаємодії, μ^* – кулонівський псевдопотенціал ($\mu^* > 0$) [35]. Формула Мак-Міллана цілком коректна лише за $\mu^* < 1.5$ [35]. У [35] наводяться дані про кореляцію між T_c і θ (θ обчислена за формулою Макміллана для $\mu^* = 0.13$) для 12 перехідних металів. На рис 1.5 наведені ці дані разом з аналогічними даними для $YBa_2Cu_3O_{7-d}$, $Pr_{1-y}YBa_2Cu_3O_{7-x}$ і $HoBa_2Cu_3O_{7-d}$. Видно, що тільки для $T_c \approx 70$ К дані для перехідних металів узгоджуються з даними для ВТНП системи 1-2-3, що свідчить про сильну електрон-фононну взаємодію в цих речовинах. $T_c \geq 70$ К θ різко зростає (у [35] $\theta \geq 10$ називають надсильним зв'язком), а потім переходить у негативну ділянку. Таким чином, ВТНП системи 1-2-3 можна назвати надпровідниками з сильним зв'язком тільки для $T_c \approx 70$ К, при великих значеннях T_c формула МакМіллана, очевидно, не застосовна.

Формально застосування формули МакМіллана для ВТНП системи 1-2-3 при знижених значеннях T_c пов'язане з тією обставиною, що при зміні складу (збільшенні дефектності) ВТНП зміна (зменшення) T_c набагато більше змін температури Дебая.

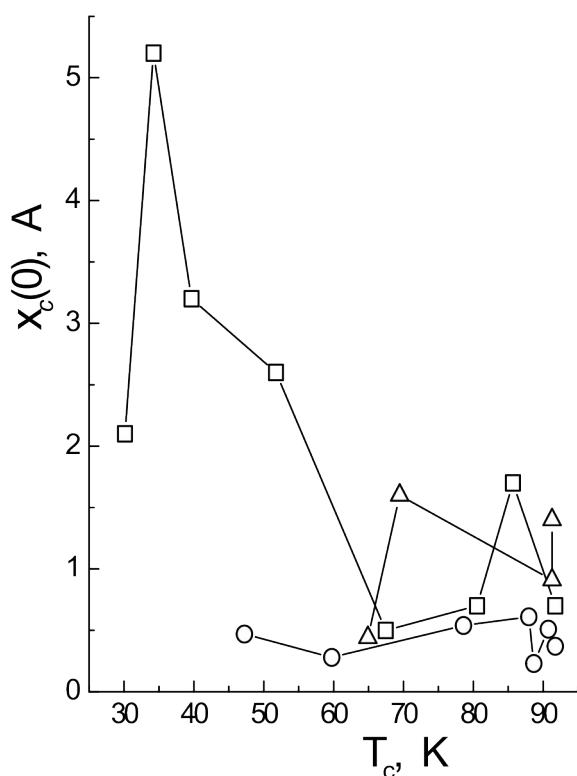


Рис. 1.6
Залежності поперечної довжини когерентності, $X_c(0)$, від температури надпровідного переходу, T_c . Позначення ті ж, що й на рис. 1.2

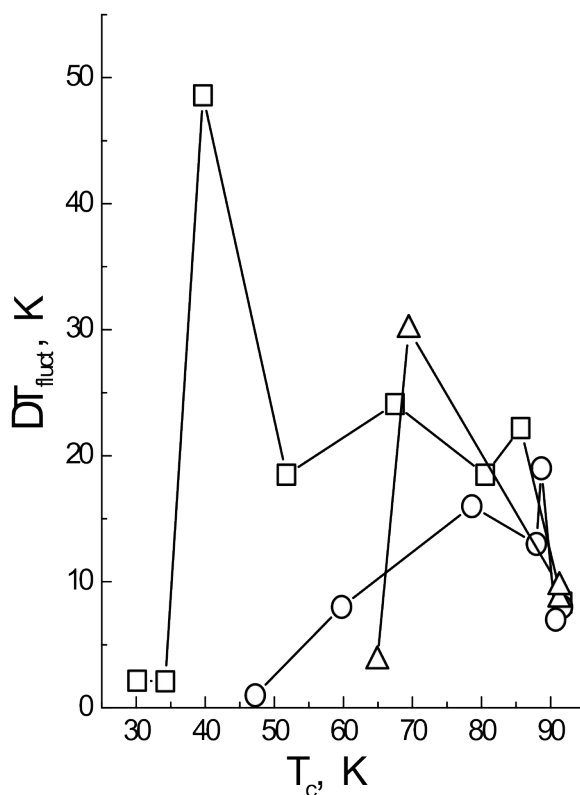


Рис. 1.7. Залежності температурного інтервалу прояви надпровідних флуктуацій, $DT_{fluct} = T^* - T_c$, від температури надпровідного переходу, T_c . Позначення ті ж, що й на рис. 1.2

Іншими словами, якщо надпровідність купратів з високою дефектністю (малі T_c) можна пояснювати подібно до звичайної надпровідності сплавів, то максимальні T_c , зумовлені оптимальним кисневим дефіцитом і мінімальною дефектністю, пов'язані з якимись іншими механізмами, які виникають із звичайних у міру зниження дефектності та оптимізації вмісту кисня.

На рис. 1.6 наведено залежність від T_c поперечної довжини когерентності, $\chi_c(0)$. Видно, що тільки для $\text{Pr}_{1-y}\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, де зменшення T_c викликано збільшенням концентрації празеодима при оптимальному вмісті кисню, $\chi_c(0)$ збільшується в міру зменшення T_c , що характерно для звичайної теорії БКШ. Зменшення $\chi_c(0)$ при $T_c \approx 35$ К пов'язане в цьому випадку зі структурною перебудовою, яка також приводить до появи «напівпровідникового» внеску в опір $\text{Pr}_{1-y}\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [26], що вказує на перехід від режиму, в якому опір визначається довжиною вільного пробігу електронів, до режиму, в якому опір визначається змінами електронної структури.

Для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ і $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$, де зменшення T_c викликано збільшенням кислородного дефіциту, який, у свою чергу, підвищує рухливість кисню, зв'язок між T_c і $\chi_c(0)$ не видно.

Відзначимо, що величини поперечної довжини когерентності, $\chi_c(0)$, отримані з апроксимації (1.2)-(1.3), істотно менші міжшарової відстані ($11,7 \text{ \AA}$ [24]), що свідчить про 3-х вимірний характер надпровідних флуктуацій, як і було передбачено в (1.3).

Таким чином, кореляція $\chi_c(0) \sim T_c^{-1}$ спостерігається тільки для системи $\text{Pr}_{1-y}\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$; для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ і $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ зменшення T_c при збільшенні кисневого дефіциту (збільшення концентрації лабільного кисню) слабо впливає на поведінку поперечної довжини когерентності, принаймі в досліджуваній області концентрації лабільного кисню.

На рис. 1.7 наведена залежність від T_c інтервалу існування надпровідних флуктуацій, $\Delta T_{\text{fluct}} = T^* - T_c$. Відзначимо, що згідно [33] важливим наслідком наявності флуктуаційних куперівських пар вище T_c є зниження одноелектронної густини станів лише на рівні Фермі. У цьому сенсі можна говорити про відкриття флуктуаційної псевдощільни лише на рівні Фермі, починаючи з $T = T^*$. При зменшенні температури до T_c флуктуаційна

псевдощілина перетворюється на звичайну надпровідну щілину. Таким чином, температура T^* , введена в [36], може розглядатися як температура відкриття псевдощілини. З рис. 1.7 видно, що зменшення T_c , викликане зміною концентрації дефектів або зміною складу, приводить зрештою до зникнення флуктуаційної провідності - інтервал її існування прямує до нуля, як і в звичайних надпровідниках. Це корелює з поведінкою константи електрон - фононої взаємодії, (рис. 1.5), яка при низьких T_c близька до такої для перехідних металів. З рис. 1.6 видно також, що найширша сфера існування надпровідних флуктуацій (і, отже, псевдощілинного режиму) відповідає проміжним значенням T_c , а не максимальним.

1.4. Вплив тиску

Ефективний шлях до розуміння механізму провідності у ВТНП-купратах полягає у пошуку кореляції між властивостями нормального стану та надпровідного стану при зміні основних фізичних параметрів, таких як концентрація заряду в результаті заміщення катіону або зміна положення атомів в результаті прикладання тиску [37]. У той же час слід відзначити, що між фізичним та хімічним тиском існують суттєві відмінності, оскільки перший має однаковий вплив на кожен атом, в той час як вплив хімічного тиску на різні атоми може істотно відрізнятися.

Дослідження впливу тиску на сполуки RPr123 [38] та RPr124 [39] виявили подібні особливості еволюції резистивних характеристик. Для малих x , T_c збільшується з тиском і зменшується після проходження широких максимумів при деякому критичному тиску, як показано на рис.1.8; для великих x критична температура швидко спадає до нуля. Швидкості зміни T_c із тиском для Pr123 та Pr124 наведені в таблиці 1 [40,41]. Швидкості для Pr124 вищі, ніж для Pr123; $(dT_c/dP)_{p=0}$ YPr123 змінює знак між $x=0.3$ та 0.4 , що нижче, ніж для YPr124,

який змінює знак при $x > 0.40$. Виходячи з цього, і значення $x_c \approx 0.72$ для YPr124 та $x_c \approx 0.55$ для YPr123, стверджується, що гібридизація (змішування станів) може пояснити цю поведінку. Однак цей механізм не може пояснити наявність максимумів T_c для зразків з $x=0.2$, які виникають при $P=6$ кбар YPr124 і при $P > 16$ кбар YPr123.

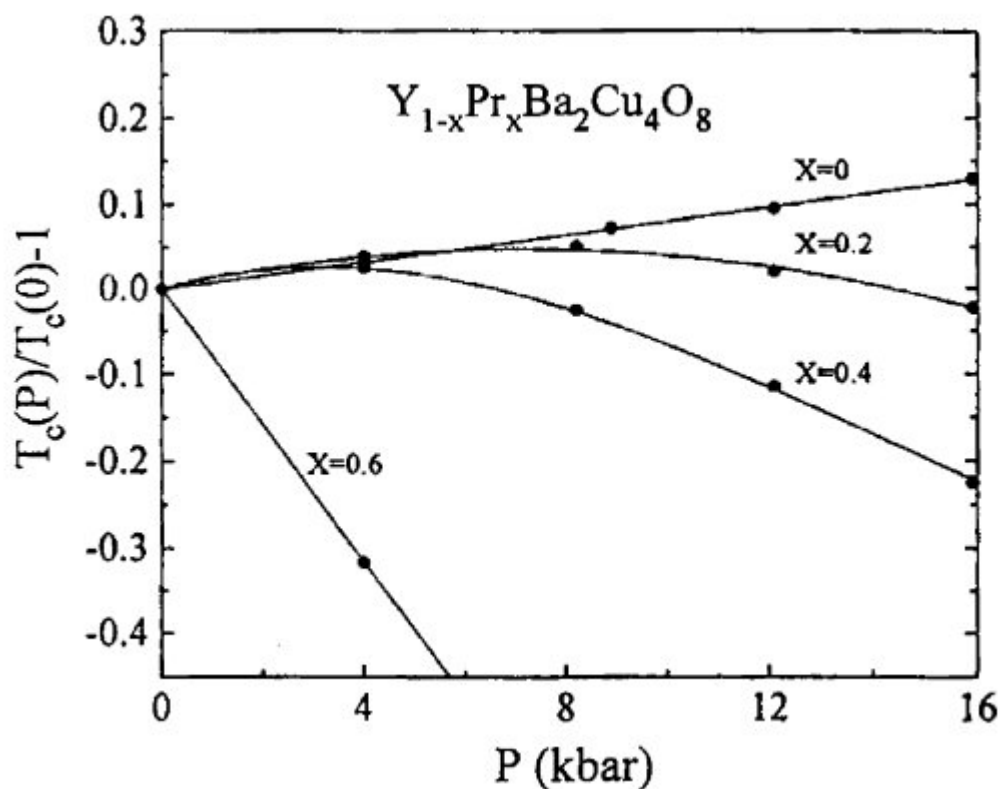


Рис. 1.8. $[T_c(P)/T_c(0)-1]$ як функція гідростатичного тиску (P) між 0 і 16 кбар в системі $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_4O_8$ з $x=0.2, 0.4$ і 0.6 . Значення T_c при атмосферному тиску $T_c(0)$ і початковій швидкості зміни T_c з тиском для кожного значення x перераховані на рисунку. Лінії, проведені через дані, є орієнтуючими. (Weng et al. [39]).

Таблиця 1.1 T_c і dT_c/dP для різних концентрацій x легування Pr [40,41].

Table 1
 T_c and dT_c/dP for different Pr doping concentrations x

x	Pr123 [93]		Pr124 [94]	
	T_c	dT_c/dP	T_c	dT_c/dP
0.0	92.4	0.07	77	0.63
0.1	85.5	0.18		
0.2	79.6	0.30	66	0.65
0.3	56.0	0.32	49	
0.4	48.5	-0.21	49	0.25
0.5	28.9	-0.68		
0.6			32	-2.53

Автори [39] пов'язали аномалії на кривій $\chi_{ac}(T)$ з AFM-упорядкуванням подрешітки Pr і виявили, що температура AFM-упорядкування T_N (~17 K) і dT_N/dP (~1 K/kbar) практично ідентичні в YPr124 і YPr123 [42], що не може виправдати заявлену раніше гібридизацію в YPr124 ($\chi_{cr} = 0.72$) у порівнянні з YPr123 ($x_c=0.55$). В той же час Кім та ін [43] вказують, що якщо гібридизація відбувається у площинах CuO_2 , вона може знизити T_c та підвищити T_N у збагаченому Pr зразку. У цьому випадку важко пояснити зниження T_N , що спостерігається, з тиском. Таким чином кореляція між T_c і T_N та застосовність сценарію гібридизації залишаються спірними.

1.5. Пінінг вихрової ґратки на дефектах та власний пінінг у сполуці $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Оскільки вакансії кисню локалізовані в струмонесучих площинах CuO , розмір одиночного дефекту малий, а густина цих дефектів сягає 10^{20} см^{-2} при дефіциті кисню $\delta=0.03$, вони розглядаються як основне джерело корового пінінгу. Одночастинковий пінінг на кисневих вакансіях оцінюється як $8 \cdot 10^{-13} \text{ Н}$ [3]. 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 [3,4]. Автори обох робіт відзначають позитивну роль дефіциту кисню при $\delta < 0.05$.

Пінінг 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Густина дислокацій у текстурованих зразках може бути збільшена шляхом гарячої деформації, що призводить до збільшення критичного струму в півтора рази при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ і в два рази при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{ab}$ -площині [6].

Пінінг 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 пінінгу на дислокаціях порівняно з пінінгом на ДГ.

Лінійні дефекти у ВТНП матеріалах можуть бути штучно створені при опроміненні важкими частинками високих енергій. Ефективність пінінгу на таких дефектах підтверджується численними експериментальними даними [10,14]. Наприклад, у праці [10] спостерігали збільшення J_c після опромінення іонами свинцю в 30 разів при $T = 87 \text{ K}$ у магнітному полі 0.05 Тл . Зазначимо, що пінінг на лінійних дефектах найбільш ефективний при орієнтації поля паралельно трекам, утвореним у процесі опромінення.

Власний (intrinsic) пінінг 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 \mathbf{c} , що зумовлює присутність цього типу пінінгу в цьому надпровіднику. Наявність intrinsic пінінгу в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ підтверджено численними експериментальними дослідженнями.

Покладаючи, що власний пінінг при розорієнтації поля суттєво більший, ніж пінінг на дефектах, модель фрагментованої структури вихорових ниток [46] передбачає кутову залежність критичного струму вигляду $J_c(H, \varphi) = J_{c1} \cdot \cos(\varphi) + J_{c2}$. Врахування пінінгу на інших дефектах (наприклад, на точкових [46]) дало можливість отримати залежність вигляду $J_c(H, \varphi) = J_{c_intrinsic} + J_{c_defects}$, де J_{c1} – критичний струм, що визначається власним пінінгом, а J_{c2} – критичний струм, що визначається дефектами структури. Експериментальне підтвердження наведених залежностей отримано в праці [47].

Непрямий пінінг у надпровідниках може спостерігатися при слабкому пінінгу ВГ матрицею та наявності потужних центрів пінінгу, віддалених на відстань $d > a_0$. При впорядкованому розподілі потужних центрів пінінгу критичний струм визначається зсувною деформацією ВГ у вигляді $J_c(B) = J_{c0} \cdot (1 - T/T_c) \cdot (1 - B/B_{c2})$, де $b = B/B_{c2}$, а в монокристалах $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ — при розорієнтації векторів $H \parallel c$ та ДГ [45] сильними центрами пінінгу в цьому експерименті слугували границі двійників.

Пінінг на ДГ експериментально виявлено при резистивних [45] та магнітних [48] 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 пінінг потоку в області високих температур та на ослаблення їхнього впливу в області низьких температур. Проте пінінг на ДГ проявляється і при температурі рідкого гелію, про що свідчить підвищена густина вихорів поблизу ДГ, що спостерігається в експериментах з декорування вихорового потоку [49].

1.6. Динаміка магнітного потоку

Якщо сила Лоренца, що діє на вихрову ґратку (ВГ), $FL=JB$, перевищує силу пінінгу $F_p=J_cB$, яка визначається величиною J_c , то спостерігається в'язка течія магнітного потоку. Опір в'язкій течії потоку, r_{fl} , в рамках моделі Бардіна-Стефена визначається виразом [50]:

$$r_{BS} = r_N B / B_{c2}, \quad (1.5)$$

де r_N – опір у нормальному стані. ВАХ (вольт-амперні характеристики) у цьому випадку лінійні, і, як показали експериментальні дослідження [51], r_{fl} ; r_{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 ВАХ і часова релаксація намагніченості, визначаються струмовою залежністю потенціалу пінінгу $U(J)$. Нижче подано короткий огляд існуючих моделей, які визначають вигляд залежностей $U(J)$, та експериментальних досліджень динаміки магнітного потоку.

1.6.1. Класичний крип.

Теоретично термоактивований крип вихрової ґратки (ВГ) у рамках феноменологічного опису розглянуто Андерсоном і Кімом у праці [52]. У рамках теорії Андерсона-Кіма (АК) отримана наступна залежність електричної напруги від густини транспортного струму:

$$E = 2NBa\omega \exp(-U_0 / kT) \sinh(U_0 J / J_c kT) \quad (1.6)$$

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 пінінгу виду:

$$U = U_0(1 - J / J_c), \quad (1.7)$$

де $U_0 = U_0(H, T)$.

У рамках моделі критичного стану для термоактивованого руху потоку отримано рівняння [53]:

$$d(M - M_{eq}) / dt = (Bwa / 2pr) \exp(U_0 / kT), \quad (1.8)$$

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:

$$M(t) = M_{eq} [1 - (T / U) \ln(t / t_0)], \quad (1.9)$$

де $t_0 = 2prM_{eq} / Bwa$.

Рівняння (1.7) і (1.9) дозволяють визначити величину ефективного потенціалу пінінгу з вимірювань ВАХ та релаксації намагніченості. Необхідно зазначити, що ці рівняння не враховують ефектів колективного пінінгу і теплових флуктуацій ВР, а також впливу хаотичного потенціалу, що породжується дефектністю кристалічної структури, які можуть суттєво змінити струмову залежність потенціалу пінінгу, а отже, і динаміку магнітного потоку.

1.6.2. Теорія колективного пінінгу та модель вихорового скла.

Невпорядкований розподіл дефектів породжує хаотичний потенціал пінінгу, що приводить до порушення дальнього порядку ВР і розбиття її на домени [54]. Поперечний R_c і поздовжній R_L (відносно напрямку вектора H) розміри доменів визначаються виразами:

$$L_c; c_{44}^{1/2} (c_{66}^{3/2} x^2 / W) \text{ і } R_L; R_c (c_{44} / c_{66})^{1/2}, \text{ де } c_{44} \text{ модуль вигину, а } W -$$

середньоквадратичне значення сили, породжуваної дефектами, об'єм домену

$V_c = R_c^2 L_c$ – об'єм домену, а $J_c; c_{66} x / R_c^2 B$ [55] – критичний струм. У слабких магнітних полях [56] $c_{11}; c_{44}; c_{66}; c$ і потенціал пінінгу $U_0; c^3 x^4 / W$. Тут c_{11} – модуль стиснення ВР.

У великих магнітних полях, $H \gg H_{c1}$ [57], і розмір домену в напрямку захоплення визначається виразом: $R_c; R_c (c_{11} / c_{66})^{1/2}$. У цьому випадку ефективний потенціал пінінгу 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 переміщуватись 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 пінінгу виду:

$$U = (U_0 / m)(J_c / J^m - 1), \quad (1.10)$$

де величина показника степеня μ по мірі 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 пінінгу, ґрунтується на уявленні про порушення дальнього порядку ВР хаотичним потенціалом пінінгу. У рамках цієї теорії рух вихрових ниток розглядається як процес активації вихрових петель [55,57].

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

та моделі ВС, ймовірно, зумовлений тим, що обидві теорії описують однакові фізичні явища [58].

Нелінійна струмова залежність U , що визначається рівнянням (1.10), приводить до зміни вигляду ВАХ та часової релаксації намагніченості [59]:

$$E @ E_0 \exp[-(U_0 / m)(1 - J_c / J)^m], \quad (1.11)$$

і

$$M(t) = - M_{eq} [1 + (m k T / U_0) \ln(t / t_0)]^{-1/m}, \quad (1.12)$$

де E_0 – феноменологічний параметр.

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

1.7.1. Термодинамічні властивості.

Сила термічних флуктуацій характеризується числом Гінзбурга [60]:

$$G_i = [T_c / H_{c2}^2(0) e]^2 / 2, \quad (1.13)$$

Тут $e = (m / M)^{1/2}$ – 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 [61,62]:

$$B_m(T); (5,6 c_L / G_i) H_{c2}(0) (1 - T / T_c), \quad (1.14)$$

а лінія термічного депінінгу дається співвідношенням [63,64]:

$$B_{dp}(T) \gg 8G_i H_{c2}(0)(T/T_c)^2 \quad (1.15)$$

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 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ $G_i \approx 10^{-2}$. Тому термічні флуктуації в цих матеріалах відіграють важливе значення у визначенні термодинамічних та динамічних властивостей ВР.

Плавління вихорової ґратки в разі фазового переходу першого роду супроводжується руйнуванням дальнього порядку. При фазовому переході другого роду [65] відбувається зміна функціональної залежності просторового корелятора. Порушення координаційного порядку не виключає можливості збереження орієнтаційного порядку, що приводить до утворення фази типу рідкого кристала [66].

Можливість плавління вихорової ґратки експериментально показана в численних роботах [67]. При резистивних дослідженнях цей фазовий перехід проявляється у вигляді температурного та польового гістерезису електроопору, що свідчить про фазовий перехід першого роду. Експериментально отримані лінії плавління вихорової ґратки в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при орієнтаціях поля $H \parallel c$ визначаються виразами [68]:

$$B_{mP}(T) \approx 0.3(1 - T/T_c)^{1.41}, \quad (1.16)$$

і

$$B_{m^*} \approx 842(1 - T/T_c)^{1.37}, \quad (1.17)$$

відповідно. Отримані показники ступеня, $n=1.41$ та $n=1.37$, менші за величину $n=2$ у рівнянні (1.15). Це зумовлено тим, що в міру збільшення магнітного поля $n \rightarrow 1$, і така тенденція спостерігалася в роботі [17].

1.7.2. Динаміка вихорової рідини.

Теоретично динаміка вихорової рідини (ВР) досліджена в працях [67-69]. У роботі [65] зазначається, що за відсутності колективних ефектів в'язкість вихорової рідини $\hbar : t_L ; \omega_{ph}^{-1} = (10^{-12} - 10^{-9})$ с мала (тут t_L та ω_{ph} - час релаксації вихорової рідини та фононна частота відповідно), а також при великих часах пінінгу τ_{min} ВР не закріплена, тобто: $J_c = 0$. Експоненційно великі часи розмиття неоднорідної структури у ВР $t_{pl} ; \omega_{ph}^{-1} \exp(U_{pl}/T)$ 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 вихорових ниток. У цьому випадку: $t_{pin} \gg t_{pl}$, усереднення за інтервалом τ_{pin} дає ненульовий результат, і $J_c \neq 0$. Для вихорової рідини зі слабким пінінгом передбачається ВАХ (вольт-амперна характеристика) виду [70]:

$$E = r_{pl} J [1 - (J / J_c)^2]. \quad (1.18)$$

У цьому випадку [71] можливе різке збільшення в'язкості вихорової рідини за наявності рідко розташованих сильних центрів пінінгу, таких як границі двійників. Умова пінінгу визначається співвідношенням: $d_0 \ll \delta$, де $d = (\hbar / g)^{1/2}$, а γ – коефіцієнт тертя, зумовлений пінінгом. В одновихоровому режимі: $d_0 / d ; 10^3$, однак переплутування вихорових ниток приводить до збільшення η у 10^6 разів, що приводить до співвідношення: $d_0 / d ; 1$. Це дозволило авторам [72] тлумачити перегин на залежності $R(T)$, що спостерігався в праці [72], як прояв пінінгу на ДГ при збільшенні в'язкості.

Відмінність у підходах до опису динаміки ВР в працях [73] і [74] полягає в тому, що автори праці [75] припускали наявність слабого пінінгу на дрібномасштабних дефектах за відсутності великомасштабних центрів пінінгу, а в праці [76] припускалася присутність лише великомасштабних, далеко віддалених один від одного центрів пінінгу. Тому в реальних здвійникованих кристалах можливий прояв обох механізмів пінінгу.

1.7.3. Динаміка вихрової ґратки в теорії колективного пінінгу.

Термічний депінінг зумовлений згладжуванням випадкового потенціалу тепловими коливаннями вихрових ниток, що приводить до збільшення радіуса пінінгу $r_p; \chi \propto (\chi^2 + u_{ph}^2)^{1/2}$, де u_{ph} – квадратична амплітуда теплових коливань. При температурі депінінгу:

$$T_{dp} = 2\pi e_0 \chi^2 (B / F_0)^{1/2}, \quad (1.19)$$

при $\chi; u$ пінінг на точкових дефектах різко падає, що приводить до зміни залежностей $U(T, H)$ і $J_c(T, H)$ [77, 78].

На рис. 1.9 показана феноменологічна фазова діаграма, що визначає різні режими пінінгу та область їхньої реалізації на В-Т площині у ВТНП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при орієнтації поля $H||c$ [79]. Режим одновихрового пінінгу в області слабких полів та низьких температур обмежений полем B_{sb} , при перевищенні якого реалізується крип малих вихрових зв'язок, та температурою депінінгу системи невзаємодіючих вихорів. У межах цієї області всі характеристики не залежать від величини магнітного поля. В області пінінгу малих вихрових зв'язок, обмеженій полем B_{1b} та температурою T_{1b} , польові та температурні залежності експоненціальні, що є наслідком дисперсії пружних модулів.

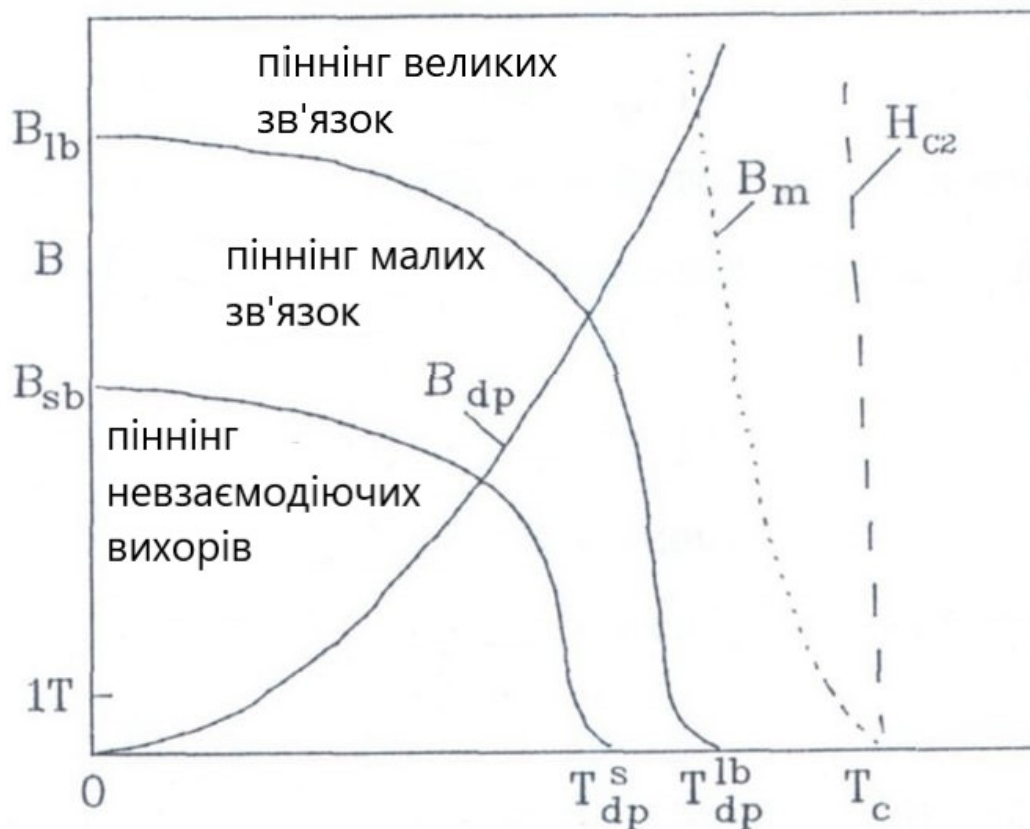


Рис. 1.9. Феноменологічна фазова діаграма, що визначає різні режими піннінгу та область їхньої реалізації на B - T площині ВТНП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при орієнтації поля $H \parallel c$ [79].

до режимів крипу малих $B_{sb}(T)$ і крупних $B_{1b}(T)$ 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 отримана при наступних значеннях параметрів: $B_{st}(T) = 6$ Тл, $B_{1b}(T) = 10$ Тл, $T_{dp}^{sb} = 60$ К та $T_{dp}^{lb} = 70$ 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 [80]:

$$J_c; J_0 (B_{sb} / b_{sb} H_{c0}) (1 + T / T_{dp}^s)^2 \exp[(-3/2)(a + T / T_{dp}^s)^3] \quad (1.20)$$

при $B_{sb} < B < B_{1b}$,

$$J_c \gg J_0 (B_{sb} / b_{sb} H_{c2}) (1 + T / T_{dp})^{1/2} \exp[(-2B / B_{sb})(a + T / T_{dp})^3] \quad (1.21)$$

при $B_{1b} < B$, і

$$J_c; J_0 (B_{sb} / B)^3 [T_{dp} / (1 + T_{dp})]^{1/2} \quad (1.22)$$

Тут $J_0; cF_0 / (200l^2 \chi)$ критичний струм розпарювання, температура депінінгу в режимі не взаємодіючих вихорів дається рівнянням:

$$T_{dp}^s = T_c [(1 - T / T_c)(J_c / J_0) / G_i]^{1/2}, \quad (1.23)$$

величина B_{sb} визначається співвідношенням:

$$B_{sb}(T) = b_{sb} (j_{sv} / J_0) H_{c2} (1 + T / T_{dp}^s)^2 \exp[(-2c)(a + T / T_{dp}^s)^3] \quad (1.24)$$

Зазначимо, що через сильну анізотропію кристалічної структури ВТНП, надпровідні характеристики також суттєво анізотропні. У цьому випадку при орієнтації поля $H \parallel c$ відповідні рівняння для ефективного потенціалу пінінгу та критичного струму множаться на множник $K=K(\varepsilon)$, а в полях, нахилених відносно осі c , на множник $K = K(\varepsilon^2 \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi)$, где θ – кут між вектором H та аб-площиною. Конкретний вигляд функції $K=K(\varepsilon, \theta)$ залежить від роду величини визначеної у [81].

1.7.4. Експериментальні дослідження динаміки магнітного потоку в монокристалах та орієнтованих текстурах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Резистивні дослідження динаміки магнітного потоку в монокристалах [82-84] та текстурованих зразках [85] при високих значеннях густини

транспортних струмів показали, що при орієнтації поля $H \parallel c$ початкові ділянки ВАХ, що відповідають режиму термоактивованого крипу, задовільно описуються рівнянням (1.6), яке передбачається теорією АК. Отримані з експерименту значення ефективного потенціалу пінінгу в магнітному полі 1.5 Тл при температурі $T = 80$ К склали $U_0 = 2000$ 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 пінінгу майже не залежить від величини магнітного поля [85].

У праці [86] було продемонстровано можливість реалізації непрямого механізму пінінгу в монокристалах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при високих температурах для орієнтації векторів $H \parallel c$ та $J \perp ДГ$. Найкраще узгодження між експериментальними даними та виразом (1.4) було отримане при $d = 30$. Ефективними центрами пінінгу служили ДГ. Зазначимо, що ефективна ширина каналу, вздовж якого здійснювалася деформація зсувом: $d = d_0 (R_{pl} / R_l)$ (тут d_0 – відстань між R_{pl} – опір пластичній деформації ВР, R_l опір в'язкій течії потоку при $J > J_c$) з пониженням температури зменшувався. Як зазначалося в попередньому розділі, модуляція густини двійників приводить до модуляції сили пінінгу ВР на точкових дефектах, яка зменшується в міру збільшення відстані від ДГ [86]. По мірі пониження температури пінінг на точкових дефектах зростає згідно зі співвідношеннями (1.14) та (1.15), а непрямий пінінг як λ^{-2} , тобто, суттєво повільніше порівняно з пінінгом на дефектах. Конкуренція між цими механізмами пінінгу і приводить до зменшення ширини каналів легкого ковзання [86].

Наявність каналів легкого ковзання між ДГ також підтверджується результатами магнітних вимірювань критичного струму. При орієнтації поля $H \parallel c$ автори праці [87] 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 [88].

Як уже зазначалося вище, логарифмічне затухання намагніченості передбачається моделлю Андерсона-Кіма (АК), що припускає лінійну струмову залежність потенціалу пінінгу вигляду (1.2). Лінійна струмова залежність U_0 визначалася також в експериментах з вимірювання релаксації наведених струмів у надпровідному кільці, виготовленому з текстурованої кераміки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [89].

У праці [90] 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 пінінгу $U(J)$, передбаченою моделлю вихорового скла та теорією колективного пінінгу. 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 праці [89] зробити висновок, що при високих густинах струму реалізується крип, передбачений моделлю АК, а в міру зменшення густини струму реалізується крип, передбачений теорією колективного пінінгу та моделлю вихорового 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 пінінгу припускається відсутність зростання нерелаксованого критичного струму при збільшенні магнітного поля; спостережуване збільшення значень наведених струмів пояснюється зростанням ефективного потенціалу пінінгу i , як наслідок, зменшенням швидкості релаксації наведених струмів [79].

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 [80].

3. Зростання критичного струму пояснюється пригніченням параметра порядку сторонньої фази, що на початковому етапі приводить до збільшення пінінгу. Подальше зменшення критичного струму приписується пригніченню надпровідних характеристик надпровідника.

4. Немонотонна польова залежність критичного струму також очікується при упорядкованому просторовому розподілі центрів пінінгу. У цьому випадку максимум критичного струму очікується в магнітних полях, при яких період вихрової ґратки збігається з відстанню між центрами пінінгу [81].

1.8 Висновки. Постановка завдання досліджень

Таким чином, аналіз літературних даних показує, що:

- Температурні залежності опору в площині шарів вище за T_c різних ВТНП системи 1-2-3 можуть бути описані розсіюванням носіїв заряду на фононах і дефектах, разом з врахуванням впливу флуктуаційної провідності.

- Параметри фононного розсіювання – насамперед Residual resistivity ratio та температура Дебая – мають величини, характерні для металевих сплавів складного складу.
- Використання формули МакМіллана показує, що при високій дефектності (малих T_c) надпровідність досліджених купратів подібна до звичайної надпровідності сплавів. Про це свідчить і поведінка залежно від T_c ширини області існування надпровідних флуктуацій, яка різко зменшується при малих T_c .
- При оптимальному кисневому дефіциті та мінімальній дефектності (максимальні T_c) надпровідність досліджених купратів пов'язана, ймовірно, з якимись іншими механізмами.
- Збільшення кисневого дефіциту (збільшення концентрації лабільного кисню) слабо впливає на $\chi_c(0)$, проте введення празеодима замість ітрію приводить до кореляції $\chi_c(0) \sim T_c^{-1}$, що також подібно до поведінки поперечної довжини когерентності в класичному надпровідному сплаві.
- Дані про вплив легування кристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ металевими елементами на електроопір суперечливі, що, ймовірно, пов'язано з неоднорідністю досліджених об'єктів, а експериментальні дослідження впливу ДГ на електроопір відсутні.
- Проблема пінінгу та динаміки вихорів у монокристалах ВТНП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ актуальна і потребує додаткових досліджень на об'єктах, що містять контрольовані дефекти.
- Збільшення критичного струму та ефективного потенціалу пінінгу 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 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з малим дефіцитом кисню.

Ці питання були розглянуті для встановлення фізичних закономірностей процесів перенесення та розсіювання нормальних і флуктуаційних носіїв заряду, а також пінінгу та динаміки магнітного потоку в монокристалічних зразках сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ на основі системи 1-2-3 з різними допуючими елементами, що є метою даної дисертаційної роботи.

РОЗДІЛ 2

ОБ'ЄКТИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ

Пінінг 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, пінінг 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 пінінгу 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) велике значення мають такі 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 заміщаючими елементами. У цьому підрозділі наведено результати структурних досліджень отриманих зразків та метод вирощування керамічних зразків системи 1-2-3.

Пінінг та динаміку магнітного потоку досліджували магнітним і транспортним методом на постійному струмі. Використання 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. Вирощування ВТНП-монокристалів системи 1-2-3 та виготовлення зразків для резистивних досліджень

2.1.1. Методика вирощування бездомішкових монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Розпад сполуки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ за перитектичною реакцією в інтервалі температур 1020-1040°C [91] унеможливує вирощування кристалів такими традиційними методами, як метод Вернейля або Чохральського. Наразі найпоширенішим способом вирощування монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ є розчин-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 $CuO-BaCuO_2$, $CuO - YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ та $BaCuO_2 - YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ є подвійними евтектиками, а сполуки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, CuO та $BaCuO_2$ утворюють потрійну евтектику при атомному співвідношенні елементів $Y:Ba:Cu=0.7:25:73$ [92]. Тому, при використанні складів, зміщених в область, збагачену ітрієм, спочатку кристалізується фаза $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, що дозволяє вирощувати монокристали розміром до 5 мм × 5 мм у ab-площині та розміром до 0.2 мм у напрямку осі c [93]. По-друге, використання сполук CuO та $BaCuO_2$ як розчину-розплаву виключає забруднення кристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ хімічними елементами, що входять до складу розчину-розплаву, оскільки всі хімічні елементи розчину-розплаву входять до складу вирощуваних кристалів. При вирощуванні кристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 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 [94]. Це, ймовірно, пов'язано з тим, що часткова заміна атомів Cu в площинах CuO_2 на Au приводить до невеликого збільшення критичної температури [95] і практично не змінює інших надпровідних характеристик. Необхідно відзначити, 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 приводить до руйнування тиглів. Температура кристалізації потрійної 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ розчин-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 [96].

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 С 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°C. Розплав витримували при цій температурі протягом двох годин, а потім знижували температуру зі швидкістю 2°C/годину до температури 870°C. При цьому градієнт температур вздовж тигля становив близько 3°C/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 стехіометричного, $\delta < 0.1$, проводили їхній відпал у потоці кисню при температурі 420°C протягом трьох діб.

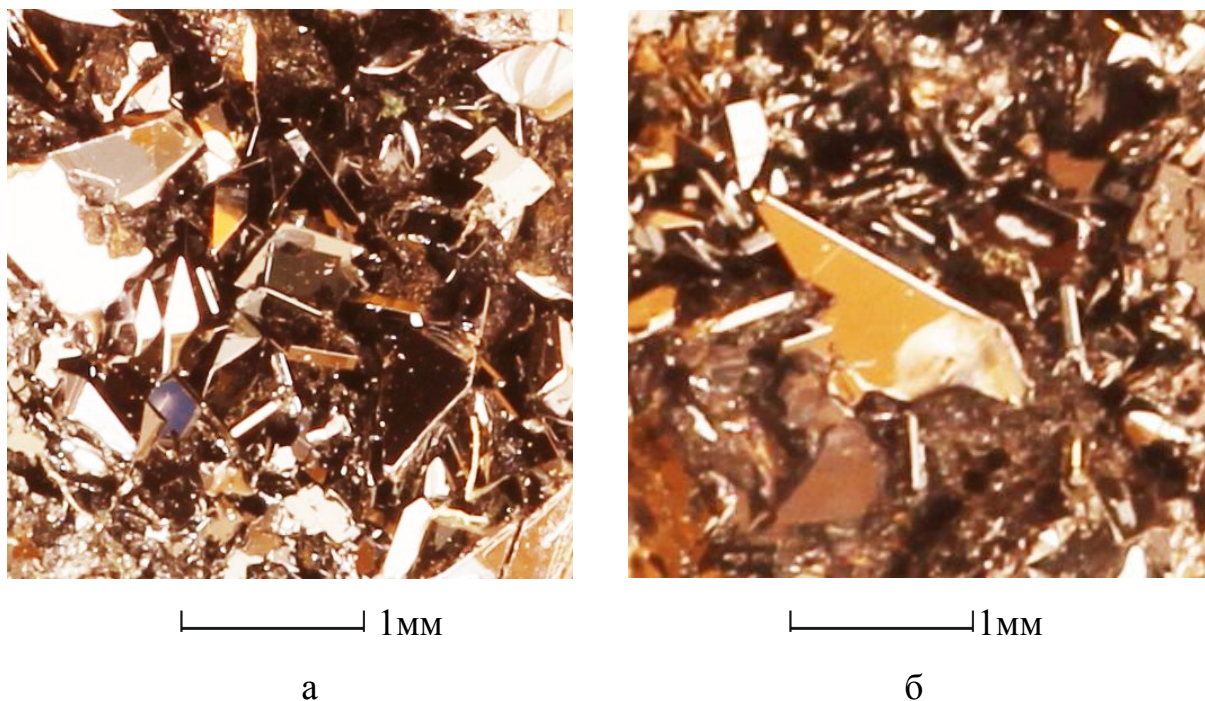


Рис. 2.1 Характерний вигляд кристалів, вирощених при поступовому охолодженні ростового розчин – розплаву.

Після насичення киснем кристали мали орторомбічну кристалічну структуру з параметрами ґратки $a=0.3833$ нм, $b=0.3898$ нм та $c=1.17$ нм [97]. Необхідно зазначити, що в процесі тетра-орто переходу відбувається утворення двійників [97], 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 420–650°C протягом двох-трьох діб. Вміст кисню δ визначали за часом і температурою відпалу в потоці кисню, згідно з відповідними градууювальними таблицями, наведеними в [98]. 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, [97]).

Для отримання бездвійникового зразка кристал роздвійниковували в спеціальній комірці при температурі 420°C і тиску 30–40 ГПа, згідно з методикою, запропонованою в [99]. 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 Бреґга на відбиття, а рефлекси (200) і (020) — в геометрії Лауе на провіт. Блочність кристалів визначали з кривих хитання для відбиттів від площин (006).

Зразки для електронної мікроскопії препарували з монокристалів, що пройшли рентгендифрактометричні дослідження. Витонення кристалів проводили у вакуумі іонним травлінням 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 проводили з використанням електронного мікроскопа 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 напруження, 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 протяглими двовимірними дефектами, можуть слугувати ефективними стоками для дефектів нижчої розмірності і, зокрема, для кисневих вакансій. Це зумовлено тим, що механічні напруження, 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 співвимірна з довжиною когерентності, що приводить до ефективної взаємодії кернів абрикосівських вихорів з цими дефектами. Двійники можуть бути видалені з монокристалів за допомогою прикладання одновісного 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 одновісне 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 дало можливість створювати більш рівномірний розподіл навантаження по перерізу зразка.

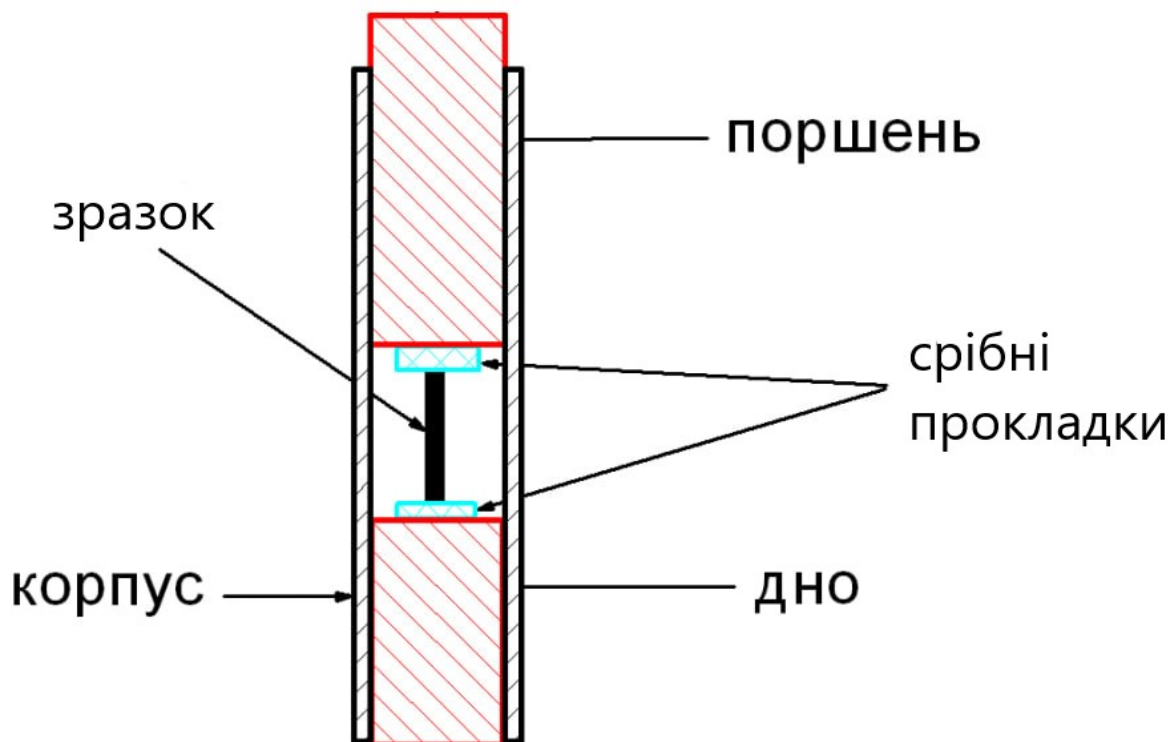


Рис. 2.3 Схема комірки для роздвійнювання кристалів.

Роздвійнювання 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

Пінінг 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 дає можливість проводити дослідження в широкому інтервалі температур та отримувати інформацію про вимірюваний "критичний" струм J_m в області термічно активованого крипу, 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 дає можливості досліджувати рух вихорів при великих густинах струму i , відповідно, визначати величину істинного критичного струму (струму депінінгу), а також досліджувати в'язке протікання вихорів при струмах $J > J_c$. По-друге, магнітний метод не дає можливості досліджувати анізотропію критичних параметрів у присутності двовимірних дефектів. Це пов'язано з тим, що при магнітних дослідженнях завжди є складові сили Лоренця, 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 приводити до появи різних дефектів вихрової ґратки. Тому цей метод принципово не дозволяє досліджувати пінінг та динаміку впорядкованої вихрової фази – вихрового кристала. По-четверте, інтерпретація експериментальних результатів, отриманих у полях, похилих 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 Лоренця, 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. Установа для проведення резистивних вимірювань із змінною орієнтацією магнітного поля

Установа складається з електромагніта на поворотній платформі 1, 2, 3, 4; мініатюрного азотного кріостату з «теплим пальцем» 5; вакуумного насоса 2НВР – 5Д 6; комп'ютерного вимірювального комплексу 7; комп'ютера 8. Установа дає можливість проводити вимірювання в магнітних полях до 20 кЕ.

Вимірювання опору проводили на постійному струмі 1 мА при двох напрямках струму. Температуру вимірювали з використанням платиного термометра опору. Напругу на зразку і на зразковому опорі вимірювали з використанням 24 – розрядного АЦП комп'ютерного вимірювального комплексу.

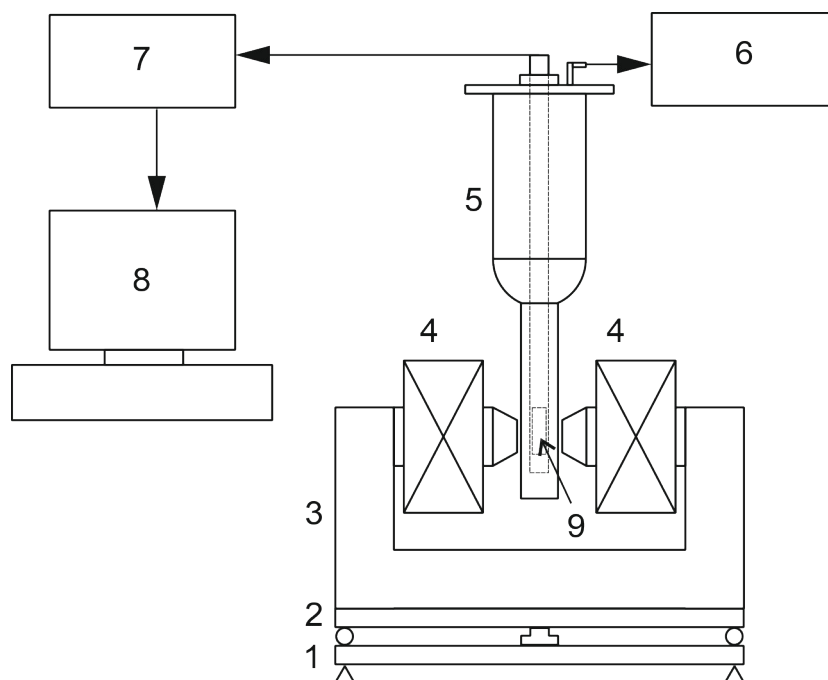


Рис. 2.4. Схематичне зображення експериментальної установки для вимірювання температурних залежностей електроопору в інтервалі температур 77 – 300 К. та резистивних вимірювань із змінною орієнтацією магнітного поля. 1 – нерухома основа. 2 – поворотна платформа. 3 – магнітопровід електромагніта. 4 – котушки електромагніта. 5 – Криостат з «теплим пальцем». 6 – вакуумний насос. 7 – комп'ютерний вимірювальний комплекс. 8 – комп'ютер. 9 – змінний модуль для кріплення зразка

Вимірювання проводили в режимі дрейфу температури або в режимі стабілізації температури. Дрейф температури становив близько 0.1 К/хв при вимірюваннях поблизу T_c , і близько 5К/хв при $T > T_c$.

Установка забезпечує проведення резистивних вимірювань із змінною орієнтацією магнітного поля. Орієнтацію магнітного поля контролювали з використанням датчика кута повороту, що забезпечує точність до 3' (кутових хвилин).

Азотний криостат був спеціально сконструйований для проведення вимірювань з використанням електромагніта. Діаметр низькотемпературної

частини кріостата, розташованої між полюсами електромагніту, становив 20 мм, що дало можливість проводити вимірювання опору в магнітних полях до 2 Тл. Електромагніт закріплений на поворотній платформі міг обертатися навколо власної осі на 360° . Спеціально сконструйована вставка дає можливість обертати зразок навколо осі перпендикулярної площині рисунка на кут $\pm 10^\circ$. Така конструкція дає можливість змінювати орієнтацію зовнішнього магнітного поля в двох взаємно перпендикулярних площинах і отримати необхідну орієнтацію вектора поля \vec{H} відносно кристалографічних осей кристала. Точність установки вектора \vec{H} була не гірше 0.1° .

Нижня частина кріостату виготовлена з двох співвісних тонкостінних трубок із нержавіючої сталі, простір між якими вакуумовано. «Теплий» палець також виготовлений з двох тонкостінних трубок із нержавіючої сталі. Він слугує для термоізоляції об'єму, де розташований зразок, від резервуара з рідким азотом. Було передбачено можливість відкачування пари азоту в кріостаті. Така конструкція дає можливість проводити вимірювання в інтервалі температур 65 – 300 К. Електромагніт живився від джерела постійного струму, максимальна вихідна напруга якого становила 70 В, а струм – 20 А.

Система регулювання температури зразка складається з «теплого» пальця, термометра, нагрівача, комп'ютерного вимірювального комплексу, і силового модуля. Термометр (датчик температури) – платиновий термометр – підключено до інструментального підсилювача з нульовим температурним дрейфом. Підсилений сигнал подавався на вхід 24 – розрядного АЦП комп'ютерного вимірювального комплексу. Посилений диференційний сигнал термометра подавався на підсилювач потужності, вихідний сигнал якого використовували як джерело живлення нагрівача. Така схема забезпечує необхідну стабільність температури зразка під час проведення вимірювань.

2.2.2. Камера високого тиску.

Конструкція описуваної нижче камери високого тиску ("бомби") була запропонована Е.С. Іцкевичем [100]. Схематичне зображення камери представлено на рис. 2.5. Її основні розміри: діаметр робочого каналу 8.4 мм, зовнішній діаметр 29.8 мм, загальна довжина 160 мм.

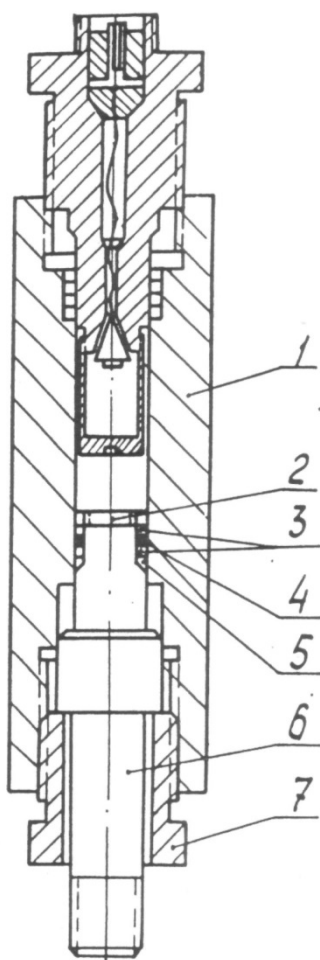


Рис. 2.5. Схема конструкції камери високого тиску.

Для створення тиску камера закріплюється в лещатах, загвинчуванням гайки зусилля передається на комперуючий 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.

У цій камері створювався тиск при кімнатній температурі до 15 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 дає можливість отримати досить однорідні тиски.

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

Градування манганінового манометра було здійснено згідно з методикою, запропонованою в [100], 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, дає можливість 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 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 струму до 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 пінінгу вихорових ниток.

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

РОЗДІЛ 3

АНИЗОТРОПІЯ ПРОВІДНОСТІ І ПЕРЕХІД МЕТАЛ-ІЗОЛЯТОР МОНОКРИСТАЛІВ $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ З РІЗНИМ ВМІСТОМ ПРАЗЕОДИМУ

Як відомо, спільною особливістю високотемпературних надпровідних сполук є яскраво виражена шарувата структура, яка веде до суттєвої анізотропії цілого ряду фізичних властивостей, зокрема, електропровідності [101, 102, 103]. Так, наприклад, для сполуки виду $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ існує принципова відмінність у поведінці температурних залежностей електроопору, виміряного в напрямку базисної ab -площини $\rho_{ab}(T)$ і вздовж осі c $\rho_c(T)$. У той час як навіть мале відхилення від стехіометрії за киснем призводить до переходу від квазіметалевої до напівпровідникової поведінки кривих $\rho_c(T)$, на залежностях $\rho_{ab}(T)$ навіть при значному дефіциті кисню $\delta > 0.5$, в області відносно високих температур зберігається досить широка лінійна ділянка, що свідчить про стабільність інтенсивності розсіювання нормальних носіїв [104]. Якісно подібна поведінка спостерігається в цій сполуці і при допуванні празеодимом [105, 106], про що більш докладно буде сказано нижче. Незважаючи на значну кількість праць, присвячених вивченню поздовжнього і поперечного транспорту в системі 1-2-3, багато аспектів цього питання залишаються досі остаточно нез'ясованими.

3.1. Некогерентний транспорт в системі 1-2-3

У поперечному до CuO -шарів напрямку в зразках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ навіть при оптимальному рівні допування киснем опір може зростати при зниженні температури [103], а в міру зменшення концентрації кисню залежність $\rho_c(T)$ стає все більш різкою і характеризується негативною похідною у всьому інтервалі температур від кімнатної до T_c . Спочатку таку поведінку пояснювали

недосконалістю досліджуваних кристалів, а саме, впливом напівпровідникових прошарків, або урахуванням безладу та ефектів локалізації для руху поперек CuO-площин [107]. Пізніше було запропоновано декілька теоретичних моделей, що пояснюють таку поведінку в ідеальних кристалах. Так, наприклад, RVB-теорія [107] передбачає температурну залежність, в якій крім лінійного по температурі члена є також член, пропорційний $1/T$. Значно більш сильне – експоненціальне зростання передбачає теорія Александрова і Мотта [108, 109]. У рамках цієї теорії поперечна провідність здійснюється за допомогою поляронів, концентрація яких експоненціально падає при зниженні температури за рахунок зв'язування поляронів у біполярони. При цьому анізотропія електроопору описується співвідношенням виду:

$$\frac{\rho_c}{\rho_{ab}(T)} = 2Az^{1/2} \exp \frac{\Delta}{2T}, \quad (3.1)$$

де A – деяка константа, рівна відношенню диференціальних поляронної та біполяронної провідностей, яка не залежить від ступеня допування зразка; $y = 2\rho n_b(T) / Tm_{ab}^{**}$ – хімпотенціал, що залежить від ступеня допування сполуки, розрахований з урахуванням Андерсонівської локалізації біполяронів у хаотичному потенціалі [110]; $n_b(T)$ – густина біполяронів; а m_{ab}^{**} – їхня ефективна маса.

У праці Абрикосова [111] був запропонований інший механізм перенесення носіїв уздовж осі c – процес резонансного тунелювання електронів між CuO-площинами через локалізовані стани в ланцюжках CuO. Як впливає з розрахунку [111], температурна залежність анізотропії електроопору для цього процесу повинна описуватися формулою:

$$\frac{\rho_c}{\rho_{ab}(T)} = \frac{1}{\eta} \left(\frac{v_F}{tv\eta d} \right)^2 T \cosh^2 \left(\frac{T_0}{T} \right), \quad (3.2)$$

де v_F – швидкість на рівні Фермі, η – дозволений "інтервал когерентності", за порядком величини рівний середній енергії зв'язку $U - E_0$, помноженій на амплітуду ймовірності прямого тунелювання між шарами, t – час пробігу (скінченний), ν – густина локалізованих станів, d – міжплощинна відстань, kT_0 – характерна енергія активації, обумовлена енергетичним положенням рівнів, через які йдуть процеси резонансного тунелювання. Співвідношення (3.2) має виконуватися в зразках з концентрацією кисню нижче оптимального, коли CuO-ланцюжки розірвані, а обмеження знизу по концентрації кисню виникає поблизу переходу метал-діелектрик через конкуренцію з процесами прямого тунелювання носіїв між CuO-площинами. При цьому теорія Абрикосова вимагає, щоб центри, через які йдуть процеси резонансного тунелювання, розташовувалися точно посередині між сусідніми CuO-площинами. Така ситуація автоматично реалізується в монокристалах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з пониженим вмістом кисню, де роль таких резонансних рівнів можуть грати фрагменти розірваних CuO-ланцюжків. Якою мірою модель Абрикосова описує інші купратні ВТНП – невідомо.

Експериментальна перевірка цієї моделі була проведена в [112] на монокристалічних зразках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. При цьому, однак, було показано, що, хоча теорія [111] якісно узгоджується з експериментом, найкращий опис експериментальних даних виходить для експоненціальної залежності виду:

$$\rho_c/\rho_{ab} \sim \exp(\Delta/T). \quad (3.3)$$

Як зазначалося вище, подібний вираз було обґрунтовано раніше в теоретичній моделі [109], яка передбачає поляронний механізм здійснення поперечного транспорту в ВТНП.

3.2. Еволюція поздовжньої та поперечної провідності монокристалів $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різним вмістом празеодиму

Характерною особливістю сполуки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ є відносна простота повної або часткової заміни Y його ізоелектронними аналогами, що дає нам можливість варіювання провідних характеристик і, тим самим, перевірки адекватності тих чи інших теоретичних моделей. Особливий інтерес, у цьому аспекті, представляє часткова заміна Y на Pr , яка, з одного боку, призводить до пригнічення надпровідності [105, 106] (на відміну від випадків заміни Y на інші рідкоземельні елементи), а з іншого – дає змогу зберігати практично незмінними параметри ґратки та кисневий індекс сполуки [106]. Зокрема, дослідження впливу домішок Pr на анізотропію провідності в таких сполуках має важливе значення не тільки для прояснення природи високотемпературної надпровідності, але і для визначення емпіричних шляхів підвищення їх критичних параметрів. Слід зазначити, що до теперішнього часу дані про ступінь впливу допування Pr на провідні властивості сполуки $YBaCuO$ залишаються значною мірою суперечливими. Очевидно, певну роль тут відіграє той факт, що істотна частина експериментального матеріалу була отримана на керамічних, плівкових і текстурованих зразках різної технологічної передісторії, що мають високий вміст міжгранулярних зв'язків. Враховуючи вищесказане, у даній роботі було проведено дослідження еволюції поздовжньої та поперечної провідності монокристалічних зразків системи 1-2-3 $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різним вмістом кисню при заміні ітрію на празеодим у широкому інтервалі концентрацій $0.0 \ll z \ll 0.5$.

Монокристали $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ вирощували за розчин-розпавною технологією [101, 102, 105]. Для отримання кристалів з частковою заміною Y на Pr , $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, у початкову шихту додавали Pr_5O_{11} у відповідному процентному співвідношенні. Режими вирощування та насичення киснем кристалів $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ були такими ж, як і для нелегованих монокристалів [101, 102, 105]. Як початкові компоненти для вирощування кристалів використовували сполуки Y_2O_3 , $BaCO_3$, CuO та Pr_5O_{11} . Характерні розміри кристалів становили $2.5 \times 1.5 \times 0.4$ мм³ (найменший розмір відповідав напрямку вздовж осі c).

Електроопір вимірювали за восьмиконтактною методикою, описаною в [101,102]. Температуру вимірювали платиновим терморезистором.

3.2.1. Нормальний поздовжній і поперечний електроопір

На рис. 3 а та б [113], показано температурні залежності приведенного опору $\rho(T)/\rho_{300}$, виміряні вздовж та впоперек базисної площини, відповідно.

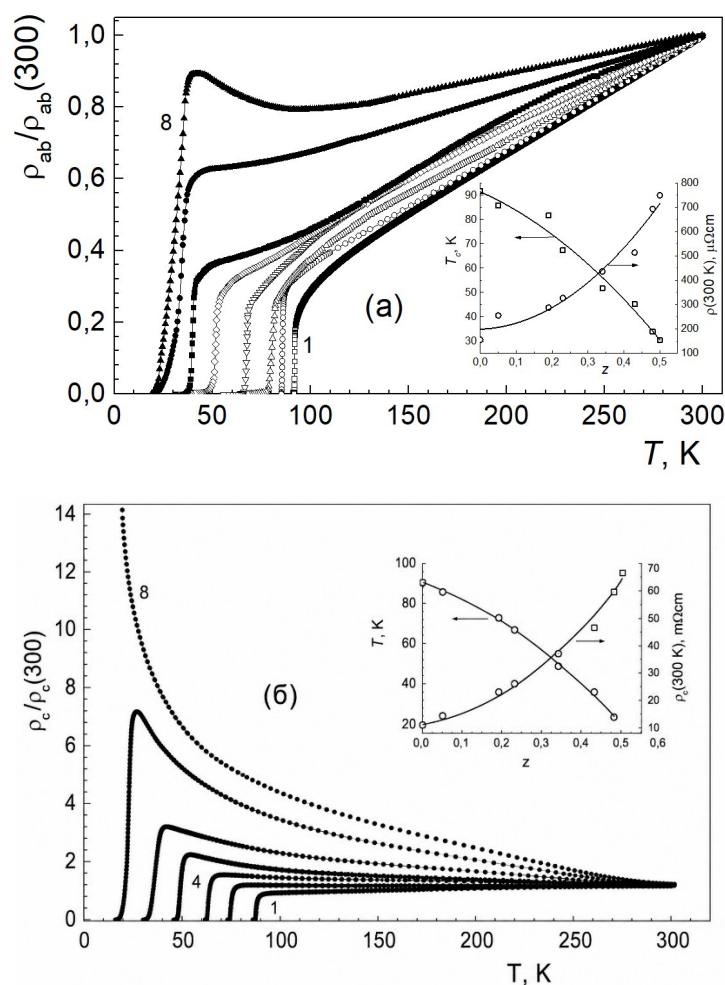


Рис. 3.1. Температурні залежності наведеного електричного опору монокристалів K1–K8 з різним вмістом празеодиму z : 0.0 (1), 0.05 (2), 0.19 (3), 0.23 (4), 0.34 (5), 0.43 (6), 0.48 (7), 0.5 (8). (а) – в *ab*-площині, $\rho_{ab}(T)$; (б) – вздовж осі *c*, $\rho_c(T)$. На відповідних вставках показано залежності опору при кімнатній температурі, $\rho_{300}(z)$, та критичної температури, $T_c(z)$, від концентрації празеодиму.

Залежності від концентрації празеодиму опору при кімнатній температурі, $\rho_{300}(z)$, та критичної температури, $T_c(z)$ показані на відповідних вставках. Видно, що збільшення концентрації празеодиму призводить до зростання питомого електроопору приблизно в 5 разів та зниження T_c від ≈ 92 К до ≈ 23 К, що якісно узгоджується з літературними даними [106]. При цьому існує принципова відмінність у поведінці залежностей $\rho_c(T)/\rho_{300}$ і $\rho_{ab}(T)/\rho_{300}$. У той час як підвищення концентрації празеодиму призводить до яскраво вираженої напівпровідникової поведінки кривих $\rho_c(T)/\rho_{300}$ (Рис. 3.1), у базисній **ab**-площині на залежностях $\rho_{ab}(T)/\rho_{300}$ в області відносно високих температур зберігається досить широка (від ≈ 180 К до ≈ 20 К) лінійна ділянка, що, згідно з теорією NAFL [4], служить достовірною ознакою нормального стану системи. При зниженні температури нижче деякого характерного значення T^* відбувається відхилення $\rho_{ab}(T)$ від лінійної залежності, що свідчить про появу деякої надлишкової провідності, обумовленої переходом до псевдощілинного режиму [1, 14, 15].

3.2.2. Ефект Фріделя та анізотропія надпровідних властивостей

Друга важлива особливість температурних залежностей електроопору зразків зі зниженою T_c полягала в істотній (до ≈ 10.8 К при $z \approx 0.48$) різниці величин критичних температур, виміряних вздовж та впоперек базисної площини (див. Таблицю 3.1). При цьому надпровідний перехід у зразка з максимальним вмістом празеодиму ($z \approx 0.5$) у поперечному напрямку не спостерігався взагалі в усьому інтервалі виміряних нами температур. Подібний ефект спостерігався раніше на монокристалічних зразках $\text{Bi}_2\text{Sr}_3\text{Ca}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+x}$ та $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [114] з великим відхиленням від стехіометрії за киснем при резистивних вимірах та вимірах магнітної сприйнятливості. Автори [114] пояснювали такий ефект можливою реалізацією у зразку переходу Фріделя [115], який полягає в пригніченні поперечної надпровідності в деякому діапазоні температур нижче критичної $T_f < T < T_c$ (T_f – температура Фріделя) за допомогою специфічного

механізму розростання кільцевих джозефсонівських вихорів у шаруватому надпровіднику. Як було показано в теоретичній роботі [116], реалізація подібного механізму в реальному кристалі можлива у випадку деякого порушення періодичності розподілу провідних шарів.

Таблиця 3.1.

Критичні температури експериментальних зразків

Зразок	z	T_c^{ab} , К	T_c^c , К	$(T_c^{ab}-T_c^c)$, К
K1	0	91.738	91.376	0.362
K2	0.05	85.779	85.068	0.711
K3	0.19	81.653	73.04	8.607
K4	0.23	67.668	66.016	1.674
K5	0.34	51.876	48.069	3.807
K6	0.43	39.941	35.946	3.995
K7	0.48	34.410	23.175	11.235
K8	0.5		–	–

Згідно з [3], подібна ситуація може виникнути при наявності у зразку шарів з різною T_c , відповідно, що розділяють один одного. На користь такого сценарію свідчать і результати праць [117–119], в яких було показано, що зміна складу в монокристалах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, наприклад, унаслідок пониження вмісту кисню, призводить до розпаду провідної підсистеми на кілька фаз з різними T_c . При цьому наявність таких фаз часто не проявляється на резистивних переходах в надпровідний стан внаслідок перколяційного протікання транспортного струму по фазі з максимальною T_c .

3.2.3. Застосовність RVB-теорії

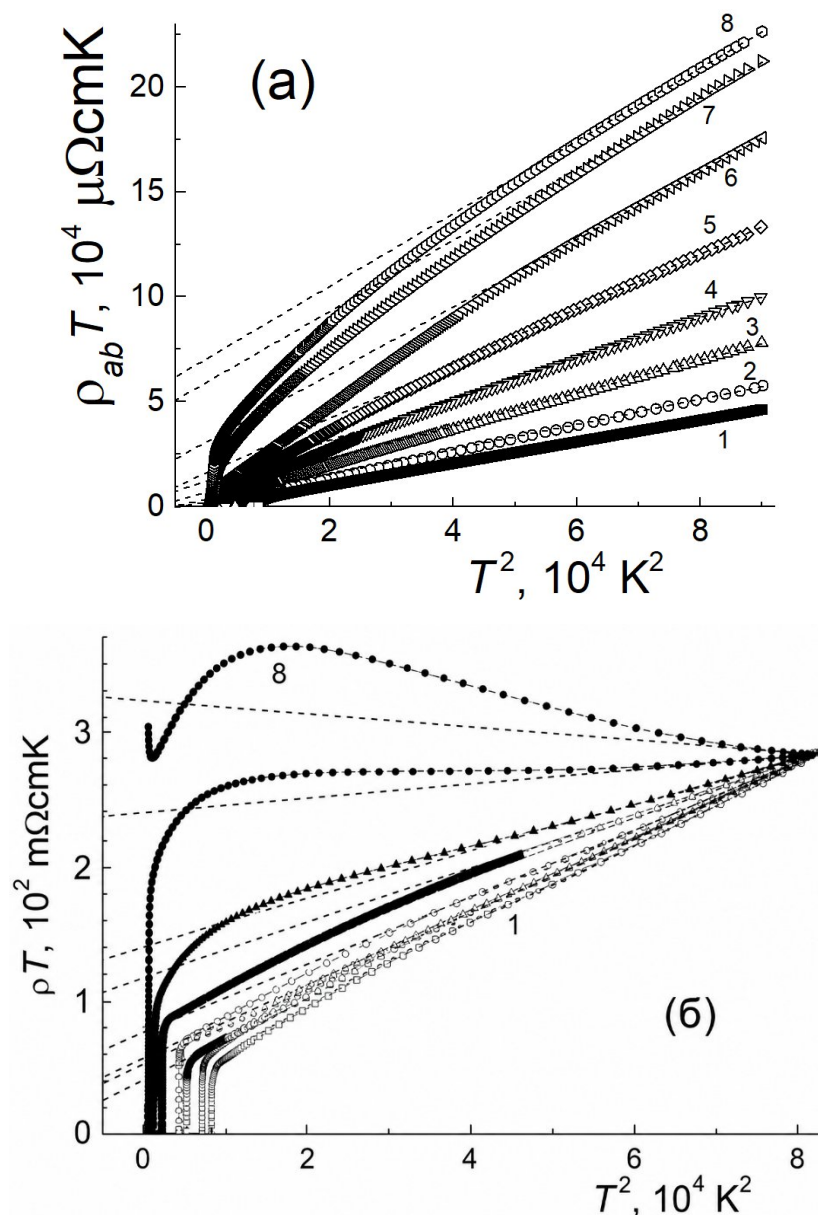


Рис. 3.2. Температурні залежності електроопору в координатах $\rho T - T^2$ в ab -площині – (a) та уперек осі c – (b). Штрихові лінії – екстраполяція лінійних ділянок експериментальних залежностей. Позначення кривих ті ж, що на рис. 3.1

Як зазначалося вище, в базисній площині на залежностях $\rho_{ab}(T)$ в області відносно високих температур досить широка лінійна ділянка зберігається навіть при значній концентрації празеодиму $z \lesssim 0.5$.

Для пояснення такої залежності був запропонований ряд різних теоретичних моделей, найбільш відомими з яких є так звана RVB-теорія [108, 120] і модель NAFL [104]. Відповідно до першої з них, розсіювання в ВТНП-сполуках здійснюються за допомогою взаємодії носіїв з двома типами квазічастинкових збуджень – спінонів та холонів [108,120]. При цьому температурна залежність електроопору передбачає крім лінійного за температурою члена наявність додаткової складової, пропорційної $1/T$ [108,120], причому як у випадку поздовжнього, так і поперечного електроопору:

$$\rho(T) = AT^{-1} + BT. \quad (3.4)$$

Дійсно, як видно з Рис. 3.2, температурні залежності $\rho_{ab}(T)$ та $\rho_c(T)$ при невеликому рівні допування празеодимом досить добре спрямляються в координатах $\rho T - T^2$. Однак у випадку середньо і сильно допованих празеодимом зразків експериментальні криві вже не вдається описати залежністю виду (3.4).

Згідно з моделлю NAFL [104], розсіювання носіїв у ВТНП-системах визначається антиферромагнітною взаємодією. При цьому наявність лінійної ділянки на залежностях $\rho(T)$ служить достовірною ознакою нормального стану системи. Однак слід зазначити, що жодна з теоретичних моделей, що пояснює таку поведінку кривих $\rho(T)$ в області відносно високих температур, не змогла задовільно описати відхилення електроопору від лінійної залежності при температурах нижче деякого характерного значення T^* , що відповідає температурі відкриття псевдощілини [112, 113].

3.2.4. Анізотропія електроопору і стрибкова провідність

Температурні залежності анізотропії провідності $\rho_c/\rho_{ab}(T)$ показано на рис. 3.3 в координатах $\ln(\rho_c/\rho_{ab})-1/T$ і $\ln[(\rho_c/\rho_{ab})/T]-1/T^{-1/2}$, що відповідає їх опису за

допомогою співвідношення (3.3) у першому випадку і аналітичного виразу виду:

$$\rho_c/\rho_{ab} = VT \exp(T_0/T)^{1/2} \quad (3.5)$$

у другому. Тут B , T_0 – константи. Як відомо, співвідношення (3.5) характерне для стрибкової провідності зі змінною довжиною стрибка – «закон 1/2» [121,122].

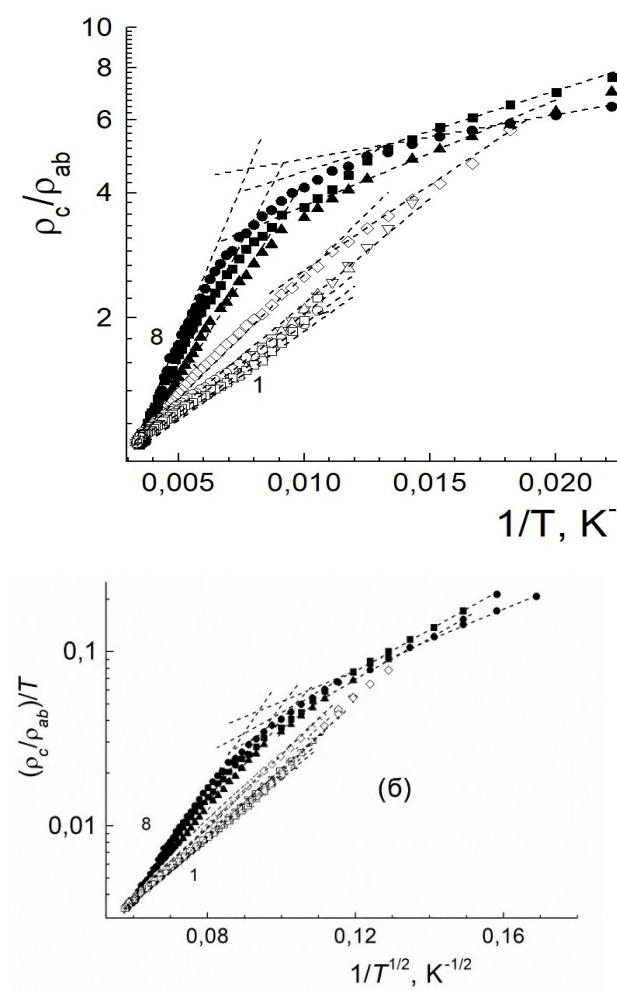


Рис. 3.3. Температурні залежності анізотронії електроопору: (а) – $\ln(\rho_c/\rho_{ab})$ vs $1/T$ та (б) – $\ln[(\rho_c/\rho_{ab})/T]$ vs $1/T^{-1/2}$. Нумерація кривих відповідає Рис. 3.1.

Видно, що збільшення вмісту празеодиму приводить до значного зростання абсолютної величини анізотропії ρ_c/ρ_{ab} . При цьому з рис. 3.3 видно, що рівняння (3.3) описує експериментальну залежність в області відносно високих температур помітно гірше, ніж співвідношення (3.5) для стрибкової провідності. З теорії відомо, що «закон 1/2» зазвичай трактується як прояв кулонівської щілини в енергетичному спектрі носіїв, більш характерному для напівпровідникових сполук [121]. З іншого боку, як було показано в праці [122], співвідношення (3.5) носить набагато більш універсальний характер, і може виконуватися для широкого класу провідних сполук при досить великій мірі структурного розупорядкування. Зокрема, подібна ситуація реалізується для випадку гранульованих металів (нанокомпозитів) – сукупності малих металевих гранул в діелектричній матриці [122]. У той же час відомо, що допування ВТНП-купратів шляхом іновалентного заміщення або зміна вмісту кисню призводять до розпаду системи на електронейтральні області двох типів: металеві, з високою концентрацією носіїв, та діелектричні [117]. При цьому вид доменів може "нав'язуватися" і допантами, що впорядковуються. Очевидно, що при досить малому розмірі включень з металевою провідністю система може набувати ознаки, характерні для гранульованих металів.

Як видно з рис. 3.3, по мірі збільшення концентрації празеодиму, кут нахилу залежностей $\rho_c/\rho_{ab}(T)$ зростає, що, в свою чергу, свідчить про зростання енергії активації від 87–98 К до 374–396 К. Слід також зазначити, що для кривих з найбільш зниженою $T_c \approx 23\div 48$ К при температурах поблизу 128 К спостерігається зміна кута нахилу більш ніж у чотири рази, що, в свою чергу, свідчить про зменшення енергії активації і відображає наявність фазових переходів, що було виявлено раніше в роботі [101] для монокристалів YBaCuO. Згідно з [101], переходи такого типу впливають на кінетику переносу заряду.

3.3. Співіснування різних видів провідності і перехід метал-ізолятор в монокристалах $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Характерною особливістю високотемпературних надпровідників є близькість діелектричного та надпровідного станів. У зв'язку з цим виникає закономірне питання про взаємовплив цих станів і, в цьому аспекті, яку роль відіграють ефекти локалізації при виникненні надпровідності у ВТНП. Як зазначалося вище, провідні властивості сполук $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ можна відносно легко варіювати шляхом зміни вмісту кисню, а також за допомогою повної або часткової заміни складових компонентів їх ізоелектронними аналогами. При цьому відомо [112, 119, 123], що заміна ітрію іншими рідкоземельними елементами практично не впливає на провідні властивості сполуки в нормальному й надпровідному станах. Винятком є тільки заміна ітрію на празеодим, так звана «аномалія празеодиму» [114, 119, 124–126]. Внесення навіть малих ($z \approx 0.05$) добавок празеодиму в зразках $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ приводить до істотного погіршення їх провідних властивостей [14, 26], яке виражається в зниженні T_c , зростанні питомого опору та посиленні ефектів локалізації (див. попередній підрозділ). При досягненні концентрації $z \approx 0.6$ надпровідність у сполучі повністю зникає [119, 126], і вона переходить у діелектричний стан. У той же час при такому переході кристалічна структура та кисневий індекс сполуки практично залишаються незмінними. Це, в свою чергу, дає нам можливість плавної зміни співвідношення між різними типами провідності і, таким чином, більш детального вивчення електротранспортних процесів в експериментальних зразках.

3.3.1. Локалізація носіїв і термоактиваційний характер поздовжньої і поперечної провідності

Як видно з Рис. 3.1, для концентрації празеодиму ($0.0 \leq z \leq 0.34$) – Рис. 3.1а, експериментальні криві зберігають досить широку температурну ділянку з

квазіметалевим характером залежності $\rho(T)$. При подальшому зростанні концентрації празеодиму ці криві набувають яскраво виражений вид з характерною термоактиваційною поведінкою, що свідчить про посилення ролі локалізаційних ефектів.

На Рис. 3.4 та Рис. 3.5 ці ж залежності наведено в координатах $\ln\rho - 1/T$ для електроопору, виміряного вздовж і впоперек базисної площини відповідно.

Видно, що в цих координатах експериментальні криві спрямляються в досить широкому температурному інтервалі, що відповідає їх опису за допомогою аналітичного співвідношення:

$$\rho(T) \sim \exp\left(\frac{\Delta}{T}\right), \quad (3.6)$$

де Δ – деяка енергія активації.

У той же час, при зниженні температури нижче деякого характерного значення починається систематичне відхилення експериментальних точок від лінійної залежності, що, згідно з [127], може служити ознакою реалізації в системі переходу метал- діелектрик (М-Д) «андерсонівського» типу. Як відомо з літератури [127], перехід Андерсона може відбуватися також і в речовинах, які не є аморфними, але які, одночасно, мають певний ступінь неупорядкованості. У сполуках системи 1-2-3 роль такого фактора може відігравати як розупорядкування лабільного компонента [113, 123], так і індукована допущанням празеодимом часткова кластеризація експериментального зразка [124].

3.3.2. Співіснування металевої та напівпровідникової провідності і поділ їх вкладів у електротранспорт

У праці [128] для аналізу експериментальних кривих $\rho_{ab}(T)$ було запропоновано формулу:

$$\rho = \frac{\rho_0 + \alpha T}{1 - n[1 - \exp(-\Delta E / 2kT)]} - \frac{\beta T_c}{T - T_c}, \quad (3.7)$$

де перший доданок описує металевий або напівпровідниковий температурний хід опору в нормальному стані, а другий – флуктуаційну надпровідність, що виникає при температурі вище резистивного переходу в надпровідний стан [129]; n та $1-n$ – частки металевої та напівпровідникової провідностей, відповідно. Флуктуаційна паропровідність для цих експериментальних кривих

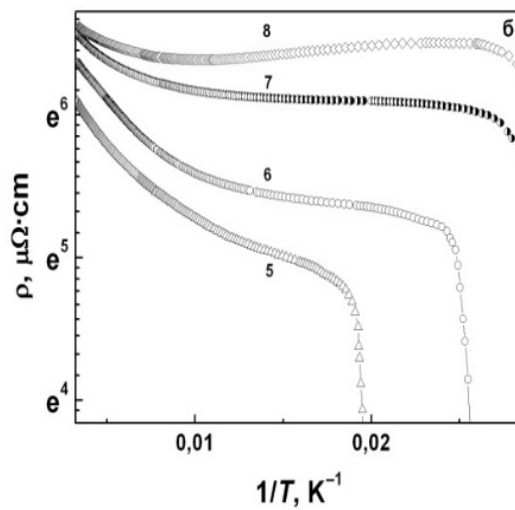
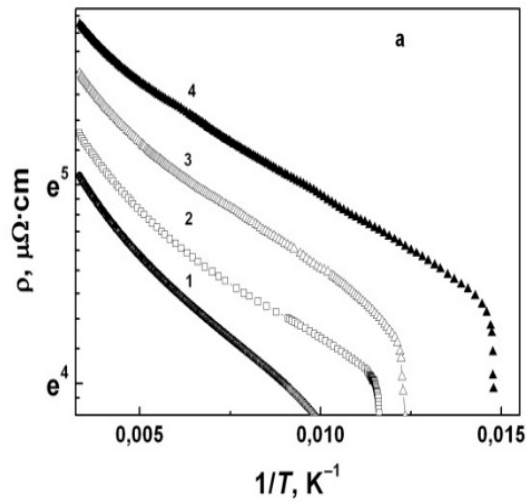


Рис. 3.4. Залежності поздовжнього електроопору $\ln \rho_{ab} - 1/T$ при різних концентраціях празеодиму z : а – криві: 1 – 0.0, 2 – 0.05, 3 – 0.19, 4 – 0.23; б – криві: 5 – 0.34, 6 – 0.43, 7 – 0.48, 8 – 0.5.

більш детально аналізується нами в [130]. При цьому слід зазначити, що всі підгінні параметри, використані в нашому аналізі, є лінійними формулами одного з них, який фактично збігається зі значеннями концентрації празеодиму в наших зразках. Таким чином, можна зробити висновок про те, що в нашому випадку формула (3.7), як і в праці [129], по суті є однопараметричною.

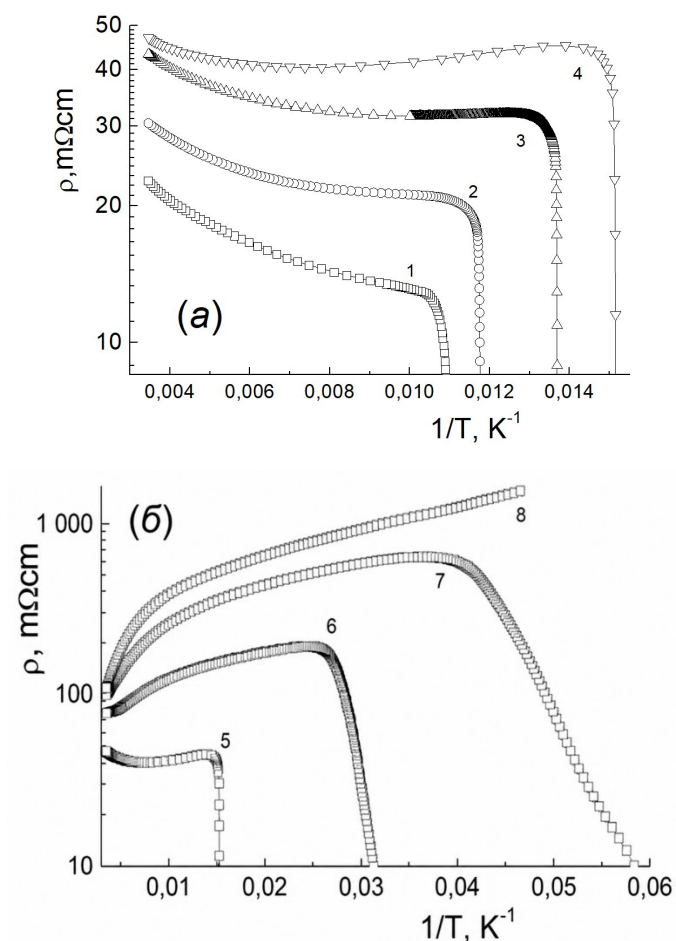


Рис.3.5. Залежність поперечного електроопору $\ln \rho_c - 1/T$ при різних концентраціях празеодиму z : а – криві: 1 – 0.0, 2 – 0.05, 3 – 0.19, 4 – 0.23; б – криві: 5 – 0.34, 6 – 0.43, 7 – 0.48, 8 – 0.5.

Використовуючи значення параметрів, отриманих з аналізу наших кривих за допомогою формули (3.7), ми, за методикою [128], розділили вклади, що відповідають металевій та напівпровідниковій складовій провідності для всіх досліджених зразків. На Рис. 3.6 та Рис. 3.7 показано температурні залежності $\sigma_{мет}(T)$ і $\sigma_{нп}(T)$, розраховані за формулами (3.8) [128] з використанням вищевказаних параметрів, для електроопору, виміряного вздовж і впоперек базисної площини відповідно:

$$\sigma_1 = \frac{1-n}{\rho_0 + \alpha T}; \quad \sigma_2 = \frac{n}{(\rho_0 + \alpha T) \exp(\Delta E / 2kT)} \quad (3.8)$$

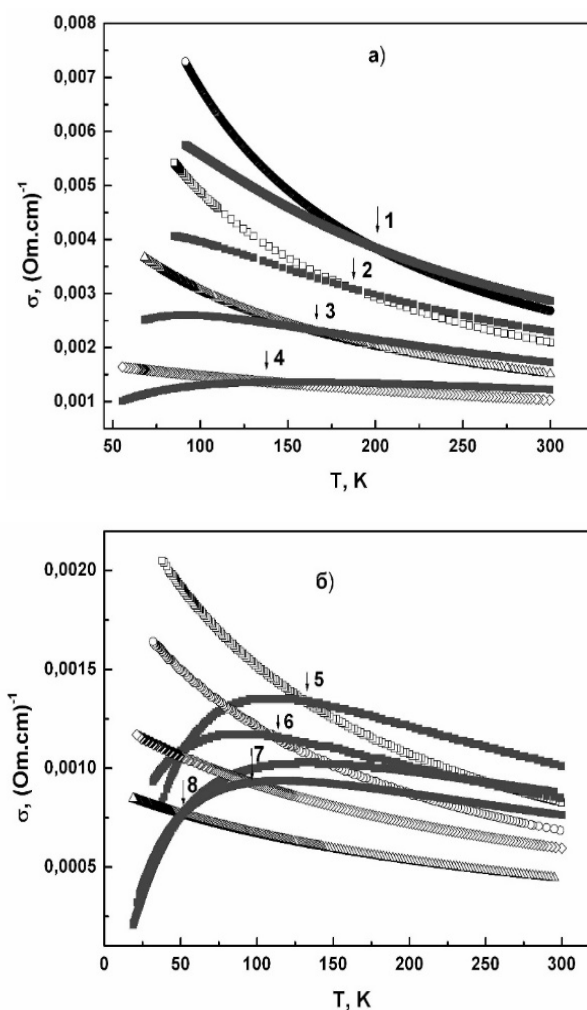


Рис. 3.6. Температурні залежності $\sigma_{мет}(T)$ (а) та $\sigma_{нп}(T)$ (б), розраховані для поздовжнього електроопору. Позначення кривих ті ж, що і на рис. 3.4.

Стрілочками позначено точки, які відповідають температурі $T_{m-\delta}$.

Із Рис. 3.6 і Рис. 3.7 видно, що, незважаючи на те, що зі збільшенням концентрації празеодиму частка напівпровідникової складової зростає, надпровідний перехід завжди настає після того, як починає виконуватися нерівність $\sigma_{мет} > \sigma_{нп}$.

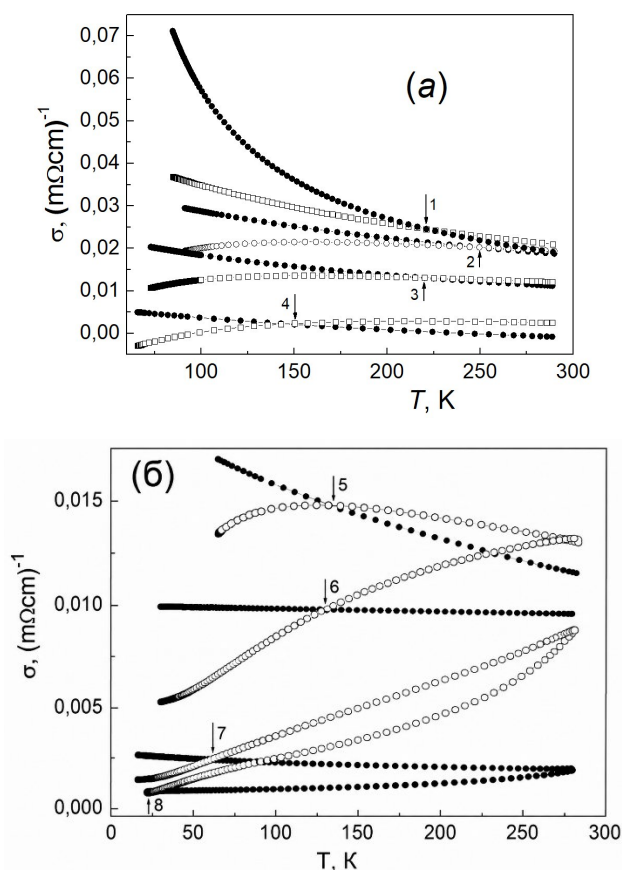


Рис. 3.7. Температурні залежності $\sigma_{мет}(T)$ (а) та $\sigma_{нп}(T)$ (б), розраховані для поперечного електроопору. Позначення кривих ті ж, що і на рис. 4 та Рис.5. Стрілочками позначені точки, які відповідають температурі $T_{m-\delta}$.

Іншими словами, можна зробити висновок про те, що в зразках $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ надпровідному переходу завжди передує перехід метал-діелектрик. Якщо за точку переходу метал-діелектрик умовно приймати температуру $T_{m-\delta}$, при якій $\sigma_{мет} = \sigma_{нп}$, то видно, що зростання концентрації

празеодиму приводить до істотного зміщення $T_{м-δ}$ у бік низьких температур (див. рис. 3.8)

3.4. Анізотропія провідності ВТНП-системи $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-δ}$

Електричний опір $\rho_{ab}(T)$ $YBa_2Cu_3O_{7-δ}$ всередині шарів CuO_2 металевий, тобто температурна залежність опору може бути успішно пояснена розсіюванням електронів на фонах та дефектах [130,131]. У напрямку, що перпендикулярний до шарів CuO_2 , опір $\rho_c(T)$ $YBa_2Cu_3O_{7-δ}$ при зменшенні вмісту кисню набуває напівпровідникового характеру. Це можна пояснити впливом напівпровідникових прошарків чи розупорядкуванням та ефектами локалізації [132]. У [133] для $\rho_c(T)$ було запропоновано механізм резонансного тунелювання електронів між CuO_2 площинами через локалізовані стани у CuO ланцюжках. Для цього механізму температурна залежність анізотропії опору має вигляд $\rho_c(T)/\rho_{ab}(T) \sim T \cosh^2(\Delta/T)$.

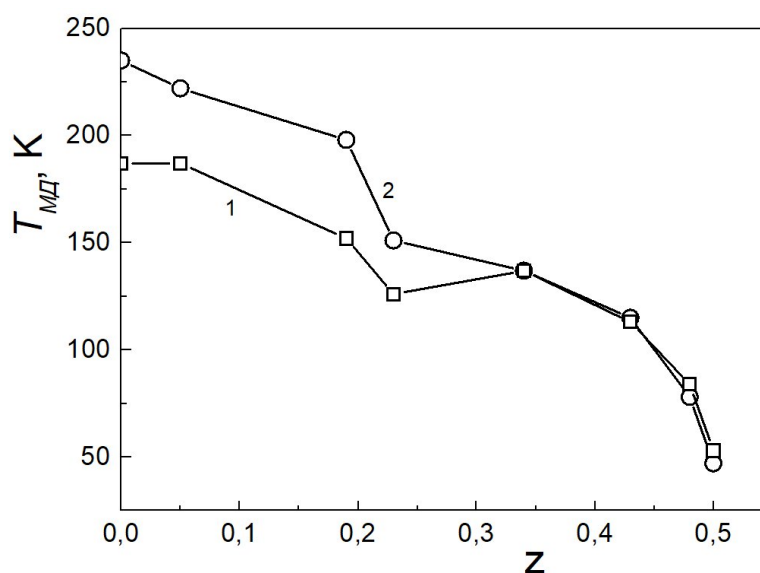


Рис. 3.8. Залежність $T_{мд}$ від концентрації празеодиму, отримані для поздовжнього (1) та поперечного (2) електроопору.

Але в [3] знайшли, що температурна залежність анізотропії опору $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ краще описується експоненціальним законом $\rho_c(T)/\rho_{ab}(T) \sim \exp(\Delta/T)$. У [34] для $\text{Pr}_z\text{Y}_{1-z}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ знайшли, що $\rho_c(T)/\rho_{ab}(T) \sim \exp[(\Delta/T)^{1/2}]$. Така температурна залежність характерна для стрибків провідності зі змінною довжиною стрибка.

У попередніх розділах 3.1 та 3.2 ми показали, що температурну залежність опору монокристалів $\text{Pr}_z\text{Y}_{1-z}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в області $T_c - 300$ К у широкому інтервалі вмісту празеодиму, як у ab -площині, так і вздовж вісі c , можна представити як поступовий перехід від металевої провідності до напівпровідникової з урахуванням флуктуаційної провідності у вигляді 3D-моделі Асламазова-Ларкіна [135] поблизу T_c .

3.4.1. Ідеальний і фононний опір

Зазначимо, що при зниженні температури фононний опір відхиляється донизу від високотемпературної лінійної екстраполяції вже при $T \lesssim \Theta/3$, де може проявлятися і флуктуаційна провідність. Тому розділити експериментально температурні області переважного впливу того чи іншого процесу досить складно.

Внесок напівпровідникового компонента у провідність відчувається для $\rho_c(T)$ вже при достатньо малих значеннях z .

Наявність декількох механізмів провідності ускладнює аналіз загальної температурної залежності анізотропії опору.

У цьому розділі ми, базуючись на результатах розділів 3.1 та 3.2, визначимо температурні залежності анізотропії окремих механізмів провідності – металевої, напівпровідникової та флуктуаційної – при різному вмісті празеодиму, а також анізотропію підгінних параметрів, що характеризують зазначені механізми провідності.

Зокрема, множник $\rho_0 + \alpha T$ у 1-му доданку (3.7) для металів пов'язують, зазвичай, із розсіюванням носіїв заряду на дефектах (ρ_0) та фононах (ρ_{ph}) при температурах $T > \theta$ (αT), де θ – температура Дебая. У широкому інтервалі температур електричний опір змінюється як [136,137]:

$$\rho_{met} = \rho_0 + (1 + b_0 T^2) C_3 \left(\frac{T}{\theta}\right)^3 \int_0^{\theta/T} \frac{x^3 e^x}{(e^x - 1)^2} dx, \quad (3.9)$$

де C_3 та b_0 залежать від густини електронних станів, $N(E_F)$, форми кривої $N(E_F)$ поблизу поверхні Фермі, ефективних мас носіїв заряду та енергії Фермі (E_F) [136,137].

З (3.8) випливає, що при $T > \theta$ $\rho_{met}(T) = \rho_0 + \rho_{id} \approx \rho_0 + \frac{C_3 T}{2\theta}$, що дає лінійний внесок у питомий опір залежно від температури, $\frac{C_3 T}{2\theta}$ описує пружне розсіювання носіїв заряду на фононах. У протилежному випадку $T \ll \theta$ $\rho_{id}(T) \propto T^3$ описує непружне розсіювання носіїв заряду на фононах.

Температуру надпровідного переходу визначали як температуру максимуму функції $d\rho/dT = f(T)$.

Температурні залежності опору ми апроксимували співвідношеннями, котрі включали розсіювання носіїв заряду на дефектах та фононах (металева провідність), перехід до напівпровідникового режиму, а також флуктуаційну провідність у вигляді 3D-моделі Асламазова – Ларкіна [135]. Були отримані дві системи підгоночних параметрів (для **ab**-площини та вздовж осі **c**), що забезпечили точність підгонки (1÷3)% у залежності від провідності, що переважає (металева чи напівпровідникова відповідно). У числі підгоночних параметрів були, зокрема, ρ_0 – опір, обумовлений розсіюванням на дефектах, температура Дебая, довжина когерентності і тощо [138,139].

Наявність двох систем підгоночних параметрів дозволила обчислити окремо анізотропії металевої провідності (тобто провідності, що обмежена

розсіюванням на дефектах та фононах), напівпровідникової провідності та флуктуаційної провідності.

Анізотропію T_c відображено на рис. 3.9 (ліва шкала). Видно, що в зразку без празеодиму ($z = 0$) анізотропія T_c відсутня, але виникає при введенні празеодиму і зростає при збільшенні z , причому найбільш різке зростання анізотропії T_c спостерігається при $z > 0.4$. У [114] анізотропію T_c пов'язують із неоднорідністю зразка.

Як вздовж, так і впоперек шарів залежності температури надпровідного переходу, T_c , від вмісту празеодиму, z , добре апроксимуються універсальним співвідношенням Абрикосова-Горькова, що описує пригнічення надпровідності немагнітними дефектами у випадку d -парування [140,141]. Тоді різка зміна анізотропії при $z > 0.4$ може бути пов'язана із неоднорідним розподілом дефектів відносно шарів – анізотропією розподілу дефектів.

На Рис. 3.9, права шкала, приведено анізотропію залишкового опору ρ_0 . Видно, що анізотропія ρ_0 зменшується зі зростанням z . Це обумовлено тим, що хаотично розташовані дефекти ізотропізують розсіювання.

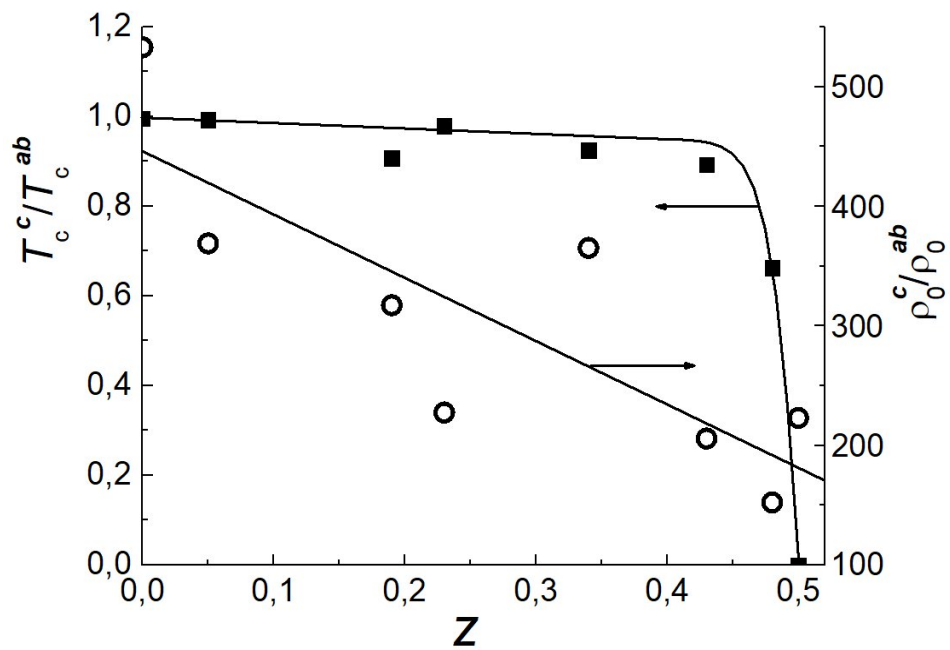
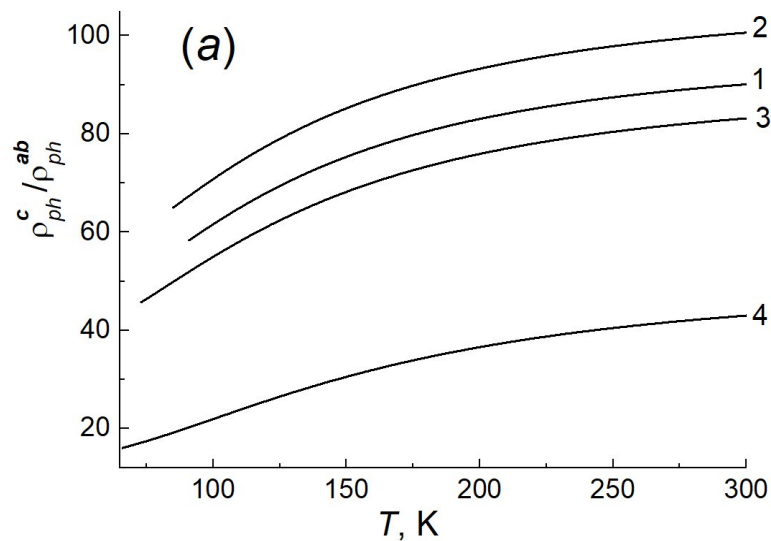


Рис. 3.9. Залежності анізотропії температури надпровідного переходу та залишкового опору від вмісту празеодиму.

Анізотропію ідеального опору, тобто опору, обумовленого розсіюванням носіїв заряду на фононах – $\rho_{ph} = \rho_{met} - \rho_0$, формула (3.9), показано на рис. 3.10а. Видно, що при зростанні температури анізотропія ідеального опору збільшується; зі зростанням z анізотропія ідеального опору змінюється немонотонно: спочатку зростає, однак вже при $z \geq 0.19$ зменшується при збільшенні z .

Така поведінка пов'язана, на наш погляд, із сильною анізотропією електронних параметрів C_3^c/C_3^{ab} та b_0^c/b_0^{ab} та їхнім значним змінням при збільшенні z . У той же час анізотропія температури Дебая q^c/q^{ab} порівняно невелика і слабо змінюється при зростанні z (рис. 3.10 б).



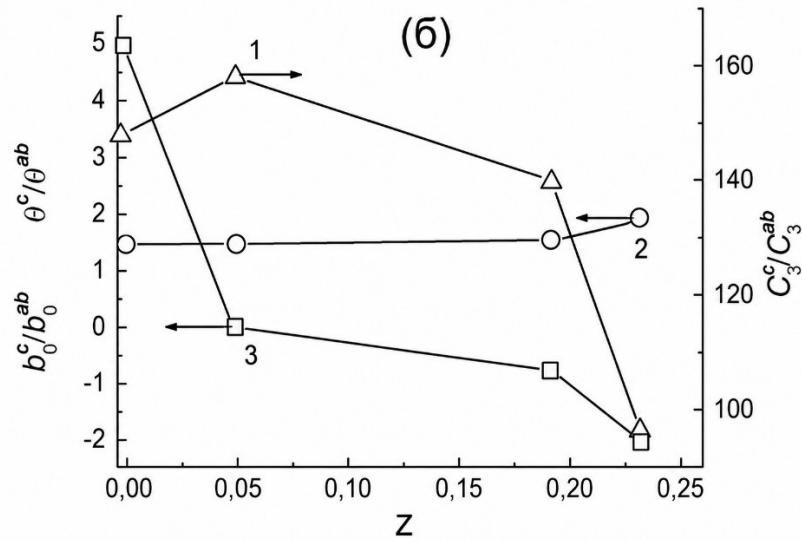


Рис. 3.10. Анізотропія опору у нормальному стані. (а) – анізотропія ідеального опору: 1 – $z = 0$; 2 – $z = 0.05$; 3 – $z = 0.19$; 4 – $z = 0.23$; (б) – анізотропія підгонючих параметрів – ф-ла (3.9): 1 – C_3^c/C_3^{ab} (права шкала), 2 – q^c/q^{ab} , 3 – b_0^c/b_0^{ab} .

3.4.2. Анізотропія напівпровідникового вкладу

Температурні залежності опору в напівпровідниковій області визначали за формулами [112, 142] – див. ф-лу (3.6) та пояснення до неї:

$$\rho_{semi}(T) = \rho_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{T}\right)^m \times (1 + BT^2) \quad (3.10)$$

Уздовж осі c було знайдено, що $m = 1/2$, однак для опору в ab -площині $m = 1$. Параметр B пов'язаний з рухливістю носіїв заряду та характеризує їхнє розсіювання – якщо $B < 0$, як у [138,139], то переважає розсіювання на іонізованих домішках (див., напр., [132,133]), у нашому випадку – на іонах празеодиму.

Зазначимо, що параметр ρ_0 також описує розсіювання на празеодимі. Однак це може бути різний празеодим. У [41] знайшли, що Pr заміщує не тільки Y, але й Ва з утворенням значного числа вакансій на Cu(I) позиціях. Тому

параметри ρ_0 і B можуть характеризувати розсіювання на дефектах як системи Y, так і системи Ba та міді.

Температурні залежності анізотропії опору в напівпровідниковій області наведено на рис. 3.11. При низьких температурах анізотропія напівпровідникового опору проходить через максимум, який виникає через те, що провідність у ab - площині визначається числом носіїв заряду ($m = 1$), але вздовж вісі c провідність визначається ймовірністю стрибків різної довжини ($m \approx 0.5$). Температура максимуму зменшується при зростанні z , а його висота збільшується. Зазначимо, що в роботі [123] стрибки різної довжини ($m \approx 4/9$) пов'язуються з неоднорідністю зразка. У нашому випадку це підтверджується і анізотропією T_c [114].

На вставці до рис. 3.11 наведено анізотропії підгоночних параметрів у рівнянні (3.10) – ΔE та B , анізотропію ρ_0 показано на рис. 3.9 ($0.43 \leq z \leq 0.5$).

Видно, що параметр B демонструє найбільші значення анізотропії та різкі її зміни, у той час як анізотропія параметру ΔE порівняно невелика і повільно зростає при збільшенні z .

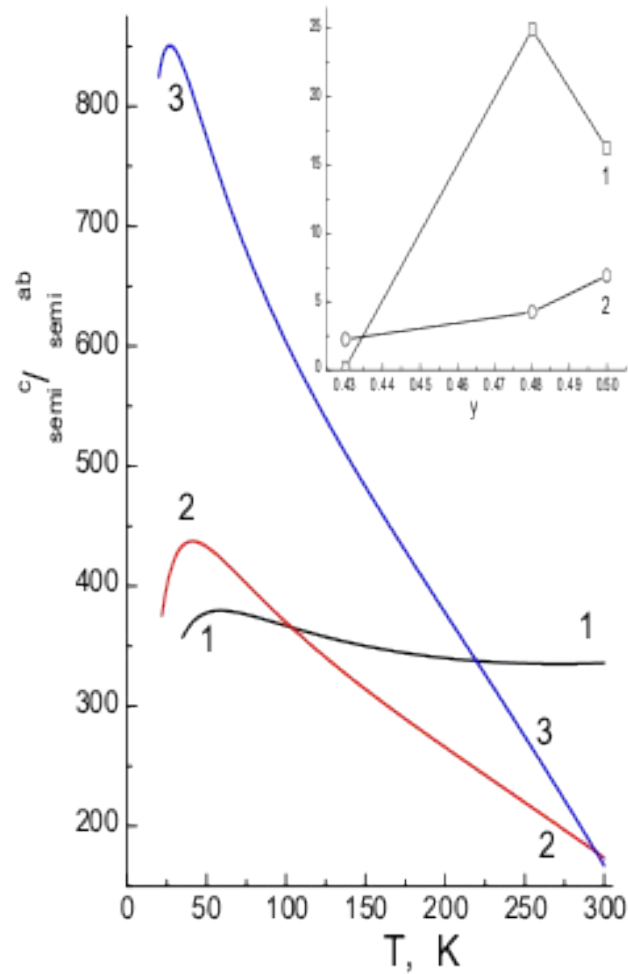


Рис. 3.11. Анізотропія напівпровідникового внеску в опір. 1 – $z = 0.43$; 2 – $z = 0.48$; 3 – $z = 0.50$. На вставці – анізотропія підгоночних параметрів, ф-ла (3.10): 1 – B^c/B^{ab} , 2 – $\Delta E^c/\Delta E^{ab}$.

3.4.3. Анізотропія флуктуаційних параметрів і надпровідних характеристик

Температурні залежності флуктуаційної провідності визначали за формулами (3.1) та (3.7).

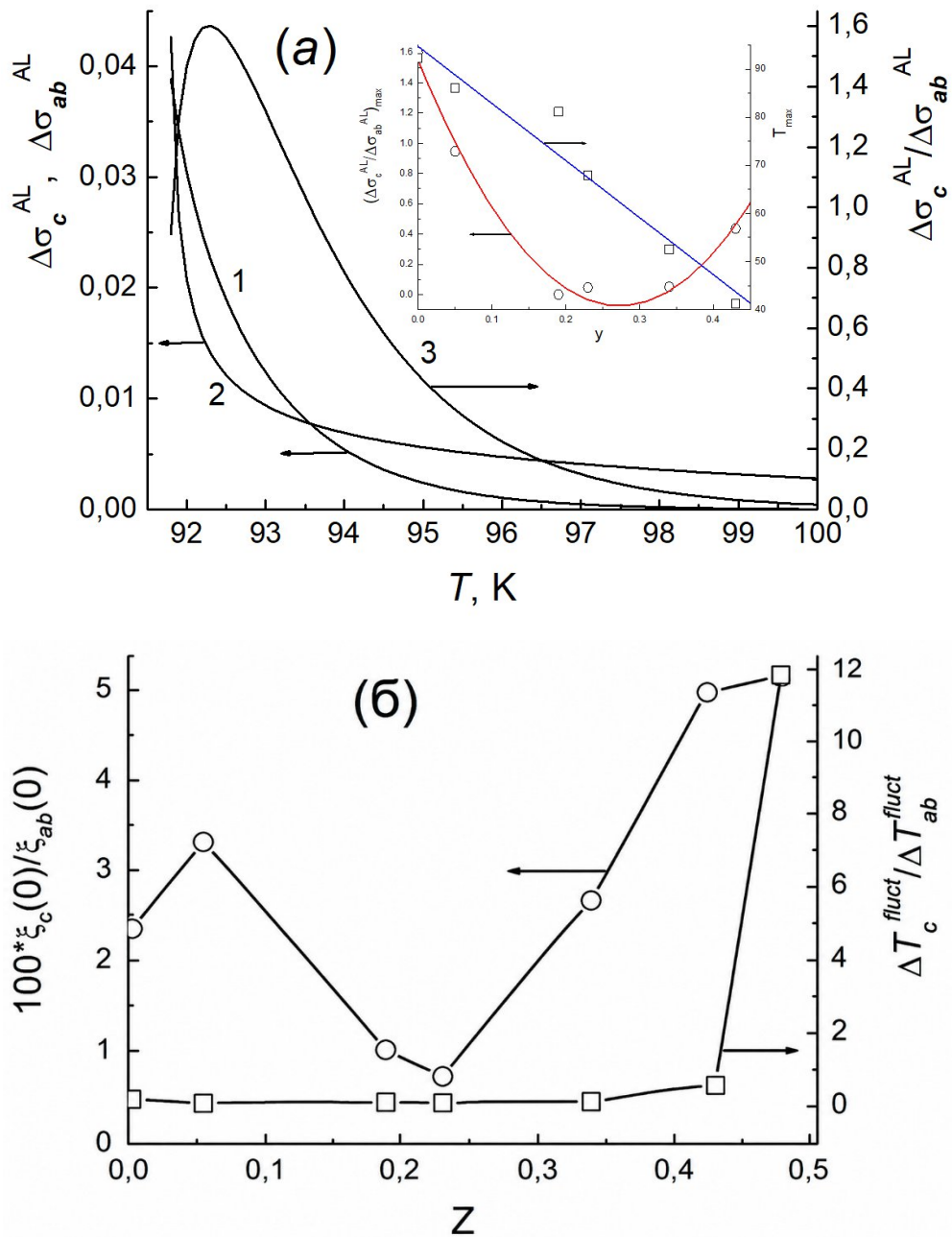


Рис. 3.12. Анізотропія надпровідних характеристик. (а). Анізотропія флуктуаційної провідності для $z = 0$. 1 – Ds_c^{AL} , 2 – Ds_{ab}^{AL} , 3 – Ds_c^{AL}/Ds_{ab}^{AL} . Вставка: залежності від вмісту празеодиму висоти та положення максимумів анізотропії. (б). Анізотропія довжини когерентності, $\chi(0)$, та температурної області існування надпровідних флуктуацій, ΔT_{fluct} (рівняння (3.1) та (3.7)) від вмісту празеодиму.

Анізотропію флуктуаційної провідності, Ds_c^{AL}/Ds_{ab}^{AL} , для $z = 0$ показано на рис. 3.12a разом із компонентами Ds_c^{AL} та Ds_{ab}^{AL} .

Температурні залежності анізотропії для інших вмістів празеодиму якісно подібні, але з іншими висотами та положеннями максимумів. Залежності висот та температур максимумів від вмісту празеодиму показано на вставці до рис. 3.12a. Ясно, що максимуми анізотропії флуктуаційної провідності, Ds_c^{AL}/Ds_{ab}^{AL} , обумовлені анізотропією довжини когерентності $\chi(0)$ – рис. 12b. При цьому значення анізотропії $\chi(0)$ якісно узгоджуються з даними роботи [143]. Анізотропія області існування надпровідних флуктуацій ΔT_{fluct} достатньо мала і постійна аж до $z \approx 0.43$.

Висновки

Збільшення концентрації празеодиму в монокристалах $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ призводить до виникнення локалізації носіїв і зміни міжшарової взаємодії. При цьому температурна залежність анізотропії електроопору $\rho_c/\rho_{ab}(T)$, на відміну від $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, добре описується за допомогою універсального «закону 1/2» для термоактиваційної стрибкової провідності. Подібна залежність свідчить про те, що механізм транспорту носіїв поперек шарів здійснюється за допомогою термоактиваційних стрибків зі змінною довжиною. Показник 1/2 свідчить про те, що стрибова провідність одномірна, та/або що кулонівська взаємодія грає в поперечному транспорті істотну роль. Нещодавно подібну залежність виявили також у деяких шаруватих органічних надпровідниках у перпендикулярному магнітному полі, що може дати ключ до розгадки некогерентного транспорту впоперек шарів. Це явище ще раз підкреслює відмінність ВТНП купратів від фермі-рідинних металів, оскільки температурна залежність опору вздовж і впоперек шарів не однакова і відрізняється від характерної для звичайних металів.

Збільшення ступеня допування празеодимом в зразках $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ призводить до посилення ефектів локалізації та реалізації в системі переходу

виду метал-діелектрик, який завжди передує надпровідному переходу. Збільшення концентрації празеодиму призводить до істотного зсуву точки переходу T_{md} в область більш низьких температур, що, мабуть, пов'язано зі збільшенням частки напівпровідникового вкладу в провідність експериментальних зразків.

Основні наукові та практичні результати, що описані в **Розділі 3**, опубліковані в працях [5,7].

РОЗДІЛ 4

РОЗСІЮВАННЯ НОСІЇВ ЗАРЯДУ НА ФОНОНАХ ТА ФЛУКТУАЦІЙНА ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ПІД ТИСКОМ

Відомо [144], що високотемпературні надпровідники 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 приводить до розширення НП-переходу [145,146].

Для металевої провідності r (Т) характерна позитивна температурна похідна опору – $dr/dT > 0$ і $0 < r = s^{-1} \leq r_{max}$, де $r_{max} \approx 3 \left(\frac{\hbar}{e^2} \right) a$ – межа Йоффе-Регеля (a – стала ґратка). При $a = 3 \text{ \AA}$ $r_{max} \sim 400 \text{ мкОм*см}$ [147,148]. В цьому випадку опір змінюється за рахунок зміни довжини вільного пробігу електронів ($0 < L < a$) через розсіювання на порушеннях періодичності – насамперед це фонони (температурна залежність L) та дефекти структури (концентраційна залежність L). Тому, якщо експериментальні значення опору, зокрема ВТНП-матеріалів, близькі до зазначених меж і $dr/dT > 0$, то природно припустити, що й у цьому випадку провідність обмежена розсіюванням на фононах і дефектах – $r_{ph}(T)$.

У [149] вказується, що, принаймні для оптимально допованих ВТНП, більшість особливостей низькоенергетичних релаксаційних процесів може бути пояснена стандартною сильною електрон-фононою взаємодією (ЕФМ). Зокрема, розсіювання носіїв заряду на фононах приводить до лінійної температурної залежності $r_{ph}(T)$ у базисній площині за високих температур – $T \geq q$ (q – температура Дебая) [149,150].

Для пояснення лінійної ділянки $\rho(T)$ у ВТНП було запропоновано кілька різних теоретичних моделей, найбільш відомими з яких є RVB-теорія [151,152]

та модель NAFL [153]. В обох цих теоріях за високих температур $\rho(T) \propto T$, проте не пояснюються причини відсутності розсіювання носіїв заряду на фононах.

У той же час є достатня кількість робіт – див., напр., [154–164], де залежність $\rho(T)$ пов'язується з розсіюванням носіїв заряду саме на фононах та дефектах, у тому числі й у зразках дуже гарної якості, а також довгі лінійні залежності від кількох Кельвінів до кімнатних температур.

Зазначимо, що при розсіянні носіїв заряду на фононах нижня межа лінійної залежності опору визначається значенням температури Дебая, що у шаруватих матеріалах може бути досить низькою. В [165] запропоновано феноменологічний опис фононої теплоємності, що враховує поперечні коливання, що 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 у всіх трьох напрямках (температура Дебая θ_3), причому $\theta_1 < \theta_3 < \theta_2$. Для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5+d}$ $\theta_1 \gg 90$ К, $\theta_2 \gg 850$ К і $\theta_3 \gg 295$ К.

Враховуючи дані [165], можна припустити, що у зразках гарної якості переважає розсіювання з характеристичною температурою θ_1 , але в міру зростання дефектності відбувається перехід до характеристичних температур θ_2 і θ_3 . Зокрема, для оптимально допованого $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ $\theta_1 (\gg 90$ К) $\approx T_c$, що приводить до лінійної залежності, яка починається безпосередньо від T_c .

У [166–173] було обґрунтовано і розвинено схему обчислення значень флуктуаційної провідності, $\rho_f(T)$, основу на екстраполяції лінійної залежності електроопору з області високих температур на область $T \lesssim T^*$, де T^* – температура відхилення експериментальної $\rho(T)$ від лінійності. Слід відзначити, що як T^* , так і наявність лінійного $\rho(T)$ визначалося «на око» без аналізу похідної, $d\rho/dT$, у всьому дослідженому інтервалі температур.

У цьому розділі ми знаходимо dr/dT у всьому дослідженому інтервалі температур, на основі особливостей dr/dT припускаємо, що в нормальному стані електроопір зразка – це $r_{ph}(T)$, визначаємо T^* , тобто межу між $r_{ph}(T)$ і $r_{fl}(T)$, і обчислюємо $r_{fl}(T)$, як різницю між експериментальними значеннями $r(T)$ та $r_{ph}(T)$, 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.

4.1. Електроопір у нормальному стані і модель Блоха-Грюнайзена

На рис. 4.1 (основна панель) показані експериментальні температурні залежності електричного опору в ab – площині $r(T)$, монокристала $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, отримані при тисках від 0 (крива 1) до 9.70 кбар (крива 4).

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

На вставці (а) показані низькотемпературні максимуми $dr(T)/dT$, 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 $dr(T)/dT$. Видно, що $dr(T)/dT|_{high T} \leq 2 \text{ mWcm/K}$ (що приблизно в 20 разів менше, ніж при переході в надпровідний стан), і температурна залежність $dr(T)/dT|_{high T}$ навіть при найвищих з досліджених температур, не наближається до постійного значення. Останнє свідчить про відсутність лінійної температурної залежності опору, $r(T)$, навіть при $T \sim 300 \text{ K}$. Аналогічну поведінку $r(T)$ і $dr(T)/dT$ ми

спостерігали для недодопованих $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ і $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ під тиском [174,175].

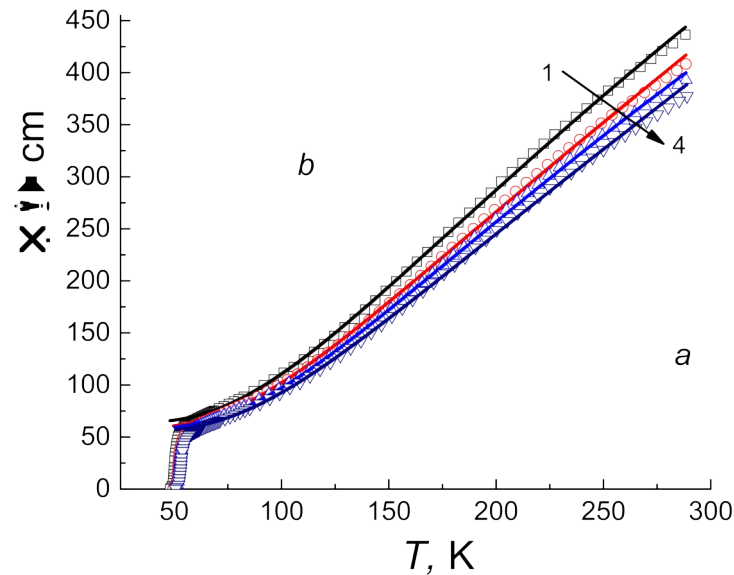


Рис.4. 1. Температурні залежності, $\rho(T)$, of $\text{Y}_{0.66}\text{Pr}_{0.34}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ монокристалів при тисках 0, 0.372, 0.653 та 0.970 ГПа – криві 1–4, відповідно. Вставка а: низькотемпературні похідні, $d\rho(T)/dT$ – область надпровідного переходу. Вставка б: похідні, $d\rho(T)/dT$, в області високих температур. Точки – експеримент; лінії – апроксимації за (2). Цифрові позначення кривих на вставках відповідають основній панелі.

Суцільними лініями на вставці (b) зображені температурні похідні опору, обчислені згідно з залежністю (2) з параметрами з Табл. 4.1. Видно, що розраховані похідні якісно відповідають значенням, обчисленим за експериментальними точками. Зазначимо, що 1) максимуми цих похідних спостерігаються при $T \sim q/3$, що використовується як початкове 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 $q > T$.

На вставці (b) (Рис. 4.1) також видно мінімум похідної опору поблизу 75 К, який розділяє високо- та низькотемпературні ділянки повної кривої $dr(T)/dT$. Як зазначено в [176], лівіше цього мінімуму починають проявлятися ознаки надпровідних флуктуацій, і температуру мінімуму можна вважати температурою відкриття псевдощілини, T^* . Зазначимо, що при збільшенні тиску T^* збільшується (див. Табл. 4.2 та Рис. 4.3), а глибина мінімуму зменшується.

Праворуч від мінімуму $dr(T)/dT$ 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.

В першому наближенні, внесок в електричний опір, обумовлений розсіюванням носіїв заряду на фононах, може бути представлений як:

$$r_{ph}(T) = A_r \left(\frac{T}{\theta}\right)^r J_r\left(\frac{\theta}{T}\right); \quad J_r\left(\frac{\theta}{T}\right) = \int_0^{\theta/T} \frac{e^x x^r dx}{(e^x - 1)^2}. \quad (4.1)$$

Тут A – це параметр; $r = 3$ та/або 5 (співвідношення Блоха-Грюнайзена [177,178]), або $r = 2$ та/або 4 (спектр фононної густини станів для надпровідних сполук b-W типу, отриманий в надпровідних тунельних експериментах [179]).

$$\text{At } T > \theta \quad r_{ph}(T) \gg \frac{A_r}{(r-1)\theta} T \quad (4.1.1)$$

Тобто маємо пружне розсіювання носіїв заряду на фононах. У протилежному випадку.

$$T \ll \theta \quad r_{ph}(T) \propto T^r \quad (4.1.2)$$

маємо непружне розсіювання носіїв заряду на фононах.

Таким чином, рівняння (4.1) описує перехід від пружного розсіювання носіїв заряду на фононах при високих температурах до непружного розсіювання на фононах при низьких температурах. Зазначимо, що високотемпературний максимум $dr(T)/dT$ (див. вставку b на Рис. 4.1) позначає область кросовера між пружним та непружним розсіюванням носіїв заряду на фононах.

Таблиця 4.1. Значення параметрів апроксимації опору $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ монокристала згідно з (4.1)-(4.2).

P , GPa	T^* , K	r_0 , mWcm	A_5 , mWcm	q , K	B	e , %
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

Суцільні лінії на Рис. 4.1 (головна панель) є апроксимацією $r(T)$ в інтервалі $T^* \leq T \leq 300$ K відповідно до формули

$$r(T) = \rho_0 + A_5 \left(\frac{T}{\theta}\right)^5 J_5^* \left(\frac{\theta}{T}\right); \quad J_5^* \left(\frac{\theta}{T}\right) = \int_B^{\theta/T} \frac{e^x x^r dx}{(e^x - 1)^2} \quad (4.2)$$

тобто в (4.1) $r=5$ і інтегрування виконується не від 0, а від деякої величини $B = ql/(2p)$ (q – хвильовий вектор фонона, l – довжина вільного пробігу електрона). Це означає, що тільки фонони з довжиною хвилі $2p/|q| \leq l$ визначають електричний опір [180,181]. r_0 – залишковий опір, зумовлений впливом дефектів. r_0 – залишковий опір, спричинений різноманітними дефектами зразка.

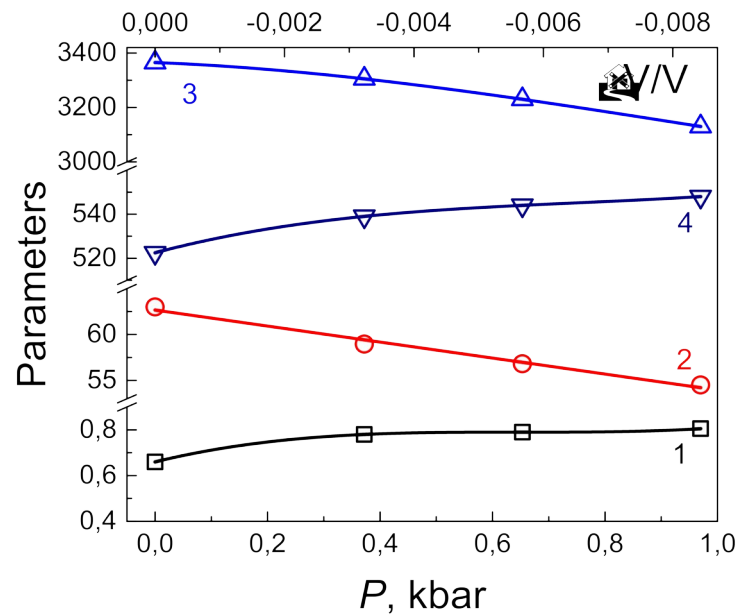


Рис. 4.2. Баричні залежності параметрів апроксимації опору $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ монокристала за (1)-(2). Верхня шкала $-DV/V$ (обчислено за даними [181]). 1 – B ; 2 – r_0 , $mWcm$; 3 – A_5 , $mWcm$; 4 – q , K

Приймаючи $r = 5$ та варіюючи підгінні параметри r_0 , A_5 , q і B , ми отримали найменшу середню похибку апроксимації, що становить приблизно 1%. Значення зазначених параметрів наведені в Табл. 4.1. Залежності цих параметрів від відносної зміни об'єму, DV/V , (за даними [181]), зображені на Рис. 4.2.

Як видно з Табл. 4.1 та Рис. 4.2, параметр $B = q_{ph}l/(2p)$ і температура Дебая q , дещо збільшуються при зростанні тиску (зменшенні об'єму). Згідно з правилом Йоффе-Регеля [148,182], параметр B визначається мінімальною довжиною вільного пробігу носіїв заряду $l \approx a$ (a – параметр кристалічної решітки). Решта параметрів (r_0 , A_5) демонструють практично лінійні залежності від DV/V . Для $r_0(P)$ і $A_5(P)$ таке поведінка зумовлена головним чином зростанням електронної густини за рахунок зменшення об'єму зразка; для $q(P)$, де $\Delta\theta/\theta \gg -\alpha DV/V + \beta \Delta f/f$, така залежність означає, що силові константи, f , у дослідженому діапазоні тисків залишаються сталими.

Значення «співвідношення залишкового опору», $rrr \approx [r_{ph}(300\text{ K})+r_0]/r_0 \approx r_{ph}(300\text{ K})/r_0+1$, яке слугує критерієм досконалості металу, також залишається сталим на рівні $rrr \sim 7$ у дослідженому діапазоні тисків. Причина, ймовірно, в тому, що зменшення A_5 компенсується зменшенням r_0 .

4.2. Флуктуаційна парепровідність і модель Лоуренса-Доніаха

Перехід від пружного розсіювання на фононах – рів. (4.1.1) до непружного розсіювання на фононах – рів. (4.1.2) за умови $dr(T)/dT > 0$ супроводжується відхиленням $r(T)$ вниз від лінійної залежності (4.1.1). Виникнення флуктуаційної парепровідності в результаті відкриття псевдощільни також викликає відхилення вниз (див., наприклад, [166-168]) приблизно в тому ж діапазоні температур. Крім того, неоднорідність зразка може сприяти розмиттю низькотемпературного піку $dr(T)/dT$ (див., напр. [183] та Вставку *a* на Рис. 4.1). Таким чином, поведінка $r(T)$ ліворуч від мінімуму $dr(T)/dT$ може бути викликана спільною дією принаймні трьох факторів.

Розділити впливи зазначених вище процесів досить складно. Наприклад, у [184] було показано, що розширення низькотемпературного піку $dr(T)/dT$ можна описати, використовуючи насамперед варіації T_c серед різних надпровідних мезоскопічних областей.

Навпаки, автори [145] стверджують, що для (однофазних) гранульованих або монокристалічних зразків $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ «заокруглення» $r(T)$ при наближенні до T_c зверху можна кількісно пояснити на основі теорії Лоуренса-Доніаха [185].

Тому, обчислюючи парепровідність зі співвідношення:

$$s(T) = \frac{1}{\rho(T)} = \frac{1}{\rho_0 + \rho_{ph}(T)} + \Delta\sigma, \quad (4.3)$$

ми беремо до уваги результати [145, 184] і описуємо внесок флуктуаційної провідності в інтервалі $T_c \ll T \ll T^*$ співвідношенням:

$$Ds = \frac{a}{\sqrt{\varepsilon \cdot (J + \varepsilon)}} + \Delta\sigma_0; \quad \varepsilon = \frac{T - T_c^{mf}}{T_c^{mf}}, \quad a = C \left[\frac{e^2}{16\hbar d} \right]. \quad (4.4)$$

Тут $\sigma(T)$ відповідає рівнянню (4.2); Ds є надлишковою провідністю при наближенні до надпровідного переходу [185]; 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 [169]; $J = 4 \frac{\chi_c(0)}{d^2}$ – параметр анізотропії [185]; $\chi_c(0)$ – довжина когерентності вздовж вісі c ; параметри C і Ds_0 введено в (4.4) для врахування неоднорідності зразка.

Підгонку виконували варіюванням параметрів T_c^{mf} , a , J і Ds_0 . Так званий C -фактор – величина, на яку теоретичні дані мають бути помножені, щоб отримати відповідність з експериментом (див. [166, 169]).

Параметри залежності $Ds(T)$, відповідні рівнянню (4.4), варіювалися до досягнення мінімальної середньої похибки.

Значення параметрів апроксимації $Ds(T)$ рівнянням (4.4), що забезпечують мінімальну похибку, наведені в Таблиці 4.2.

Відзначимо, що температури надпровідного переходу, T_c , можуть бути також визначені за положеннями низькотемпературних максимумів похідних $d\sigma(T)/dT$, тобто, з положень низькотемпературних точок перегину кривих $\rho(T)$, оскільки ці точки є єдиними експериментальними точками, що відповідають

температурі надпровідного переходу, особливо якщо цей перехід є достатньо широким.

Таблиця 4.2. Значення параметрів апроксимації надлишкової провідності $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ монокристала згідно з (4.5) 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} (mOm×cm) ⁻¹	4.418	3.4	2.41	2.9
Ds_0 , 10^{-4} (mOm×cm) ⁻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/q	0.09535	0.09654	0.09690	0.09701

У Табл. 4.2 також наведені значення C ; температури розмірного кросовера $T_0 = T_c^{mf}(1+J)$; и $\xi_c(0)$ для $d = 11.7$ Å.

На Рис. 4.3 зображено залежності надлишкової провідності, $Ds(T) = \frac{1}{\rho(T)} - \frac{1}{\rho_0 + \rho_{ph}(T)}$, від температури за різних тисків, як обчислені за експериментальними

даними (точки), так і апроксимовані рівнянням (4.4) з параметрами, наведеними в Табл. 4.2 (лінії).

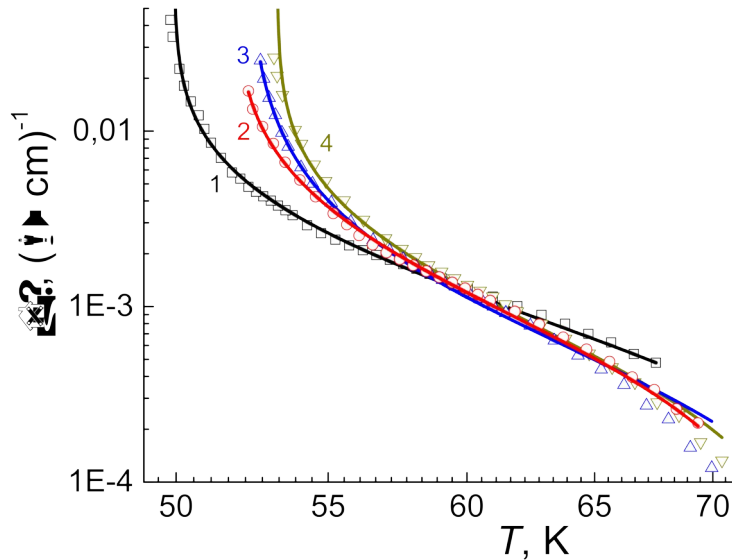


Рис. 4.3. Залежності надлишкової провідності, $Ds = \frac{1}{\rho(T)} - \frac{1}{\rho_0 + \rho_{ph}(T)}$, від температури T , для $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystal. Точки – експеримент; суцільні лінії – $Ds(T)$, обчислені за (4.4). Цифрові позначення відповідають основній панелі Рис. 4.1. На верхній вставці показані баричні залежності: 1 – висоти максимуму низькотемпературної похідної, $dr/dT|_{max}$ (mWcm/K); 2 – положення цього максимуму, тобто T_c (K); 3 – T_c^{mf} (K); 4 – ширини надпровідного переходу на половині висоти, DT_c (K). Нижня вставка: залежність T^* від T_c .

Видно, що рівняння (4.4) апроксимує $Ds(T)$ з гарною точністю в інтервалі, що простягається до 15 K вище T_c . При ще вищих температурах Ds , знайдені з рів. (4.3), проходять нижче, ніж Ds обчислені за рівнянням (4.4).

З верхньої вставки до Рис. 4.3 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 $r(T)$. Ці ж домени визначають ширину надпровідного переходу, DT_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, $DT_c \times (dr/dT|_{\max})$, залишається практично сталим. 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. 4.1) вказує на розширення області флуктуаційної провідності під впливом тиску.

Залежності параметрів J , DS_0 , C , T_0 , $\chi_c(0)$ від тиску наведені в Табл. 4.2. На Рис. 4.4 зображено баричні залежності параметрів J , DS_0 ($\mu\Omega\text{cm}$)⁻¹, C і T_0 (K). З Рис. 4.4 видно, що J (крива 1) від тиску практично не залежить – $\bar{J} \gg 0.045$, тому з $J = 4 \frac{c(0)}{d^2}$ при $d = 11.7 \text{ \AA}$ отримуємо $\overline{c(0)} \gg 1.2 \text{ \AA}$, що близько до результатів [166,169,186]. З параметрів, що характеризують неоднорідність зразка, C дещо зменшується зі зростанням тиску, а DS_0 виявляє тенденцію до зростання. Оскільки $DS_0 < 0$, то його зростання відповідає збільшенню внеску в провідність першого доданку в (4.4), тобто надпровідного кластера. З цим же пов'язане і зменшення C , оскільки $C=1$ свідчить про однорідність зразка [169]. Таким чином, прикладений гідростатичний тиск сприяє покращенню структури зразка.

4.3. Застосовність формули МакМіллана

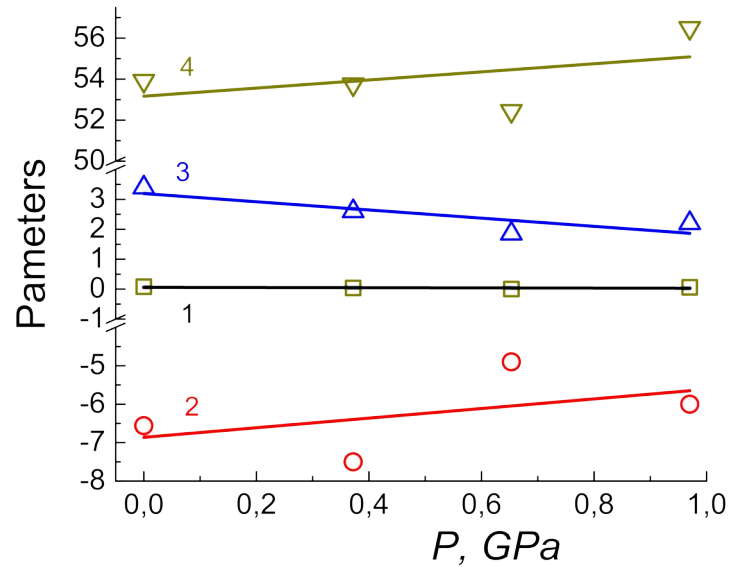


Рис. 4.4. Баричні залежності параметрів апроксимації $Ds(T)$ співвідношенням (4.5) для монокристалу $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$: 1 – J ; 2 – Ds_0 , $10^{-4} (\mu\Omega cm)^{-1}$; 3 – C ; 4 – T_0 , K.

Кореляція між T_c і q писується формулою Мак-Міллана.

$$T_c = \frac{\theta}{1.45} \exp \left[\frac{-1.04(1+l)}{-\mu^*(1+0.62)} \right] \quad (4.5)$$

Тут l – константа електрон-фононої взаємодії, яка залежить від параметрів електронного та фононного спектра надпровідника: $l = N(E_F) \cdot I^2(k-k_0) / (Mq^2)$, де $N(E_F)$ – густина станів на рівні Фермі, I^2 – усереднений по поверхні Фермі квадрат матричного елемента електрон-фононої взаємодії, що характеризує відштовхування електронів [187].

З (4.5), використовуючи величини q та T_c (див. Табл. 4.1 і 4.2), можна отримати, що $m^* \gg 0$ дає $l \gg 1.1$, демонструючи сповільнене зростання зі збільшенням тиску (близько 2% при $P=0.97$ GPa). Збільшення m^* приводить (для тих же q і T_c) до збільшення l . Оскільки формула Мак-Міллана цілком коректна лише при $l \gg 1$ [188], можна лише сказати, що електрон-фононна взаємодія в $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ дещо посилюється зі зростанням тиску.

Висновки:

1. Експериментальна температурна залежність електричного опору монокристалічного ВТНП $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ у нормальному стані (та отримана з неї похідна, $dr(T)/dT$) повністю відповідають моделі розсіювання носіїв заряду на фононах і домішках (модель Блоха-Грюнайзена) в інтервалі гідростатичних тисків 0–1 ГПа.

2. Температурна залежність похідної, $dr(T)/dT$, 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 псевдощілини в даному випадку є температура мінімуму $dr(T)/dT$, 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.

Основні наукові та практичні результати, описані в 3 розділі, опубліковані в працях [1-3,6].

РОЗДІЛ 5

ПАРАКОГЕРЕНТНИЙ ПЕРЕХІД У ДОПОВАНИХ ТИТАНОМ ВТНП-СПОЛУКАХ $YBaCuO$

Як відомо, відкриття в 1986 р. високотемпературної надпровідності [189] породило багато надій, пов'язаних з можливостями практичного застосування цих матеріалів при температурах вище рідкого азоту, зокрема, для отримання високих магнітних полів. Однак, як незабаром з'ясувалося, мала довжина когерентності [190 – 192], велика глибина проникнення [193,194], поряд з присутністю в системі інтенсивних термічних флуктуацій приводять до того, що термоактивованій крип у ВТНП-надпровідниках спостерігається навіть при температурах суттєво нижче критичної ($T \ll T_c$) [195,196], а процеси депінінга у вихровій підсистемі проходять набагато інтенсивніше [193], ніж у разі класичних низькотемпературних надпровідників. У результаті останні все ще залишаються поза конкуренцією в галузі їх застосування для отримання високих магнітних полів. У той же час, останніми роками був досягнутий значний прогрес у галузі підвищення густини критичних струмів у різноманітних ВТНП-сполуках, в основному за рахунок оптимізації складу та морфології дефектного ансамблю [193,197,198].

У цьому розділі представлені результати досліджень впливу домішок Ti на магнітоопір керамічних зразків $YBaCuO$. Вибір останніх, як об'єкта досліджень, був обумовлений одразу кількома причинами. По-перше, кераміки $YBaCuO$ на сьогоднішній день є одними з найбільш технологічних [199] [200], зважаючи на відносну простоту їх виготовлення та високу критичну температуру [201], що перевищує температуру рідкого азоту. По-друге, ця сполука має одне з найвищих серед ВТСП-матеріалів значення критичних струмів [193,197]. І, по-третє, наявність міжзеренних меж, що ускладнюють перебіг процесів дифузії лабільної компоненти, сприяє стійкості кисневої підсистеми в умовах тривалої експлуатації та зберігання (aging) [200], [202],

[203]. І, нарешті, внесення домішок Hf і Ti, часто не приводить до заміни складових компонент сполуки, що, імовірно, може сприяти формуванню додаткових центрів пінінгу, який внаслідок малої довжини когерентності в даній ВТНП-сполуці може бути досить ефективним і на дрібномасштабних дефектах, в тому числі вакансіях [193], [206]. Враховуючи вищесказане, у цій праці було досліджено вплив домішок Ti на магніторезистивні характеристики керамічних сполук YBaCuO в області резистивного переходу до надпровідного стану.

Зразки кераміки YBa₂Cu₃O_{7-d} були синтезовані взаємодією в інтервалі температур 750 – 900 °С сполук Y₂O₃, BaCO₃, CuO (всі марки ОС), взятих у відповідних мольних співвідношеннях. Отриманий порошок пресувався під тиском 4 т/см² в диски розміром 20x4 мм і відпалювався при температурі 950-970 °С протягом 5 годин з наступним охолодженням до кімнатної температури з проміжними витримками по 2-3 години при температурах 890 і 530 °С. Отримані таблетки являли собою надпровідну кераміку з ромбічної симетрією решітки та T_c ~ 90 К. Для отримання зразків з добавкою титану у вихідну шихту додавали різну кількість вагових % Ti₂O₃. Режими виробництва та насичення киснем були такими ж, як і для нелегованих керамік.

Рентгенографічне дослідження структури та фазового складу зразків керамік YBa₂Cu₃O_{7-δ} залежно від добавок титану було проведено на рентгенівському дифрактометрі ДРОН-3 у фільтрованому Cu-K_α – випромінюванні. Профілі рентгенівських дифракційних максимумів будували шляхом сканування в ручному режимі через інтервали кутів 2θ=0.1° на фоні і через 2θ=0.02° – на максимумі. Аналіз отриманих рентгенограм показав, що вихідний зразок має орторомбічну структуру типу перовскіту з параметрами кристалічної ґратка: a=3.8348Å, b=3.8895Å, c=11.6790Å, що відповідає літературним даним. Зі збільшенням вмісту добавок оксиду Ti інтенсивність дифракційних рентгенівських максимумів, що відповідають вихідній структурі,

зменшується, а на рентгенограмах з'являються рентгенівські дифракційні максимуми, що відповідають орторомбічній структурі типу перовскіту, але з іншими параметрами.

Електричні контакти створювали за стандартною 4-х контактною схемою шляхом нанесення індію на поверхню зразка з наступним приєднанням срібних провідників діаметром 0.05 мм. Вимірювання проводили в режимі дрейфу температури при двох протилежних напрямках транспортного струму, щоб уникнути впливу паразитного сигналу. Температуру вимірювали платиновим терморезистором, напруга на зразку та зразковому опорі - нановольметрами В2-38. Дані з вольтметрів через інтерфейс автоматично передавалися на комп'ютер. Критичну температуру визначали в точці максимуму на залежностях $d\rho_{ab}(T)/dT$ в області надпровідного переходу. Магнітне поле до 7 Тл створювали надпровідним соленоїдом.

5.1. Метод Коувеля-Фішера

Для дослідження резистивних переходів у надпровідний стан (НП) ми використовували метод Коувеля-Фішера [207], основою якого є аналіз величини $c = \frac{-d(\ln Ds)}{dT}$, де $Ds = s - s_0$ - деяка поправка до провідності, що виникає в провідній підсистемі внаслідок флуктуаційного спаровування носіїв при $T > T_c$ [208,209] і визначається фазовим станом вихорової матерії при $T < T_c$ [210,211]. Тут $s = r^{-1}$ – експериментально вимірюване значення провідності, а $s_0 = r_0^{-1} = (A + BT)^{-1}$ – складова, що регулярно віднімається і визначається екстраполяцією високотемпературної лінійної ділянки на область НП-переходу. Припускаючи, що $\Delta\sigma$ розходиться як $\Delta\sigma \sim (T - T_c)^{-b}$ при $T \approx T_c$, з похідної слідує, що $c^{-1} = b^{-1}(T - T_c)$, де b – деякий показник, що залежить від розмірності та фазового стану флуктуаційної та вихорової підсистем [207]. Таким чином, ідентифікація лінійних температурних ділянок на залежностях $c^{-1}(T)$ дозволяє одночасно

визначати важливі розмірні показники та характерні температури динамічних фазових переходів у підсистемі надпровідних носіїв.

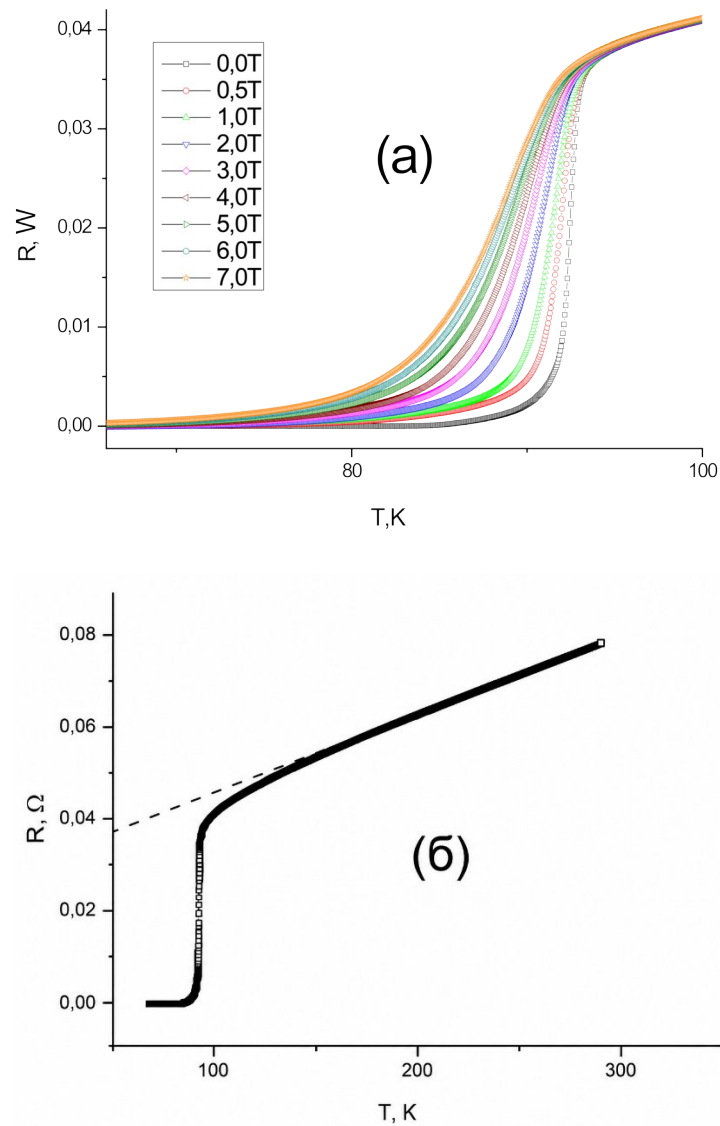


Рис. 5.1. (а) температурні залежності електроопору $\rho_{ab}(T)$ в області надпровідного переходу монокристалла $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з домішкою 30% Ti при різних значеннях магнітного поля; (б) ця ж залежність для $H=0$. Пунктирною лінією на рисунку показана екстраполяція лінійної ділянки в область низьких температур.

5.2. Магнітоопір і резистивні переходи в надпровідний стан

На рис. 5.1 показані температурні залежності електроопору в базисній аб- площині $\rho_{ab}(T)$ в області резистивних переходів у надпровідний стан за різних магнітних полів від $H = 0$ до 7 Тл.

Як видно з малюнка, при зниженні температури від 300 К $\rho(T)$ зменшується практично лінійно до деякої характерної температури $T^* \approx 153$ К. Нижче цієї температури починається систематичне відхилення експериментальних точок вниз від лінійної залежності, що свідчить про появу надлишкової провідності $\Delta\sigma$, про яку йшлося вище. Згідно з сучасними уявленнями подібна поведінка залежності $\rho_{ab}(T)$ при температурах $T \gg T_c$ обумовлена проявом так званої "псевдоцілінної аномалії" (ПЩ), яка більш докладно обговорюється нами в [200].

Слід також зазначити, що прикладання магнітного поля, в межах похибки експерименту, не впливає на поведінку кривих $\rho(T)$ вище НП-переходу, одночасно приводячи до значного розширення безпосередньо надпровідного переходу, порівняно з досить різким ($\Delta T_c \approx 1.5$ К) переходом, що спостерігається при $H=0$. При цьому слід зазначити, що є істотна відмінність у формі самих резистивних переходів у надпровідний стан, які зазвичай спостерігаються в магнітному полі для бездомішкових зразків [195], [212] і нашого зразка, з домішкою T_i . У той час, як у першому випадку на хвості надпровідних переходів зазвичай спостерігається різкий «кінк», у нашому випадку відбувається монотонне згладжування низькотемпературної частини резистивного переходу. Останнє відображається у фактичному зникненні низькотемпературного піку на температурних залежностях похідної $d\rho_{ab}(T)/dT$ (Рис. 5.2). Як відомо з літератури [202], [206], поява таких особливостей на температурних залежностях $\rho_{ab}(T)$ та $d\rho_{ab}(T)/dT$ свідчить про реалізацію в

системі фазового переходу першого роду, що відповідає плавлінню вихорової ґратки.

5.3. Пригнічення переходу порядок-безпорядок

Зникнення цих особливостей у разі допованого титаном складу експериментального зразка може свідчити про пригнічення такого переходу. У той же час слід звернути увагу на те, що в нашому випадку резистивні переходи лягають на деяку єдину універсальну залежність, що проходить схилом, розташованим ліворуч від основного високотемпературного піку залежності $d\rho_{ab}(T)/dT$. Відповідно до [210], температура, що відповідає цьому піку, відповідає критичній температурі в наближенні середнього поля T_c^{mf} . Це, у свою чергу, може свідчити про реалізацію в системі деякого нового стану провідної підсистеми.

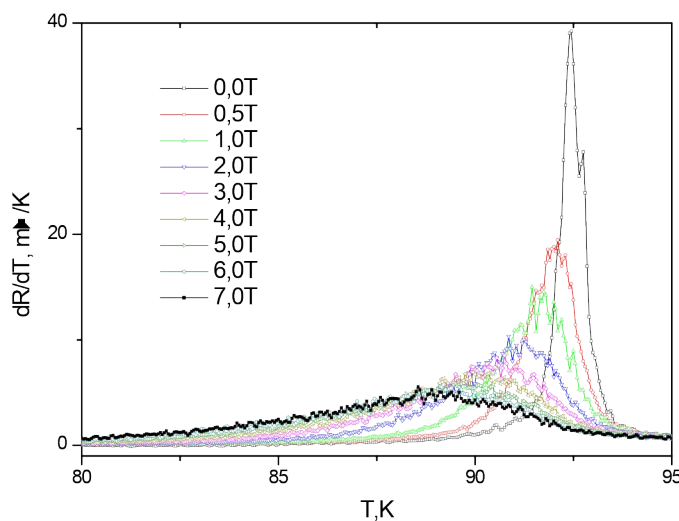


Рис. 5.2. Резистивні переходи в надпровідний стан зразка $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з домішкою 30% титана в координатах $d\rho_{ab}/dT - T$. Позначення кривих відповідає рис.5.1.

свідчить про реалізацію в системі тривимірного (3D) режиму існування

На рис. 5.3 показані резистивні переходи у надпровідний стан у координатах

$$\frac{d \ln D_s}{dT} - T$$

що у високотемпературній ділянці НП-переходу у

всіх кривих спостерігається досить протягла лінійна ділянка з кутом нахилу $b \approx 0.5$, що згідно [208]

флуктуаційних носіїв. При цьому ділянка, що відповідає 3D режиму, є істотно нестійкою в магнітному полі, що узгоджується з результатами, отриманими [206]. 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 [208], [209].

5.4. Хаотичний потенціал пінінгу і акомодация вихорової структури

Прикладання магнітного поля приводить до значного розширення та розмиття НП-переходу. Як відомо з літератури [205], [212], до такого ефекту може приводити присутність в системі сильних центрів пінінгу, що сприяють розмиттю вищезгаданого кінку і переходу від фази впорядкованої вихорової решітки до фази, так званого «вихорового» або «бреггівського» скла, що обумовлено акомодациєю вихорової системи до хаотичного потенціалу пінінгу.

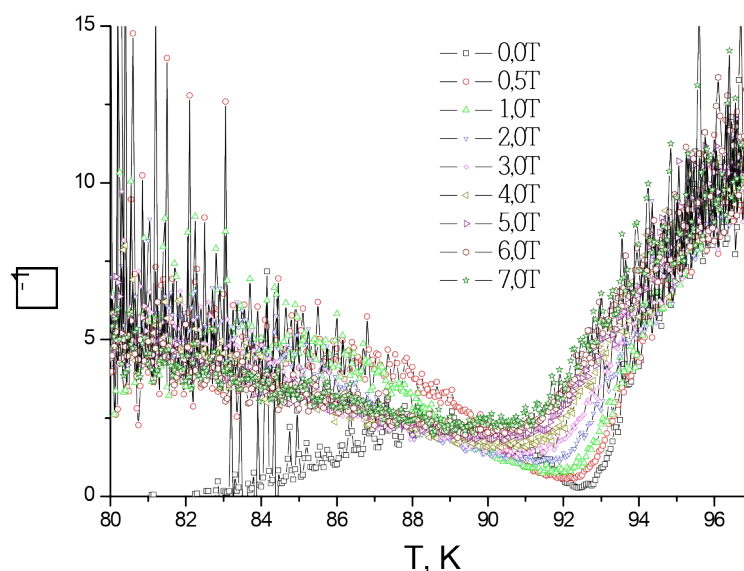


Рис. 5.3. Резистивні переходи в надпровідний стан монокристала

$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з домішкою Ti 30% в координатах $\frac{\rho}{\rho_0} \frac{d(\ln Ds)}{dT} \Big|_{H}^{-1} - T$.

Рис. 5.4. Штрих-діаграма відносних інтенсивностей основних дифракційних максимумів в залежності від вмісту TiO_2

У нашому випадку роль такого потенціалу можуть відігравати міжзеренні межі або включення нової фази, що виникають при внесенні домішки титану. На користь останнього припущення свідчать рентгенографічні дослідження наших зразків, що зареєстрували присутність такої фази (рис. 5.4), при тому, що ефект «розмиття кінку» часто не спостерігався на зразках 1-2-3 без домішки титану [193,212], або з домішками, що приводять до повної або часткової заміни вихідних компонент [210].

5.5. Скейлінг резистивних залежностей і фаза Бреггівського скла

Таким чином, можна припустити, що в досліджуваному зразку співіснує потенціал пінінгу, створюваний міжзеренними межами, і об'ємний потенціал пінінгу з пригніченим надпровідним параметром порядку, що формується фазовими включеннями з домішкою титану.

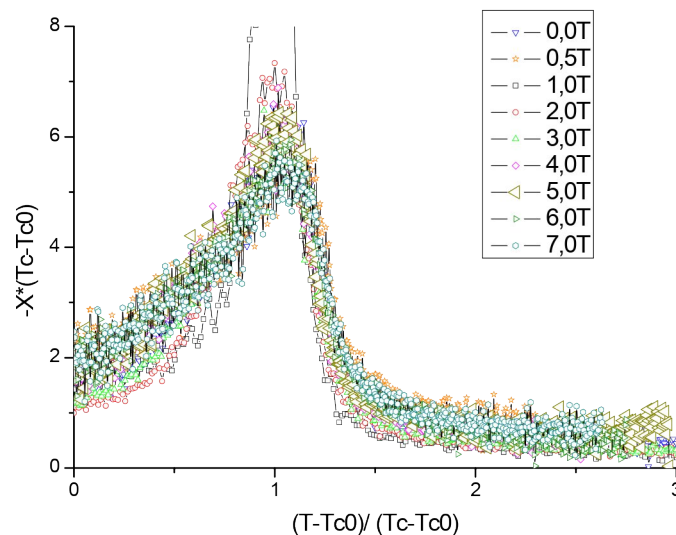


Рис. 5.5. Резистивні переходи в надпровідний стан монокристалу $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з домішкою Ti 30% в зведених координатах $C(T_c - T_{c0}) - (T -$

$T_{c0})/(T_c-T_{c0})$. Позначення кривих відповідає рис. 5.1.

Як було показано в [206], у разі реалізації в системі стану «бреггівського скла» на залежностях $\rho(T)$ повинен спостерігатися скейлінг у зведених координатах $\rho(T_c-T_{c0}) - (T-T_{c0})/(T_c-T_{c0})$, де T_{c0} – критична температура кінця переходу, що визначається в точці перетину лінійної ділянки, апроксимуючої, так звану паракогерентну область, з віссю температур, а T_c – температура, що відповідає середньопольовій критичній температурі, яка визначається в точці максимуму на залежностях $d\rho_{ab}(T)/dT$.

На рис. 5.5 показані ці ж криві, масштабовані як $\rho(T_c-T_{c0}) - (T-T_{c0})/(T_c-T_{c0})$. Як видно із рис. 5.5, на експериментальних кривих найкращий скейлінг спостерігається в паракогерентній області при $T < T_c$. При більш високих температурах розкид кривих стає суттєвішим, вірогідно внаслідок впливу пінінга надпровідних флуктуацій на фазових включеннях.

Висновки

Таким чином, з усього вищесказаного можна зробити висновок про те, що безпосередньо поблизу T_c ФП задовільно описується тривимірною моделлю Асламазова-Ларкіна для надпровідних шаруватих систем. Прикладання постійного магнітного поля до зразків $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ з домішкою титану, на відміну від аналогічних, бездомішкових зразків, приводить до розмиття додаткового паракогерентного переходу на температурних залежностях надлишкової провідності в базисній ab -площині в області резистивних переходів в надпровідний стан. Це може бути наслідком впливу об'ємного пінінгу, зумовленого наявністю в структурі експериментального зразка фазових включень, які формуються при внесенні домішки титану. Внаслідок цього, при температурах нижче критичної $T < T_c$, відбувається пригнічення динамічного фазового переходу виду вихрова рідина - вихрова

решітка та формування в системі переходу виду вихрова рідина - вихрове "бреггівське" скло.

Основні наукові та практичні результати, описані в 3 розділі, опубліковані в працях [4,5]

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ

У результаті виконання дисертаційної роботи було розв'язане актуальне наукове завдання – встановлений вплив експериментальних зовнішніх чинників на процеси переносу заряду та розсіювання його носіїв у ВТНП – сполуках сімейства $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ та $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-d}$ у широкому інтервалі температур, магнітних полів і високих тисків, вивчений розподіл дефектів мікроструктури, що утворилися, а також встановлені фізичні особливості й механізми релаксації цих дефектів.

У роботі були синтезовані досконалі монокристали $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-d}$ та керамічні зразки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з домішками титану та отримані експериментальні зразки з заданою топологією дефектної структури для резистивних вимірювань. Проведені вимірювання в широкому інтервалі температур магніторезистивних характеристик експериментальних зразків, у тому числі, в умовах гідростатичного стиснення до 14 кбар та після їх допування титаном. Проведено аналіз отриманих експериментальних залежностей з урахуванням сучасних теоретичних моделей

Основними науковими та практичними результатами є такі:

1. Встановлено, що збільшення концентрації празеодиму в монокристалах $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ призводить до виникнення локалізації носіїв і зміни міжшарової взаємодії.
2. Показано, що температурна залежність анізотропії електроопору $\rho_c/\rho_{ab}(T)$, на відміну від $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, добре описується за допомогою універсального «закону 1/2» для термоактиваційної стрибкової провідності.
3. Подібна залежність свідчить про те, що механізм транспорту носіїв поперек шарів здійснюється за допомогою термоактиваційних стрибків зі змінною довжиною.
4. Показник 1/2 свідчить про те, що стрибкова провідність одномірна, та/або що кулонівська взаємодія грає в поперечному транспорті істотну роль.

5. Збільшення ступеня допування празеодимом в зразках $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ призводить до посилення ефектів локалізації та реалізації в системі переходу виду метал-діелектрик, який завжди передує надпровідному переходу.

6. Збільшення концентрації празеодиму призводить до істотного зсуву точки переходу T_{m0} в область більш низьких температур, що, вірогідно, пов'язано зі збільшенням частки напівпровідникового вкладу в провідність експериментальних зразків.

7. Експериментальна температурна залежність електричного опору монокристалічного ВТНП $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ у нормальному стані (та отримана з неї похідна, $dr(T)/dT$) повністю відповідають моделі розсіювання носіїв заряду на фононах і домішках (модель Блоха-Грюнайзена) в інтервалі гідростатичних тисків 0–1 ГПа.

8. Температурна залежність похідної, $dr(T)/dT$, 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.

9. Температурою відкриття псевдощілини в даному випадку є температура мінімуму $dr(T)/dT$, яка зростає з тиском.

10. 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.

11. Гідростатичний тиск сприяє покращенню структури зразка.

12. Безпосередньо поблизу T_c ФП задовільно описується тривимірною моделлю Асламазова-Ларкіна для надпровідних шаруватих систем.

13. Прикладання постійного магнітного поля до зразків $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ з домішкою титану, на відміну від аналогічних, бездомішкових зразків, приводить до розмивання додаткового паракогерентного переходу на температурних залежностях надлишкової провідності в базисній ab -площині в області резистивних переходів в надпровідний стан.

14. Розмивання додаткового паракогерентного переходу на температурних залежностях надлишкової провідності може бути наслідком впливу об'ємного пінінгу, зумовленого наявністю в структурі експериментального зразка фазових включень, які формуються при внесенні домішки титану.

15. При температурах нижче критичної $T < T_c$, відбувається пригнічення динамічного фазового переходу виду вихорова рідина - вихорова решітка та формування в системі переходу виду вихорова рідина - вихорове "бреггівське" скло.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. 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 ($\text{R} = \text{Y}$ and lanthanides) / G.D. Chryssikos, E.I. Kamitsos, J.A. Kapoutsis, A.P. Patsis, V. Psycharis, A. Kafoudakis, C. Mitros, G. Kallias, E. Gamari-Seale, D. Niarchos // *Physica C*. – 1995. – Vol. 254. – P. 44–62.
2. Jorgensen J.D. Time-dependent structural phenomena at room temperature in quenched $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.41}$ / J.D. Jorgensen, Pei Shiyu, P. Lightfoot, H. Shi, A.P. Paulikas, B.M.W. Veal // *Physica C*. – 1990. – Vol. 167, No. 3–4. – P. 571–578.
3. Kemin T. A superstructure in single crystals $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ / T. Kemin, H. Meisheng, W. Yening // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 1989. – Vol. 1, No. 6. – P. 1049–1054.
4. Lacaye G. Twin to tweed transition in YBaCuO by substitution of Cu / G. Lacaye, R. Hermann, G. Kaestner // *Physica C*. – 1992. – Vol. 192. – P. 207–214.
5. Pan V.M. YBaCuO single crystals microstructure related to critical current density / V.M. Pan, V.L. Svechnikov, V.F. Solovjov // *Superconductor Science and Technology*. – 1992. – Vol. 5. – P. 707–711.
6. Kes P.H. Vortex pinning and creep experiments / P.H. Kes // *Proceedings of the Los Alamos Symposium “Phenomenology and Application of HTSC”*. – Los Alamos, NM, 1991. – P. 22–24.
7. Selvamanickam V. Flux pinning by dislocation in deformed melt-textured $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ superconductors / V. Selvamanickam, M. Mironova, S. Son // *Physica C*. – 1993. – Vol. 208. – P. 238–244.
8. Gawalek W. High critical currents in peritectically grown $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals / W. Gawalek, W. Schueppel, R. Hergt // *Superconductor Science and Technology*. – 1992. – Vol. 5. – P. 407–410.
9. Roth G. Copper deficiency in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ / G. Roth, G. Heger, P. Schweiss // *Zeitschrift für Physik*. – 1988. – Vol. 152, No. 4. – P. 329–334.
10. Bondarenko A.V. Effect of electron irradiation on anisotropy of vortex creep in YBCO single crystal / A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko,

V.N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek // *Magnetic and Superconducting Materials*. – Singapore : World Scientific, 1999. – P. 499–506.

11. Mott N. *Physica Status Solidi (b)*. – 1987. – Vol. 144. – P. 157.

12. Mizutani U. *Materials Science and Engineering A*. – 2000. – Vol. 294–296. – P. 464.

13. Mott N. *Electrons in Disordered Structures*. – Moscow : Mir, 1969.

14. Colquitt L. // *Journal of Applied Physics*. – 1965. – Vol. 36. – P. 2454.

15. Wuyts B. / B. Wuyts, V.V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede // *Physical Review B*. – 1996. – Vol. 53. – P. 9418.

16. Vovk R.V. / R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, M.A. Obolenskii // *Fizika Nizkikh Temperatur*. – 2012. – Vol. 38. – P. 323.

17. Khadzhai G.Ya. / G.Ya. Khadzhai, R.V. Vovk, N.R. Vovk // *Fizika Nizkikh Temperatur*. – 2013. – Vol. 39. – P. 684.

18. Khadzhai G.Ya. / G.Ya. Khadzhai, R.V. Vovk, N.R. Vovk // *Fizika Nizkikh Temperatur*. – 2014. – Vol. 40. – P. 630.

19. Vovk R.V. / R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, A. Chroneos // *Physica B*. – 2014. – Vol. 436. – P. 88.

20. Bondarenko A.V. Effect of electron irradiation on vortex dynamics in YBa₂Cu₃O_{7-δ} single crystals / A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, V.N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek // *Physical Review B*. – 2001. – Vol. 64, No. 9. – Art. 092513.

21. Aisaka T. / T. Aisaka, M.J. Shimizu // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 1970. – Vol. 28. – P. 646.

22. Larkin V.A. *Theory of Fluctuations in Superconductors* / V.A. Larkin, A. Varlamov. – Oxford : Oxford University Press, 2009.

23. Vovk R.V. / R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, Z.F. Nazyrov // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. – 2014. – Vol. 25. – P. 5226–5230. – DOI: 10.1007/s10854-014-2292-5.

24. Khadzhai G.Ya. / G.Ya. Khadzhai, R.V. Vovk // *Fizika Nizkikh Temperatur.* – 2014. – Vol. 40. – P. 1343.

25. Vovk R.V. / R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, A. Chroneos // *Solid State Communications.* – 2014. – Vol. 190. – P. 18–22. – DOI: 10.1016/j.ssc.2014.04.004.

26. Vovk R.V., Khadzhai G.Ya., Dobrovolskiy O.V. JMSE-D-14-01357. Nov. 22, 2014.

27. Vovk R.V. Excess conductivity and pseudo-gap state in YBCO single crystals slightly doped with Al and Pr / R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A. Chroneos // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics.* – 2007. – Vol. 18. – P. 811–815.

28. Leridon B. / B. Leridon, A. Défossez, J. Dumont, J. Lesueur, J.P. Contour // *Physical Review Letters.* – 2001. – Vol. 87. – Art. 197007.

29. Collin G. / G. Collin, P.A. Albouy, P. Monod, M. Ribault // *Journal de Physique France.* – 1990. – Vol. 51. – P. 1163.

30. Schleger P. et al. // *Physica C.* – 1991. – Vol. 176. – P. 261.

31. Krasnov V.M. Evidence for coexistence of the superconducting gap and the pseudogap in Bi-2212 from intrinsic tunneling spectroscopy / V.M. Krasnov, A. Yurgens, D. Winkler, P. Delsing, T. Claeson // *Physical Review Letters.* – 2000. – Vol. 84, No. 25. – P. 5860–5863.

32. Ivliev A.D. / A.D. Ivliev, Yu.V. Glagoleva // *Solid State Physics.* – 2011. – Vol. 53. – P. 1.

33. Kebede A. / A. Kebede, C.S. Jee, J. Schwegler, J.E. Crow et al. // *Physical Review B.* – 1989. – Vol. 40. – P. 4453.

34. Gorny K. Magnetic field independence of the spin gap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ / K. Gorny, O.M. Vyaselev, J.A. Martindale et al. // *Physical Review Letters.* – 1999. – Vol. 82, No. 1. – P. 177–180.

35. Solovjov L. / L. Solovjov, L.V. Omelchenko, E.V. Petrenko, R.V. Vovk, V.V. Khotkevych, A. Chroneos // *Scientific Reports.* – 2019. – Vol. 9. – Art. 20424.

36. Khosrobadi H. et al. // *Physica B*. – 2002. – Vol. 321.
37. Neumeier J.J. / J.J. Neumeier, M.B. Maple // *Physica C*. – 1988. – Vol. 156. – P. 574.
38. Weng S.S. et al. // *Physical Review B*. – 1999. – Vol. 59. – P. 11205.
39. Li W.H. et al. // *Physical Review B*. – 1999. – Vol. 60. – P. 4212.
40. Goodwin T.G. et al. // *Physical Review B*. – 1997. – Vol. 55. – P. 3297.
41. Jee C. et al. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1988. – Vol. 76–77. – P. 617.
42. Kim C.C. et al. // *Physical Review B*. – 1993. – Vol. 49. – P. 6431.
43. Paulius L.M. Flux pinning in $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-x}$ high- T_c superconductors / L.M. Paulius, P.K. Tsai, J.J. Neumeier et al. // *Applied Physics Letters*. – 1991. – Vol. 58, No. 16. – P. 1792–1794.
44. Bondarenko A.V. Phase state of vortex system and critical currents in YBaCuO single crystal with unidirectional twins in tilted magnetic fields / A.V. Bondarenko, M.A. Obolenskii, R.V. Vovk et al. // *Proceedings of the 7th International Workshop on Critical Currents in Superconductors*. – Alpbach, Austria, 24–27 Jan. 1994. – 1995. – P. 177–180.
45. Feigel'man M.V. Theory of collective flux creep / M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur // *Physical Review Letters*. – 1989. – Vol. 63, No. 20. – P. 2303–2306.
46. Brandt E.H. Flux line lattice in high- T_c superconductors: anisotropy, elasticity, thermal depinning, ac penetration and susceptibility / E.H. Brandt // *Physica C*. – 1992. – Vol. 195, No. 1. – P. 1–27.
47. Marchetti M.C. Hydrodynamics of flux liquids / M.C. Marchetti, D.R. Nelson // *Physical Review B*. – 1990. – Vol. 42, No. 16. – P. 9938–9943.
48. Divakar U. Direct observation of the flux-line vortex glass phase in a type-II superconductor / U. Divakar, A.J. Drew, S.L. Lee et al. // *Physical Review Letters*. – 2004. – Vol. 92. – Art. 237004.

49. Blatter G. Vortices in high-temperature superconductors / G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur // *Reviews of Modern Physics*. – 1994. – Vol. 66. – P. 1125–1388.

50. Roas B. Anisotropy of critical current in YBaCuO thin films / B. Roas, L. Schultz, G. Saemann-Ischenko // *Physical Review Letters*. – Vol. 64, No. 4. – P. 479–482.

51. Anderson P.W. Hard superconductivity: theory of the motion of Abrikosov flux lines / P.W. Anderson, Y.B. Kim // *Reviews of Modern Physics*. – 1964. – Vol. 36, No. 1. – P. 39–43.

52. Beasley M.R. Flux creep in type-II superconductors / M.R. Beasley, R. Labusch, W.W. Webb // *Physical Review*. – 1969. – Vol. 181, No. 2. – P. 682–700.

53. Feigel'man M.V. Theory of collective flux creep / M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur // *Physical Review Letters*. – 1989. – Vol. 63, No. 20. – P. 2303–2306.

54. Roas B. Anisotropy of critical current in YBaCuO thin films / B. Roas, L. Schultz, G. Saemann-Ischenko // *Physical Review Letters*. – 1990. – Vol. 64, No. 4. – P. 479–482.

55. Fisher M.P.A. Vortex-glass superconductivity: a possible new phase in bulk high-T_c oxides / M.P.A. Fisher // *Physical Review Letters*. – 1989. – Vol. 62, No. 12. – P. 1415–1418.

56. Brandt E.H. Flux line lattice in high-T_c superconductors: anisotropy, elasticity, thermal depinning, ac penetration and susceptibility / E.H. Brandt // *Physica C*. – 1992. – Vol. 195, No. 1. – P. 1–27.

57. Fisher D.S. Thermal fluctuations, quenched disorder, phase transitions and transport in type-II superconductors / D.S. Fisher, M.P.A. Fisher, D.A. Huse // *Physical Review B*. – 1991. – Vol. 43. – P. 130–159.

58. Radousky H.B. A review of the superconducting and normal state properties of Y_{1-y}PryBa₂Cu₃O₇ / H.B. Radousky // *Journal of Materials Research*. – 1992. – Vol. 7, No. 7. – P. 1917–1955.

59. Thompson J.R. Effect of flux creep on the temperature dependence of the current density in Y-Ba-Cu-O crystals / J.R. Thompson, Y.R. Sun, L. Civale et al. // *Physical Review B*. – 1993. – Vol. 47, No. 21. – P. 14440–14447.

60. Angadi A. The influence of oxygen vacancies on flux pinning in YBa₂Cu₃O_{7-x} / A. Angadi, Z.H. Shen, A.D. Caplin et al. // *Superconductor Science and Technology*. – 1992. – Vol. 5. – P. 165–168.

61. Houghton A. Flux lattice melting in high-T_c superconductors / A. Houghton, R.A. Pelcovits, A. Sudbø // *Physical Review B*. – 1989. – Vol. 40. – P. 6763–6770.

62. Feigel'man M.V. Thermal fluctuations of vortex lines, pinning and creep in high-T_c superconductors / M.V. Feigel'man, V.M. Vinokur // *Physical Review B*. – 1990. – Vol. 41, No. 13. – P. 8986–8990.

63. Nelson D.R. Dislocation-mediated melting in two dimensions / D.R. Nelson, B.I. Halperin // *Physical Review B*. – 1979. – Vol. 19, No. 5. – P. 2457–2484.

64. Chudnovsky E.M. Hexatic vortex glass in disordered superconductors / E.M. Chudnovsky // *Physical Review B*. – 1989. – Vol. 40, No. 16. – P. 11355–11357.

65. Tachiki M. Anisotropy of critical current in layered superconductors / M. Tachiki, S. Takahashi, G. Saemann-Ischenko // *Solid State Communications*. – 1989. – Vol. 72, No. 11. – P. 1083–1086.

66. Kwok W.K. The effect of correlated and point defects on the vortex lattice melting in single-crystal YBa₂Cu₃O_{7-x} / W.K. Kwok, J. Fendrich, S. Fleshler et al. // *Physica B*. – 1994. – Vol. 197. – P. 579–587.

67. Feigel'man M.V. Pinning and creep in layered superconductors / M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin // *Physica C*. – 1990. – Vol. 167, No. 1–2. – P. 177–187.

68. Selvamanickam V. Flux pinning by dislocations in deformed melt-textured $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ superconductors / V. Selvamanickam, M. Mironova, S. Son et al. // *Physica C*. – 1993. – Vol. 208. – P. 238–244.

69. Marchetti M.C. Dynamics of flux-line liquids in high- T_c superconductors / M.C. Marchetti, D.R. Nelson // *Physica C*. – 1991. – Vol. 174. – P. 40–62.

70. Pruyboom A. Flux-line shear through narrow constraints in superconducting films / A. Pruyboom, P.H. Kes, E. van der Drift et al. // *Physical Review Letters*. – 1988. – Vol. 60, No. 14. – P. 1430–1433.

71. Worthington T.K. Observation of separate vortex-melting and vortex-glass transitions in defect-enhanced $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ single crystals / T.K. Worthington, M.P.A. Fisher, D.A. Huse et al. // *Physical Review B*. – 1992. – Vol. 46, No. 18. – P. 11854–11861.

72. Blatter G. Vortex pinning by twin boundaries in copper oxide superconductors / G. Blatter, J. Rhyner, V.M. Vinokur // *Physical Review B*. – 1991. – Vol. 43, No. 10. – P. 7826–7830.

73. Marchetti M.C. Hydrodynamics of flux liquids / M.C. Marchetti, D.R. Nelson // *Physical Review B*. – 1990. – Vol. 42, No. 16. – P. 9938–9943.

74. Yeng Y. Transport critical currents in melt-grown $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ / Y. Yeng, C. Beduz, Z. Yi, R.G. Scurlock // *Physica C*. – 1992. – Vol. 199. – P. 23–31.

75. Maley M.P. Dependence of flux-creep activation energy upon current density in grain-aligned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ / M.P. Maley, J.O. Willis, H. Leseure, M.E. McHenry // *Physical Review B*. – 1990. – Vol. 42, No. 4. – P. 2639–2642.

76. Isaac I. Relaxation of persistent current and energy barrier $U_{\text{eff}}(T)$ close to T_c in a grain-aligned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ring / I. Isaac, J. Jung, M. Murakami et al. // *Physical Review B*. – 1995. – Vol. 51, No. 17. – P. 11806–11817.

77. Sun Y.R. Strong evidence for vortex-glass collective-pinning theory in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ superconductors / Y.R. Sun, J.R. Thompson, Y.J. Chen et al. // *Physical Review B*. – 1993. – Vol. 47, No. 21. – P. 14481–14488.

78. Kupfer H. Phase diagram of flux creep in melt-textured and single-crystalline $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ / H. Kupfer, S.N. Gordeev, W. Jiang et al. // *Physical Review B*. – 1994. – Vol. 50, No. 10. – P. 7016–7025.

79. Krusin-Elbaum L. Phase diagram of the vortex-solid phase in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ crystals: a crossover from single-vortex (1D) to collective (3D) pinning regimes / L. Krusin-Elbaum, L. Civale, V.M. Vinokur, F. Holtzberg // *Physical Review Letters*. – 1992. – Vol. 69, No. 16. – P. 2280–2284.

80. Kugel K.I. Fishtail or peak effect due to proximity in superconductor with normal inclusions / K.I. Kugel, T. Matsushita, E.Z. Meilikhov, A.L. Rakhmanov // *Physica C*. – 1994. – Vol. 228. – P. 373–378.

81. Lotnyk D.A. Anisotropy of static and dynamic order-disorder transition in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystal / D.A. Lotnyk, A.V. Bondarenko, A.A. Zavgorodniy, M.A. Obolenskiy // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2009. – Vol. 150. – Art. 052142.

82. Bondarenko A.V. / A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, T.R. Arouri // *Low Temperature Physics*. – 2001. – Vol. 27. – P. 339.

83. Bondarenko A.V. / A.V. Bondarenko, V.A. Shklovskij, M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.A. Prodan, M. Pissas, D. Niarchos, G. Kallias // *Physical Review B*. – 1998. – Vol. 58. – P. 2445.

84. Houghton A. Flux lattice melting in high- T_c superconductors / A. Houghton, R.A. Pelcovits, A. Sudbø // *Physical Review B*. – 1989. – Vol. 40. – P. 6763–6770.

85. Angadi A. The influence of oxygen vacancies on flux pinning in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ / A. Angadi, Z.H. Shen, A.D. Caplin et al. // *Superconductor Science and Technology*. – 1992. – Vol. 5. – P. 165–168.

86. Chudnovsky E.M. Hexatic vortex glass in disordered superconductors / E.M. Chudnovsky // *Physical Review B*. – 1989. – Vol. 40, No. 16. – P. 11355–11357.

87. Tachiki M. Anisotropy of critical current in layered superconductors / M. Tachiki, S. Takahashi, G. Saemann-Ischenko // *Solid State Communications*. – 1989. – Vol. 72, No. 11. – P. 1083–1086.

88. Kwok W.K. The effect of correlated and point defects on the vortex lattice melting in single-crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ / W.K. Kwok, J. Fendrich, S. Fleshler et al. // *Physica B*. – 1994. – Vol. 197. – P. 579–587.

89. Marchetti M.C. Dynamics of flux-line liquids in high- T_c superconductors / M.C. Marchetti, D.R. Nelson // *Physica C*. – 1991. – Vol. 174. – P. 40–62.

90. Pruyboom A. Flux-line shear through narrow constraints in superconducting films / A. Pruyboom, P.H. Kes, E. van der Drift et al. // *Physical Review Letters*. – 1988. – Vol. 60, No. 14. – P. 1430–1433.

91. Hauck J. Phase relations in pseudobinary $\text{Ba}_2\text{MeCu}_3\text{O}_x$ / J. Hauck, K. Bickmann, F. Zucht // *Journal of Materials Science*. – 1987. – Vol. 22, No. 5. – P. 825–827.

92. Ono A. Preparation of single crystals of the superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ / A. Ono, T. Tanaka // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 1987. – Vol. 26, No. 5. – P. 825–827.

93. Бондаренко О.В. Синтез монокристалів ВТНП на основі ітрію / О.В. Бондаренко, Б.І. Веркін, М.О. Зубарева, М.О. Оболенський // *Препринт ФТІНТ АН УРСР*. – 1988. – № 41-88. – 12 с.

94. Giapintzakis J. A method for obtaining single domain superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ single crystals / J. Giapintzakis, D.M. Ginsberg, P.D. Han // *Journal of Low Temperature Physics*. – 1989. – Vol. 77, No. 1–2. – P. 155–161.

95. 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 / U. Welp, R. Fleshler, W.K. Kwok et al. // *Physical Review B*. – 1993. – Vol. 47, No. 18. – P. 12369–12373.

96. Obolenskii M.A. Synthesis and physical properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ single crystals / M.A. Obolenskii et al. // *Soviet Journal of Low Temperature Physics*. – 1990. – Vol. 16. – P. 639–652. – DOI: 10.1063/10.0032691.

97. Sarikaya M. Structure and formation of twins in the orthorhombic $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ / M. Sarikaya, R. Kikuchi, I.A. Aksay // *Physica C*. – 1988. – Vol. 152, No. 2. – P. 161–170.

98. 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 / D.J.L. Hong, D.M. Smith // *Journal of the American Ceramic Society*. – 1991. – Vol. 74, No. 7. – P. 1751–1759.

99. Schleger P. Thermodynamics of oxygen in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ between 450 °C and 650 °C / P. Schleger, W.N. Hardy, B.X. Yang // *Physica C*. – 1991. – Vol. 176. – P. 261–273.

100. Itskevich E.S. Kinetic properties and magnetic susceptibility of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ under hydrostatic pressure / E.S. Itskevich, V.F. Kraidenov, E.A. Petrova // *Low Temperature Physics*. – 2005. – Vol. 31. – P. 52–58.

101. Vovk R.V. / R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A.V. Samoilov, A.I. Chroneos, V.M. Pinto Simoes // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2008. – Vol. 464. – P. 58–64. – DOI: 10.1016/j.jallcom.2007.10.040.

102. Vovk R.V. / R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, I.L. Goulatis, A.I. Chroneos // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. – 2009. – Vol. 20. – P. 858–862. – DOI: 10.1007/s10854-008-9806-y.

103. Zverev V.N. / V.N. Zverev, D.V. Shovkun // *JETP Letters*. – 2000. – Vol. 72. – P. 73–76. – DOI: 10.1134/1.1312015.

104. Stojkovic A.P. / A.P. Stojkovic, D. Pines // *Physical Review B*. – 1997. – Vol. 55. – P. 8576–8585. – DOI: 10.1103/PhysRevB.55.8576.

105. Vovk R.V. / R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, I.L. Goulatis, A. Chroneos // *Physica C*. – 2013. – Vol. 485. – P. 89–93. – DOI: 10.1016/j.physc.2012.09.017.

106. *Physical Properties of High Temperature Superconductors I* / ed. by A.M. Ginsberg. – Singapore : World Scientific, 1989.

107. Obolenskii M.A. / M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko, N.N. Chebotaev // *Low Temperature Physics*. – 2006. – Vol. 32. – P. 571–575. – DOI: 10.1063/1.2215373.

108. Anderson P.W. / P.W. Anderson, Z. Zou // *Physical Review Letters*. – 1988. – Vol. 60. – P. 132–134. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.60.132.

109. Alexandrov A.S. / A.S. Alexandrov, V.V. Kabanov, N.F. Mott // *Physical Review Letters*. – 1996. – Vol. 77. – P. 4796–4799. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.77.4796.

110. Anderson P.W. *The Theory of Superconductivity in the High-Tc Cuprates* / P.W. Anderson. – Princeton : Princeton University Press, 1997. – ISBN 9780691043654.

111. Abrikosov A.A. / A.A. Abrikosov // *Успехи физических наук*. – 1998. – Т. 168. – С. 683–695. – DOI: 10.3367/UFNr.0168.199806i.0683.

112. Vovk R.V. / R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, I.L. Goulatis, V.I. Beletskii, A. Chroneos // *Physica C*. – 2009. – Vol. 469. – P. 203–206. – DOI: 10.1016/j.physc.2009.01.011.

113. Khadzhai G.Ya. / G.Ya. Khadzhai, A.L. Solovjov, N.G. Panchenko, M.R. Vovk, R.V. Vovk // *Low Temperature Physics*. – 2022. – Vol. 48. – P. 648–654. – DOI: 10.1063/10.0011607.

114. Vovk R.V. / R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, D.A. Lotnyk, K.A. Kotvitskaya // *Physica B*. – 2009. – Vol. 404. – P. 3516–3520. – DOI: 10.1016/j.physb.2009.05.047.

115. Zverev V.N. / V.N. Zverev, D.V. Shovkun, I.G. Naumenko // *JETP Letters*. – 1998. – Vol. 68. – P. 332–337. – DOI: 10.1134/1.567869.

116. Friedel J. // *Journal de Physique France*. – 1988. – Vol. 49. – P. 1561–1583. – DOI: 10.1051/jphys:019880049090156100.

117. Dzierzawa M. / M. Dzierzawa, M. Zamora, D. Baeriswyl, X. Bagnoud // *Physical Review Letters*. – 1996. – Vol. 77. – P. 3897–3900. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.77.3897.

118. Ivanov M.A. / M.A. Ivanov, V.M. Loktev // *Low Temperature Physics*. – 1999. – Vol. 25. – P. 996–1000. – DOI: 10.1063/1.593854.

119. Vovk R.V. / R.V. Vovk, Z.F. Nazzyrov, M.A. Obolenskii, I.L. Goulatis, A. Chronos, V.M. Pinto Simoes // *Philosophical Magazine*. – 2011. – Vol. 91. – P. 2291–2300. – DOI: 10.1080/14786435.2011.552893.

120. Vovk R.V. / R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, Z.F. Nazzyrov, I.L. Goulatis, A. Chronos // *Physica B*. – 2012. – Vol. 407. – P. 4470–4474. – DOI: 10.1016/j.physb.2012.07.049.

121. Anderson P.W. // *Physical Review Letters*. – 1991. – Vol. 67. – P. 2092–2094. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.67.2092.

122. Sheng P. / P. Sheng, J. Klafter // *Physical Review B*. – 1983. – Vol. 27. – P. 2583(R)–2586(R). – DOI: 10.1103/PhysRevB.27.2583.

123. Meilikhov M.Z. // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 1999. – Vol. 88. – P. 819–824.

124. Vovk R.V. et al. Electro-transport and structure of 1-2-3 HTSC single crystals with different plane defects topologies // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. – 2012. – Vol. 23, No. 6. – P. 1255–1259.

125. Radousky H.B. // *Journal of Materials Research*. – 1992. – Vol. 7. – P. 1917–1955. – DOI: 10.1557/JMR.1992.1917.

126. Vovk R.V. / R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A.I. Chronos // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. – 2007. – Vol. 18. – P. 811–815. – DOI: 10.1007/s10854-006-9086-3.

127. Mott N.F. *Metal-Insulator Transition*. – London : World Scientific, 1974.

128. Boyko F.A. / F.A. Boyko, G.V. Bukin, V.A. Voloshin, A.A. Gusev // *Low Temperature Physics*. – 2001. – P. 138–143.

129. Bieri J.B. / J.B. Bieri, K. Maki, R.S. Thompson // *Physical Review B*. – 1991. – Vol. 44. – P. 4709–4715. – DOI: 10.1103/PhysRevB.44.4709.

130. Vovk R.V. Effect of defects on the basal-plane resistivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{Y}_{1-y}\text{Pr}_y\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ single crystals / R.V. Vovk, G.Y. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, N.R. Vovk, Z.F. Nazzyrov // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. – 2015. – Vol. 26, No. 3. – P. 1435–1440.

131. Vovk R.V. / R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, A. Chroneos // *Physica B*. – 2014. – Vol. 436. – P. 88–90. – DOI: 10.1016/j.physb.2013.11.056.

132. Rojo A.G. / A.G. Rojo, K. Levin // *Physical Review B*. – 1993. – Vol. 48. – P. 16861(R)–16864(R). – DOI: 10.1103/PhysRevB.48.16861.

133. Abrikosov A.A. // *Physics–Uspekhi*. – Vol. 41. – P. 605–624.

134. Vovk R.V. / R.V. Vovk, N.R. Vovk, O.V. Shekhovtsov, I.L. Goulatis, A. Chroneos // *Superconductor Science and Technology*. – 2013. – Vol. 26. – Art. 085017. – DOI: 10.1088/0953-2048/26/8/085017.

135. Aslamazov L.G. / L.G. Aslamazov, A.I. Larkin // *Physics Letters A*. – 1968. – Vol. 26. – P. 238–239. – DOI: 10.1016/0375-9601(68)90623-3.

136. Colquitt L.J. // *Journal of Applied Physics*. – 1965. – Vol. 36. – P. 2454–2458. – DOI: 10.1063/1.1714510.

137. Aisaka T. / T. Aisaka, M.J. Shimizu // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 1970. – Vol. 28. – P. 646–650. – DOI: 10.1143/JPSJ.28.646.

138. Vovk R.V. / R.V. Vovk, G.Y. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy // *Modern Physics Letters B*. – 2014. – Vol. 28. – Art. 1450142. – DOI: 10.1142/S0217984914502455.

139. Vovk R.V. / R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, A. Chroneos // *Solid State Communications*. – 2014. – Vol. 190. – P. 18–22. – DOI: 10.1016/j.ssc.2014.04.004.

140. Abrikosov A.A. / A.A. Abrikosov, L.P. Gor'kov // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 1960. – Vol. 39. – P. 1781–1796.

141. Sadovskii M.V. / M.V. Sadovskii, A.I. Posazhennikova // *JETP Letters*. – 1997. – Vol. 65. – P. 270–276. – DOI: 10.1134/1.567359.

142. Bednorz J.G. / J.G. Bednorz, K.A. Müller // *Zeitschrift für Physik B*. – 1986. – Vol. 64, No. 2. – P. 189–193. – DOI: 10.1007/BF01303701.

143. Collin G. / G. Collin, P.A. Albouy, P. Monod, M. Ribault // *Journal de Physique*. – 1990. – Vol. 51. – P. 1163–1172. – DOI: 10.1051/jphys:0199000510110116300.

144. Ivanov M.A. / M.A. Ivanov, V.M. Loktev // *Low Temperature Physics*. – 1999. – Vol. 25. – P. 996–998. – DOI: 10.1063/1.593854.

145. Maza J. / J. Maza, F. Vidal // *Physical Review B*. – 1991. – Vol. 43. – P. 10560–10563.

146. Khadzhai G.Ya. / G.Ya. Khadzhai, C.R. Vovk, R.V. Vovk // *Low Temperature Physics*. – 2017. – Vol. 43, No. 9. – P. 1119–1121. – DOI: 10.1063/1.5004458.

147. Mott N.F. *Electrons in Disordered Structures* // *Advances in Physics*. – 1967. – Vol. 16, No. 61. – P. 49–144. – DOI: 10.1080/00018736700101265.

148. Gantmakher V.F. *Electrons and Disorder in Solids* / V.F. Gantmakher, Y.B. Levinson. – Oxford : Oxford University Press, 2005. – DOI: 10.1093/acprof:oso/9780198567561.001.0001.

149. Maksimov E.G. *High-temperature superconductivity: the current state* // *Physics–Uspekhi*. – 2000. – Vol. 43, No. 10. – P. 965–990. – DOI: 10.1070/PU2000v043n10ABEH000770.

150. Ziman J.M. *Electrons and Phonons*. – Oxford : Clarendon Press, 1960.

151. Anderson P.W. / P.W. Anderson, Z. Zou // *Physical Review Letters*. – 1988. – Vol. 60. – P. 132–134.

152. Anderson P.W. // *Physical Review Letters*. – 1991. – Vol. 67. – P. 2092–2094.

153. Stojkovic B.P. / B.P. Stojkovic, D. Pines // *Physical Review B*. – 1997. – Vol. 55. – P. 8576–8585.

154. Vedeneev S.I. / S.I. Vedeneev, A.G.M. Jansen, A.A. Tsvetkov, P. Wyder // *Physical Review B*. – 1995. – Vol. 51, No. 22. – P. 16380–16383. – DOI: 10.1103/PhysRevB.51.16380.

155. Mazov L.S. // *Physical Review B*. – 2004. – Vol. 70. – Art. 054501. – DOI: 10.1103/PhysRevB.70.054501.

156. Shen J.-Q. / J.-Q. Shen, M.-H. Fang, Y. Zheng, H.-T. Wang, Y. Lu, Z.-A. Xu // *Physica C*. – 2003. – Vol. 386. – P. 663–666. – DOI: 10.1016/S0921-4534(02)02189-5.

157. Takagi H. / H. Takagi, B. Batlogg, H.L. Kao, J. Kwo, R.J. Cava, J.J. Krajewski, W.F. Peck Jr. // *Physical Review Letters*. – 1992. – Vol. 69, No. 20. – P. 2975–2978. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.69.2975.

158. Vovk R.V. / R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, Z.F. Nazyrov // *Modern Physics Letters B*. – 2016. – Vol. 30. – Art. 1550232. – DOI: 10.1142/S0217984915502322.

159. Lodhi P.D. / P.D. Lodhi, N. Kaurav, K.K. Choudhary, Y.K. Kuo // *Journal of Low Temperature Physics*. – 2019. – Vol. 196. – P. 494–509. – DOI: 10.1007/s10909-019-02198-3.

160. Khadzhai G.Ya. / G.Ya. Khadzhai, N.R. Vovk, R.V. Vovk // *Low Temperature Physics*. – 2014. – Vol. 40, No. 6. – P. 488–491. – DOI: 10.1063/1.4881197.

161. Vovk R.V. / R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, M.A. Obolenskii // *Low Temperature Physics*. – 2012. – Vol. 38. – P. 255–257. – DOI: 10.1063/1.3693587.

162. Khadzhai G.Ya. / G.Ya. Khadzhai, M.V. Kislitsa, R.V. Vovk, A.L. Solovjov, E. Nazarova, K. Buchkov, S.R. Vovk, A. Feher // *Low Temperature Physics*. – 2022. – Vol. 48. – P. 713–715. – DOI: 10.1063/10.0013295.

163. Vovk R.V. / R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, Z.F. Nazyrov, S.N. Kamchatnaya // *Solid State Communications*. – 2017. – Vol. 255–256. – P. 20–23. – DOI: 10.1016/j.ssc.2017.02.009.

164. Khadzhai G. / G. Khadzhai, Y. Goulatis, A. Chroneos, A. Feher, R. Vovk // *Applied Sciences*. – 2024. – Vol. 14. – Art. 6536. – DOI: 10.3390/app14156536.

165. Anshukova N.V. / 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, K.V. Mitsen // *JETP Letters*. – 1988. – Vol. 48. – P. 165–169.

166. Oh B. / B. Oh, K. Char, A.D. Kent, M. Naito, M.R. Beasley, T.H. Geballe, R.H. Hammond, A. Kapitulnik // *Physical Review B*. – 1988. – Vol. 37. – P. 7861–7864.

167. Vovk R.V. / R.V. Vovk, A.L. Solov'ov // *Low Temperature Physics*. – 2018. – Vol. 44. – P. 81–113. – DOI: 10.1063/1.5020905.

168. Solov'ov A.L. / A.L. Solov'ov, H.-U. Habermeier, T. Haage // *Low Temperature Physics*. – 2002. – Vol. 28. – P. 17–24. – DOI: 10.1063/1.1449180.

169. Solov'ev A.L. / A.L. Solov'ev, V.M. Dmitriev // *Low Temperature Physics*. – 2009. – Vol. 35. – P. 169–197. – DOI: 10.1063/1.3081150.

170. Vovk R.V. / R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, A. Chroneos // *Physica B: Condensed Matter*. – 2014. – Vol. 436. – P. 88–90.

171. Vovk R.V. / R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, A. Chroneos // *Physica B: Condensed Matter*. – 2014. – Vol. 436. – P. 88–90.

172. Beletskiy V.I. / 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. – Vol. 30. – P. 6688–6692. – DOI: 10.1007/s10854-019-00978-x.

173. Vovk R.V. / R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A.V. Samoilo, A. Chroneos // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2008. – Vol. 453. – P. 69–74.

174. Vovk R.V. / R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, M.A. Obolenskii // *Low Temperature Physics*. – 2012. – Vol. 38. – P. 255–257. – DOI: 10.1063/1.3693587.

175. Baraduc C. / C. Baraduc, V. Pagnon, A. Buzdin, J.Y. Henry, C. Ayache // *Physics Letters A*. – 1992. – Vol. 166. – P. 267–272. – DOI: 10.1016/0375-9601(92)90375-V.

176. Vovk R.V. / R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, A. Chroneos // *Solid State Communications*. – 2014. – Vol. 190. – P. 18–22.

177. Colquitt L.J. // *Journal of Applied Physics*. – 1965. – Vol. 36. – P. 2454–2458. – DOI: 10.1063/1.1714510.

178. Morton N. / N. Morton, B.W. James, G.H. Wostenholm // *Cryogenics*. – 1978. – Vol. 18. – P. 131–136. – DOI: 10.1016/0011-2275(78)90171-6.

179. Cote P.J. / P.J. Cote, L.V. Meisel // *Physical Review Letters*. – 1978. – Vol. 40. – P. 1586–1589.

180. Kumar M. // *Physica Status Solidi (b)*. – 1996. – Vol. 196. – P. 209–214. – DOI: 10.1002/pssb.2221960120.

181. Gunnarsson O. / O. Gunnarsson, M. Calandra, J.E. Han // *Reviews of Modern Physics*. – 2003. – Vol. 75. – P. 1085–1099. – DOI: 10.1103/RevModPhys.75.1085.

182. Menegotto Costa R. / R. Menegotto Costa, F.T. Dias, P. Pureur, X. Obradors // *Physica C*. – 2013. – Vol. 495. – P. 202–206. – DOI: 10.1016/j.physc.2013.09.015.

183. Caprara S. / S. Caprara, M. Grilli, L. Benfatto, C. Castellani // *Physical Review B*. – 2011. – Vol. 84. – Art. 014514. – DOI: 10.1103/PhysRevB.84.014514.

184. Lawrence W.E. Theory of layer-structure superconductors / W.E. Lawrence, S. Doniach // *Proceedings of the 12th International Conference on Low Temperature Physics*. – Kyoto, Japan, 1970. – P. 361.

185. Friedmann T.A. / T.A. Friedmann, J.P. Rice, J. Giapintzakis, D.M. Ginsberg // *Physical Review B*. – 1989. – Vol. 39. – P. 4258–4266. – DOI: 10.1103/PhysRevB.39.4258.

186. Presland M.R. et al. // *Physica C*. – 1991. – Vol. 176. – P. 95–105.

187. Bednorz J.G. / J.G. Bednorz, K.A. Müller // *Zeitschrift für Physik B*. – 1986. – Vol. 64, No. 2. – P. 189–193.

188. Friedmann T.A. / T.A. Friedmann, J.P. Rice, J. Giapintzakis, D.M. Ginsberg // *Physical Review B*. – 1989. – Vol. 39. – P. 4258–4266.

189. Vovk R.V. / R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, A. Chroneos // *Physica B: Condensed Matter*. – 2014. – Vol. 436. – P. 88–90.

190. Solovjov A. / A. Solovjov, M. Tkachenko, R. Vovk, A. Chroneos // *Physica C*. – 2014. – Vol. 501. – P. 24–31.

191. Blatter G. Vortices in high-temperature superconductors / G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur // *Reviews of Modern Physics*. – 1994. – Vol. 66. – P. 1125–1388.

192. Vovk R.V. / R.V. Vovk, N.R. Vovk, O.V. Dobrovolskiy // *Journal of Low Temperature Physics*. – 2014. – P. 1–17. – DOI: 10.1007/s10909-014-1121-9.

193. Bondarenko A.V. / A.V. Bondarenko, V.A. Shklovskij, R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Prodan // *Low Temperature Physics*. – 1997. – Vol. 23, No. 12. – P. 962–967.

194. Bondarenko A.V. / A.V. Bondarenko, V.A. Shklovskij, M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.A. Prodan, M. Pissas, D. Niarchos, G. Kallias // *Physical Review B*. – 1998. – Vol. 58, No. 5. – P. 2445–2447.

195. Pan V.M. / V.M. Pan, V.L. Svechnikov, V.F. Solovjov // *Superconductor Science and Technology*. – 1992. – Vol. 5. – P. 707–711.

196. Vovk R.V. / R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, Z.F. Nazyrov, I.L. Goulatis, V.V. Kruglyak, A. Chroneos // *Modern Physics Letters B*. – 2011. – Vol. 25, No. 27. – P. 2131–2136.

197. Li Z. / Z. Li, H. Wang, N. Yang, X. Jin, L. Shen // *Journal of the Chinese Ceramic Society*. – 1990. – Vol. 18. – P. 555–560.

198. Savich S.V. / S.V. Savich, A.V. Samoilov, R.V. Vovk, O.V. Dobrovolskiy, S.N. Kamchatna, Ya.V. Dolgoplova, O.A. Chernovol-Tkachenko // *Modern Physics Letters B*. – 2016. – Vol. 30. – Art. 1650034. – DOI: 10.1142/S0217984916500342.

199. Wu M.K. / M.K. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Torng, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, Z.J. Huang, Y.Q. Wang, C.W. Chu // *Physical Review Letters*. – 1987. – Vol. 58, No. 9. – P. 908–910.

200. Martinez B. / B. Martinez, F. Sandiumenge, S. Pinol, N. Vilalta, J. Fontcuberta, X. Obradors // *Applied Physics Letters*. – 1995. – Vol. 66. – P. 772–774.

201. Vovk R.V. / R.V. Vovk, N.R. Vovk, A.V. Samoilov, I.L. Goulatis, A. Chroneos // *Solid State Communications*. – 2013. – Vol. 170. – P. 6–9.

202. Kemin T. A superstructure in single crystals $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ / T. Kemin, H. Meisheng, W. Yening // *Journal of Physics: Condensed Matter*. – 1989. – Vol. 1, No. 6. – P. 1049–1054.

203. Vovk R.V. / R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, M.A. Obolenskii, I.L. Goulatis, A. Chronos, V.M.P. Simoes // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2011. – Vol. 509, No. 13. – P. 4553–4556.

204. Costa R.M. / R.M. Costa, I.C. Riegel, A.R. Jurelo, J.L. Pimentel Jr. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2008. – Vol. 320. – P. 493–497.

205. Kouvel J.S. / J.S. Kouvel, M.E. Fisher // *Physical Review*. – 1964. – Vol. 136. – P. A1616–A1626.

206. Aslamazov L.G. / L.G. Aslamazov, A.I. Larkin // *Physics Letters A*. – 1968. – Vol. 26A. – P. 238–239.

207. Vovk R.V. / R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy, Z.F. Nazyrov // *Current Applied Physics*. – 2014. – Vol. 14. – P. 1779–1782.

208. Roa-Rojas J. / J. Roa-Rojas, R. Menegotto Costa, P. Pureur // *Physical Review B*. – 2000. – Vol. 61. – P. 12457–12462.

209. Vovk R.V. / R.V. Vovk, V.M. Gvozdikov, M.A. Obolenskii, Z.F. Nazyrov, V.V. Kruglyak // *Acta Physica Polonica A*. – 2012. – Vol. 121, No. 5–6. – P. 1191–1194.

210. Kwok W.K. et al. // *Physical Review Letters*. – 1992. – Vol. 69. – P. 3370–3373.

ДОДАТОК

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ:

Наукові праці у фахових виданнях України, що індексуються в міжнародних наукометричних базах:

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, страницы 311–316.
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.
3. V.Yu. Gres, M.V. Korobkov, G.Ya. Khadzhai, and R.V. Vovk / Resistive Investigations of Pressure Effect on the Fluctuations Paraconductivity in $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ Single Crystals // Functional materials, 2025, 32, №3, p.p. 367-371.
4. M.V. Korobkov, S.V. Savych, G.Ya. Khadzhai, R.V. Vovk / Magnetoresistance of titanium-doped HTSC compounds YBaCuO // // Functional materials, 2026, 32, №2, p.p. 342-349

Перелік статей опублікованих у вітчизняних фахових наукових періодичних виданнях:

5. Р. В. Вовк, О. Ю. Врагов, М. М. Іноземцев, В. О. Ковригин, А. О. Комісаров, М. В. Коробков, В. Ф. Коршак, Л. О. Пащенко, Г. Я. Хаджай, О. Г. Чепурін, Д. Ф. Ярчук./ Кристалічна структура, дефекти, пінінг та динаміка магнітного потоку у ВТНП-сполуках системи 1-2-3 // The Journal of V.N. Karazin Kharkiv National University, Series “Physics”, 2025, Vol. 42, p.p. 7-22.
6. Г.Я. Хаджай, В.Ю. Гресь, М.В. Коробков, В.Ф. Коршак, Р.В. Вовк
Вплив тиску на розсіювання нормальних і флуктуаційних носіїв у

монокристаллах $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$. *The Journal of V.N. Karazin Kharkiv National University, Series "Physics"*, 2025, Vol. 43, p.p. 28-39.

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. С.203.

2. Л.О. Пащенко, Ю.В. Литвинов, А.О. Комісаров, М.В. Коробков, Р.В. Вовк / Вплив опромінення швидкими електронами на магнітоопір оптимально допованих киснем монокристалів $YBaCuO$ // Збірник матеріалів міжнародної конференції «Ядерна фізика на Закарпатті» (до 55-річчя відділу фотоядерних процесів ІЕФ НАН України) 21-23 травня 2024 року. С.205.

Онлайн сервіс створення та перевірки кваліфікованого та удосконаленого електронного підпису

ПРОТОКОЛ
створення та перевірки кваліфікованого та удосконаленого електронного підпису

Дата та час: 10:21:14 26.06.2026

Назва файлу з підписом: КоробковМВ 11.06.2026 (1).pdf.asice
Розмір файлу з підписом: 5.1 МБ

Назва файлу без підпису: КоробковМВ 11.06.2026 (1).pdf.zip
Розмір файлу без підпису: 6.1 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): 09:00:26
19.06.2026

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: КоробковМВ 11.06.2026 (1).pdf

Версія від: 2026.05.20 13:00