

**ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУР
ім. Б.І. ВЕРКІНА НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ**

Фізико-технічний інститут низьких температур
ім. Б.І. Веркіна Національної академії наук України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Колісник Андрій Сергійович

УДК 538.945

ДИСЕРТАЦІЯ

**ОСОБЛИВОСТІ ВПЛИВУ МАГНІТНОГО ПОЛЯ, ТИСКУ ТА ВІДПАЛУ
НА ПСЕВДОЩІЛИНУ У ПЛІВКАХ І МОНОКРИСТАЛАХ**

$\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{RE} = \text{Y}, \text{Ho}$) та $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

104 – Фізика та астрономія

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

_____ А. С. Колісник
(підпис здобувача)

Науковий керівник: **Соловйов Андрій Львович**,
доктор фізико-математичних наук, професор
Харків – 2026

АНОТАЦІЯ

Колісник А. С. Особливості впливу магнітного поля, тиску та відпалу на псевдощілину у плівках і монокристалах $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}$) та $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 «Фізика та астрономія» (10 – Природничі науки). Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна Національної академії наук України, Харків, 2026.

Дисертаційну роботу присвячено дослідженню особливостей впливу на фундаментальні електронні процеси, що формують нормальну та надпровідну (НП) фази у високотемпературних надпровідниках (ВТНП), таких зовнішніх чинників, як сильне магнітне поле, гідростатичний тиск, довготривалий відпал (структурна релаксація) та наявність магнітних домішок у тонких плівках і монокристалах купратних ВТНП REBaCuO ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}$) та YPrBaCuO .

У **вступі** стисло обґрунтовано актуальність теми дисертаційного дослідження, визначено об'єкт, предмет, мету, основні завдання та методи досліджень. Викладено наукову новизну та сформульовано практичну значущість одержаних результатів. Окрім того, наведено відомості про особистий внесок здобувача, апробацію роботи, публікації за темою дисертації та подано загальну інформацію про обсяг і структуру роботи.

У **першому розділі «Основні властивості досліджуваних надпровідників (огляд літератури)»** проаналізовано сучасний стан досліджень резистивних, флуктуаційних та надпровідних властивостей ВТНП системи YBaCuO та споріднених сполук. Розглянуто кристалічну структуру та особливості електронної конфігурації купратів. Особливу увагу приділено критичному аналізу проблеми

псевдощільності (ПЩ). У розділі систематизовано підходи до опису теорій Асламазова-Ларкіна (АЛ) та Макі-Томпсона (МТ), які дозволяють кількісно оцінити розмірність флуктуаційних процесів та ідентифікувати температуру 3D-2D кросовера. Обґрунтовано застосування моделі локальних пар (ЛП), яка дає змогу розрахувати температурну залежність параметра ПЩ та дослідити режим кросовера від Бозе-Ейнштейнівської конденсації до теорії Бардіна-Купера-Шріффера. Показано, що магнітне поле в геометрії $B \parallel c$ є деструктивним фактором, що дозволяє вивчати динаміку вихрової ґратки Абрикосова та механізми пригнічення флуктуаційних пар. Досліджено вплив високого тиску та введення магнітних домішок, що дозволяє змінювати міжатомні відстані та локальні магнітні взаємодії та відкриває шлях до виявлення ефектів перерозподілу заряду та структурного впорядкування. Таким чином, проведений літературний огляд підтверджує, що лише комплексне дослідження ПЩ стану дозволяє вийти на рівень побудови фізичної картини електронних процесів у ВТНП.

У другому розділі «Об'єкти і методи експериментальних досліджень» наведено опис технологій виготовлення зразків, процедур їх підготовки та методики проведення прецизійних резистивних вимірювань. Розглянуто процес отримання тонких епітаксійних плівок YBaCuO методом імпульсного лазерного напилення на спеціальні монокристалічні підкладки. Окрім того, описано процедуру вирощування монокристалів купратів розчин-розплавним методом та специфіку формування низькоомних електроконтактів для забезпечення коректності класичних чотиризондових резистивних вимірювань у магнітних полях та під гідростатичним тиском.

Дослідження властивостей плівок YBaCuO виконувалися на базі автоматизованого комплексу Quantum Design PPMS-9 в умовах дії постійних магнітних полів. Висока точність вимірювань додатково гарантувалася формуванням низькоомних контактів. Окрім цього, розкрито методику вивчення баричних ефектів у монокристалах YPrBaCuO під дією високого гідростатичного

тиску. Тиск генерувався в автономній камері типу «поршень-циліндр». Для підтримання системи у стані термодинамічної рівноваги вимірювання проводилися в режимі повільного температурного сканування. Також особливу увагу в розділі приділено опису процедури створення контрольованого стану кисневої нестехіометрії у монокристалах HoBCO шляхом термічної деоксигенації з подальшим швидким загартуванням до кімнатної температури та наступним кімнатним відпалом.

У третьому розділі «Вплив магнітного поля на властивості тонких плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ » представлено результати дослідження особливостей температурних залежностей питомого опору, надлишкової провідності та еволюції ПЩ в плівках YBaCuO під дією магнітного поля до 9 Тл. Аналіз транспортних характеристик за відсутності поля дозволив встановити наявність широкого температурного інтервалу лінійної залежності опору, відхилення від якого маркує температуру відкриття ПЩ. Встановлено, що магнітне поле в геометрії $B \parallel c$ призводить до розширення НП переходу, що супроводжується зменшенням критичної температури та зростанням магнетоопору. Підтверджено, що незважаючи на трансформацію опору поблизу НП переходу, магнітне поле майже не впливає на опір при високих T , а температура відкриття ПЩ майже не реагує на дію поля, що свідчить про високу енергію зв'язку ЛП. Проведено аналіз флуктуаційної провідності, результати якого вказують на сильне пригнічення флуктуаційного внеску 2D-MT під впливом магнітного поля, що зумовлює специфічне зростання довжини когерентності.

Вперше детально досліджені польові залежності довжини когерентності, значення ПЩ, виміряного при температурі Гінзбурга і параметра Гінзбурга, що характеризує ширину області критичних флуктуацій. Виявлено, що ці три параметри: лінійно залежать від поля, але всі змінюють нахил при 1 Тл. Доведено, що така поведінка обумовлена зміною механізму взаємодії магнітного поля з ВТНП. У малих полях працює механізм розриву НП пар. При $B \geq 1$ Тл поле формує

у ВТНП двовимірну решітку вихорів Абрикосова, з якою механізм взаємодії поля виявляється зовсім іншим. Обґрунтовано явище магнітоіндукованої ізотропізації куперівських пар. Кількісно доведено, що у сильних полях відбувається синхронна трансформація просторових масштабів НП стану: в той час як довжина когерентності вздовж осі c , зростає в ~ 3 рази, в площині ab вона зменшується в ~ 3 рази.

У четвертому розділі «Вплив гідростатичного тиску на властивості монокристалів $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ » досліджено еволюцію транспортних властивостей ПЩ у легованих монокристалах $YPrBaCuO$ під дією гідростатичного тиску до 1.1 ГПа. Встановлено, що фізичне стиснення кристалічної ґратки призводить до зменшення абсолютного значення питомого опору в базисній площині ab . Цей процес супроводжується зростанням критичної температури НП переходу. На основі аналізу доведено, що механізмом таких змін транспортних характеристик є барично-індуковане зростання ефективної густини носіїв заряду у провідних площинах. Збільшення концентрації дірок, компенсує пригнічення НП, початково викликане присутністю парамагнітних іонів Pr.

Головним результатом розділу є виявлення та фізичне обґрунтування поведінки ПЩ залежно від гідростатичного тиску. У роботі вперше показано зміну механізму взаємодії між вільними носіями заряду та локалізованими магнітними дефектами під тиском. З'ясовано, що в області малих тисків спостерігається різке падіння значення ПЩ, що зумовлено баричною активацією магнітних дефектів, які починають виступати як додаткові центри розсіяння, руйнуючи ЛП. Натомість, в зоні середніх тисків механізм взаємодії зазнає трансформації: гідростатичний тиск починає діяти як стабілізуючий фактор, нейтралізуючи вплив магнітних домішок празеодиму, що призводить до відновлення енергетичного масштабу ПЩ. Продемонстровано, що в області високих тисків електронна підсистема проходить через етап просторового та магнітного впорядкування локальних моментів Pr. Доведено факт впорядкування структури, що проявляється у відновленні класичної

форми температурної залежності параметра ПЩ. Таким чином, результати комплексно ілюструють здатність високого гідростатичного тиску долати внутрішньокристалічний магнітний безлад і відновлювати когерентний псевдоцілинний стан.

У п'ятому розділі «Вплив тривалого відпалу на властивості тонких плівок $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ » висвітлено результати дослідження динаміки релаксаційних процесів та еволюції ПЩ стану в монокристалах HoBaCuO під час тривалого кімнатного відпалу. Встановлено, що після гартування зразки перебувають у термодинамічно нерівноважному стані з високим рівнем кисневого та структурного безладу. Проведення серії вимірювань протягом 120 годин витримки при кімнатній температурі дозволило зафіксувати стадійність дифузійного перерозподілу лабільного кисню. Експериментально підтверджено, що впорядкування кисневої підсистеми призводить до гомогенізації НП матриці, що проявляється у зменшенні опору, зростанні критичної температури та звуженні ширини резистивного переходу.

Наукова новизна результатів розділу полягає у виявленні ознак формування хвиль спінової щільності у ПЩ стані. Вперше зафіксовано трансформацію високотемпературної асимптоти параметра ПЩ: у процесі відпалу крутизна нахилу графіку зросла в ~ 3.5 рази порівняно з вихідним станом. Показано, що такий характер поведінки корелює з магнітними НП на основі FeAs , що дозволяє інтерпретувати цей ефект як наслідок сильної локальної магнітної взаємодії ЛП із великим магнітним моментом іонів Ho в умовах впорядкованої кисневої ґратки. Обґрунтування цих результатів реалізовано порівнянням експериментальних кривих із теорією Пітерса-Бауера. Доведено, що впорядкування структури під час відпалу супроводжується зростанням густини ЛП, що є причиною спостережуваного зростання критичної температури. Таким чином, застосована методика відпалу дозволила експериментально розмежувати вплив структурного

безладу вакансій та стабілізуючий внесок внутрішнього магнетизму іонів гольмію на формування когерентного ПЩ стану.

Таким чином, результати дисертаційної роботи, отримані на основі проведеного комплексу експериментальних досліджень та теоретичного аналізу, встановлюють низку закономірностей еволюції ПЩ стану, флуктуаційної провідності та механізмів спарювання носіїв заряду в купратних ВТНП системах YBaCuO , YPrBaCuO та HoBaCuO під впливом зовнішніх факторів (сильного магнітного поля, високого гідростатичного тиску та структурної релаксації). Робота має важливе значення для розвитку фундаментальних знань щодо фізики ВТНП і суттєво поглиблює сучасні уявлення про природу ПЩ стану та механізми надпровідного спарювання у купратних ВТНП. Поряд з цим, результати мають і практичне значення, оскільки виявлені ефекти керування критичними параметрами надпровідника за допомогою магнітного поля, високого тиску та структурної релаксації відкривають нові технологічні шляхи для цілеспрямованого пошуку та синтезу матеріалів із підвищеною критичною температурою шляхом маніпуляції внутрішніми структурними параметрами та густиною носіїв заряду.

Ключові слова: високотемпературна надпровідність, псевдощілина, флуктуаційна провідність, модель локальних пар, епітаксійні плівки, імпульсне лазерне напилення, магнітне поле, параметр Гінзбурга, ізотропізація куперівських пар, вихровий стан, гідростатичний тиск, барична похідна, магнітні дефекти, відпал, густина носіїв заряду, структурна релаксація.

Ключові слова: надпровідність, високотемпературні надпровідники, тонкі плівки, псевдощілина, флуктуаційна провідність, вихор Абрикосова, ефект Джозефсона, гідростатичний тиск, невідпорядковані надпровідники, розподіл концентрації, надпровідна щілина, питомий електричний опір.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

1. **A. S. Kolisnyk**, M. V. Shytov, E. V. Petrenko, A. V. Terekhov, L. V. Bludova, A. Sedda, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, Effect of a magnetic field up to 9 T on the temperature dependence of the pseudogap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films. Low Temperature Physics, 52, 3–17, (2026), DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0042157>, Q3
2. A. L. Solovjov, L. V. Bludova, **A. S. Kolesnik**, E. V. Petrenko, N. V. Shytov, A. Sedda, E. Lähderanta, D. Sergeyev, R. V. Vovk, Hydrostatic pressure effect on the pseudogap in $\text{Y}_{0.77}\text{Pr}_{0.23}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. Low Temperature Physics, 52, 475–487 (2026), DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0043141>, Q3
3. A. L. Solovjov, **A. S. Kolesnik**, E. Lähderanta, R. V. Vovk, K. Rogacki, Unusual behavior of pseudogap in high-temperature superconductors under the influence of external factors. Part II (Review article). Low Temperature Physics, 51, 1406–1426 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0039858>, Q3
4. A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, E. V. Petrenko, Yu. A. Kolesnichenko, **A. S. Kolesnik**, S. Dzhumanov, R. V. Vovk, Effects of annealing on the fluctuation conductivity and pseudogap in slightly doped $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. Low Temperature Physics, 49, 108–119 (2023), DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0016484>, Q3

Наукові праці, які засвідчують апробацію результатів:

1. **A. S. Kolisnyk**, A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, E.V. Petrenko, Yu.A. Kolesnichenko, S. Dzhumanov, R.V. Vovk Effects of annealing on the fluctuation conductivity and pseudogap in slightly doped $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals “CM<P 2023”: III International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics, June 5–11, 2023: Book of Abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2023. – P.53.

2. **A. S. Kolisnyk**, A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, E.V. Petrenko, Yu.A. Kolesnichenko, S. Dzhumanov, R.V. Vovk, Effects of annealing on the fluctuation conductivity and pseudogap in slightly doped $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals “HEUREKA-2024”: International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics, May 14–16, 2024: Book of Abstracts. – Ukraine, Lviv, 2024. – P.A2.
3. **A. S. Kolisnyk**, E.V. Petrenko, A.V. Terekhov, L.V. Bludova, K. Rogacki, A.L. Solovjov, Вивчення впливу магнітного поля на температурну залежність псевдощільності у оптимально допованих плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ International Conference, присвячена 100-річчю з дня народження проф. Ю.М. Ломсадзе, December 17–18, 2024 – Ukraine, Uzhhorod, 2024.
4. **A. S. Kolisnyk**, E.V. Petrenko, A.V. Terekhov, L.V. Bludova, K. Rogacki, A.L. Solovjov, Дослідження еволюції температурної залежності псевдощільності в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ плівках під впливом магнітного поля “HEUREKA-2025”: International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics, May 13–15, 2025: Book of Abstracts. – Ukraine, Lviv, 2025. – P.E2.
5. **A. S. Kolisnyk**, M.V. Shytov, E.V. Petrenko, A.V. Terekhov, L.V. Bludova, K. Rogacki, A.L. Solovjov Study of the effect of magnetic field on the temperature dependence of the pseudogap in optimally doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films “CM<P 2025”: IV International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics, June 2–6, 2025: Book of Abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2025. – P.77.

ABSTRACT

Kolisnyk A. S. **Features of the influence of magnetic field, pressure, and annealing on the pseudogap in films and single crystals of $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}$) and $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.** – Qualifying scientific work on manuscript rights.

The thesis to obtain a Doctor of Philosophy degree in the specialty 104 -“Physics and astronomy”. – B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkiv, 2026.

The dissertation is devoted to studying the features of the influence of such external factors as a strong magnetic field, hydrostatic pressure, long-term annealing (structural relaxation), and the presence of magnetic impurities on the fundamental electronic processes that form the normal and superconducting (SC) phases in high-temperature superconductors (HTSC) in thin films and single crystals of cuprate HTSCs REBaCuO ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}$) and YPrBaCuO .

The introduction briefly justifies the relevance of the dissertation research topic, and defines the object, subject, purpose, main tasks, and research methods. The scientific novelty is stated, and the practical significance of the obtained results is formulated. In addition, it provides information on the personal contribution of the applicant, the approbation of the work, publications on the topic of the dissertation, and presents general information about the volume and structure of the work.

In the first chapter, "Basic properties of the investigated superconductors (literature review)", the current state of research on the resistive, fluctuation, and superconducting properties of HTSCs of the YBaCuO system and related compounds is analyzed. The crystal structure and features of the electronic configuration of cuprates are considered. Special attention is paid to a critical analysis of the pseudogap (PG) problem. The chapter systematizes approaches to describing the Aslamazov-Larkin (AL) and Maki-Thompson (MT) theories, which allow for a quantitative assessment of the dimensionality of fluctuation processes and the identification of the 3D-2D crossover temperature. The

application of the local pair (LP) model is justified, which makes it possible to calculate the temperature dependence of the PG parameter and investigate the crossover regime from Bose-Einstein condensation to the Bardeen-Cooper-Schrieffer theory. It is shown that a magnetic field in the $B \parallel c$ geometry is a destructive factor, which allows studying the dynamics of the Abrikosov vortex lattice and the mechanisms of suppression of fluctuation pairs. The influence of high pressure and the introduction of magnetic impurities is investigated, which allows altering interatomic distances and local magnetic interactions, paving the way for the detection of charge redistribution and structural ordering effects. Thus, the conducted literature review confirms that only a comprehensive study of the PG state allows reaching the level of constructing a physical picture of electronic processes in HTSCs.

In the second chapter, "Objects and methods of experimental research", a description of the sample manufacturing technologies, their preparation procedures, and the methodology for conducting precision resistive measurements is provided. The process of obtaining thin epitaxial YBaCuO films by pulsed laser deposition onto special single-crystal substrates is considered. In addition, the procedure for growing cuprate single crystals by the solution-melt method and the specifics of forming low-resistance electrical contacts to ensure the correctness of classical four-probe resistive measurements in magnetic fields and under hydrostatic pressure are described.

Investigations of the properties of YBaCuO films were performed using the automated Quantum Design PPMS-9 system under the influence of DC magnetic fields. The high measurement precision was additionally guaranteed by the formation of low-resistance contacts. Furthermore, the methodology for studying pressure effects in YPrBaCuO single crystals under high hydrostatic pressure is disclosed. The pressure was generated in an autonomous piston-cylinder type cell. To maintain the system in a state of thermodynamic equilibrium, the measurements were carried out in a slow temperature scanning mode. Also, special attention in the chapter is paid to describing the procedure for creating a controlled state of oxygen non-stoichiometry in HoBCO single crystals by

thermal deoxygenation with subsequent rapid quenching to room temperature and further room-temperature annealing.

In the third chapter, "Influence of a magnetic field on the properties of thin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films", the results of investigating the features of the temperature dependencies of resistivity, excess conductivity, and the evolution of the PG in YBaCuO films under a magnetic field of up to 9 T are presented. Analysis of the transport characteristics in the absence of a field made it possible to establish the presence of a wide temperature interval of linear resistance dependence, the deviation from which marks the PG opening temperature. It was established that a magnetic field in the $B \parallel c$ geometry leads to a broadening of the SC transition, which is accompanied by a decrease in the critical temperature and an increase in magnetoresistance. It is confirmed that despite the transformation of the resistance near the SC transition, the magnetic field has almost no effect on the resistance at high T, and the PG opening temperature almost does not react to the action of the field, which indicates a high binding energy of LPs. An analysis of the fluctuation conductivity was performed, the results of which indicate a strong suppression of the 2D-MT fluctuation contribution under the influence of a magnetic field, which causes a specific increase in the coherence length.

For the first time, the field dependencies of the coherence length, the PG value measured at the Ginzburg temperature, and the Ginzburg parameter, which characterizes the width of the critical fluctuation region, were studied in detail. It was found that these three parameters linearly depend on the field, but all change their slope at 1 T. It is proved that such behavior is caused by a change in the mechanism of interaction of the magnetic field with the HTSC. In small fields, the SC pair breaking mechanism operates. At $B \geq 1$ T, the field forms a two-dimensional Abrikosov vortex lattice in the HTSC, with which the mechanism of field interaction turns out to be completely different. The phenomenon of magnetically induced isotropization of Cooper pairs is substantiated. It is quantitatively proved that in strong fields, a synchronous transformation of the spatial scales of the SC

state occurs: while the coherence length along the c axis increases by ~ 3 times, in the ab plane it decreases by ~ 3 times.

In the fourth chapter, "Influence of hydrostatic pressure on the properties of $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals", the evolution of the transport properties of the PG in doped YPrBaCuO single crystals under hydrostatic pressure up to 1.1 GPa is investigated. It is established that the physical compression of the crystal lattice leads to a decrease in the absolute value of the resistivity in the ab basal plane. This process is accompanied by an increase in the critical temperature of the SC transition. Based on the analysis, it is proved that the mechanism of such changes in transport characteristics is the pressure-induced increase in the effective charge carrier density in the conducting planes. The increase in the hole concentration compensates for the suppression of superconductivity initially caused by the presence of paramagnetic Pr ions.

The main result of the chapter is the discovery and physical substantiation of the PG behavior depending on the hydrostatic pressure. The work shows for the first time a change in the interaction mechanism between free charge carriers and localized magnetic defects under pressure. It is found that in the region of low pressures, a sharp drop in the PG value is observed, which is caused by the pressure activation of magnetic defects that begin to act as additional scattering centers, destroying LPs. In contrast, in the intermediate pressure zone, the interaction mechanism undergoes a transformation: hydrostatic pressure begins to act as a stabilizing factor, neutralizing the influence of praseodymium magnetic impurities, which leads to the restoration of the PG energy scale. It is demonstrated that in the high-pressure region, the electronic subsystem passes through a stage of spatial and magnetic ordering of local Pr moments. The fact of structural ordering is proved, which manifests itself in the restoration of the classical shape of the temperature dependence of the PG parameter. Thus, the results comprehensively illustrate the ability of high hydrostatic pressure to overcome intracrystalline magnetic disorder and restore the coherent pseudogap state.

In the fifth chapter, "Influence of long-term annealing on the properties of thin $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films", the results of studying the dynamics of relaxation processes and the evolution of the PG state in HoBaCuO single crystals during long-term room-temperature annealing are presented. It is established that after quenching, the samples are in a thermodynamically non-equilibrium state with a high level of oxygen and structural disorder. Conducting a series of measurements over 120 hours of holding at room temperature allowed recording the staging of the diffusive redistribution of labile oxygen. It is experimentally confirmed that the ordering of the oxygen subsystem leads to the homogenization of the SC matrix, which manifests itself in a decrease in resistance, an increase in the critical temperature, and a narrowing of the resistive transition width.

The scientific novelty of the chapter's results lies in the detection of signs of the formation of spin density waves in the PG state. The transformation of the high-temperature asymptote of the PG parameter is recorded for the first time: during the annealing process, the slope of the graph increased by ~ 3.5 times compared to the initial state. It is shown that this type of behavior correlates with magnetic SCs based on FeAs, which allows interpreting this effect as a consequence of a strong local magnetic interaction of LPs with the large magnetic moment of Ho ions under the conditions of an ordered oxygen lattice. The substantiation of these results is realized by comparing the experimental curves with the Peters-Bauer theory. It is proved that the ordering of the structure during annealing is accompanied by an increase in the LP density, which is the reason for the observed increase in the critical temperature. Thus, the applied annealing technique made it possible to experimentally separate the influence of structural vacancy disorder and the stabilizing contribution of the internal magnetism of holmium ions on the formation of a coherent PG state.

Thus, the results of the dissertation work, obtained on the basis of the conducted complex of experimental studies and theoretical analysis, establish a number of regularities in the evolution of the PG state, fluctuation conductivity, and charge carrier pairing mechanisms in cuprate HTSC systems YBaCuO , YPrBaCuO , and HoBaCuO

under the influence of external factors (a strong magnetic field, high hydrostatic pressure, and structural relaxation). The work is of great importance for the development of fundamental knowledge regarding HTSC physics and significantly deepens modern understanding of the nature of the PG state and the mechanisms of superconducting pairing in cuprate HTSCs. Along with this, the results also have practical significance, since the discovered effects of controlling the critical parameters of a superconductor using a magnetic field, high pressure, and structural relaxation open up new technological pathways for the targeted search and synthesis of materials with an increased critical temperature by manipulating internal structural parameters and charge carrier density.

Keywords: Superconductivity, high- T_c superconductors, thin films, pseudogap, fluctuation conductivity, Abrikosov vortex, Josephson effect, hydrostatic pressure, disordered superconductors, concentration distribution, superconducting gap, electrical resistivity.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

1. **A. S. Kolisnyk**, M. V. Shytov, E. V. Petrenko, A. V. Terekhov, L. V. Bludova, A. Sedda, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, Effect of a magnetic field up to 9 T on the temperature dependence of the pseudogap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films. Low Temperature Physics, 52, 3–17, (2026), DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0042157>, Q3
2. A. L. Solovjov, L. V. Bludova, **A. S. Kolesnik**, E. V. Petrenko, N. V. Shytov, A. Sedda, E. Lähderanta, D. Sergeev, R. V. Vovk, Hydrostatic pressure effect on the pseudogap in $\text{Y}_{0.77}\text{Pr}_{0.23}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. Low Temperature Physics, 52, 475–487 (2026), DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0043141>, Q3
3. A. L. Solovjov, **A. S. Kolesnik**, E. Lähderanta, R. V. Vovk, K. Rogacki, Unusual behavior of pseudogap in high-temperature superconductors under the influence

of external factors. Part II (Review article). Low Temperature Physics, 51, 1406–1426 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0039858>, Q3

4. A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, E. V. Petrenko, Yu. A. Kolesnichenko, **A. S. Kolesnik**, S. Dzhumanov, R. V. Vovk, Effects of annealing on the fluctuation conductivity and pseudogap in slightly doped $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. Low Temperature Physics, 49, 108–119 (2023), DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0016484>, Q3

Наукові праці, які засвідчують апробацію результатів:

1. **A. S. Kolisnyk**, A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, E.V. Petrenko, Yu.A. Kolesnichenko, S. Dzhumanov, R.V. Vovk Effects of annealing on the fluctuation conductivity and pseudogap in slightly doped $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals “CM<P 2023”: III International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics, June 5–11, 2023: Book of Abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2023. – P.53.
2. **A. S. Kolisnyk**, A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, E.V. Petrenko, Yu.A. Kolesnichenko, S. Dzhumanov, R.V. Vovk, Effects of annealing on the fluctuation conductivity and pseudogap in slightly doped $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals “HEUREKA-2024”: International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics, May 14–16, 2024: Book of Abstracts. – Ukraine, Lviv, 2024. – P.A2.
3. **A. S. Kolisnyk**, E.V. Petrenko, A.V. Terekhov, L.V. Bludova, K. Rogacki, A.L. Solovjov, Вивчення впливу магнітного поля на температурну залежність псевдощільності у оптимально допованих плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ International Conference, присвячена 100-річчю з дня народження проф. Ю.М. Ломсадзе, December 17–18, 2024 – Ukraine, Uzhhorod, 2024.
4. **A. S. Kolisnyk**, E.V. Petrenko, A.V. Terekhov, L.V. Bludova, K. Rogacki, A.L. Solovjov, Дослідження еволюції температурної залежності псевдощільності в

YBa₂Cu₃O_{7-δ} плівках під впливом магнітного поля “HEUREKA-2025”:

International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics, May 13–15, 2025: Book of Abstracts. – Ukraine, Lviv, 2025. – P.E2.

5. **A. S. Kolisnyk**, M.V. Shytov, E.V. Petrenko, A.V. Terekhov, L.V. Bludova, K. Rogacki, A.L. Solovjov Study of the effect of magnetic field on the temperature dependence of the pseudogap in optimally doped YBa₂Cu₃O_{7-δ} films “CM<P 2025”: IV International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics, June 2–6, 2025: Book of Abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2025. – P.77.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ.....	20
ВСТУП.....	22
РОЗДІЛ 1. ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ ДОСЛІДЖУВАНИХ НАДПРОВІДНИКІВ (ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ).....	31
1.1. Високотемпературні надпровідники $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	31
1.2. Кристалічна структура та механізми провідності в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	33
1.3. Фазова діаграма купратів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	36
1.4. Надлишкова провідність та псевдощілина в ВТНП.....	39
1.4.1. Псевдощілина та модель локальних пар в ВТНП.....	39
1.4.2. Надлишкова провідність купратних ВТНП.....	40
1.5. Вплив зовнішніх факторів на властивості ВТНП.....	45
1.5.1. Магнітні домішки.....	49
1.5.2. Структурні дефекти та високий тиск.....	50
1.5.3. Зовнішнє магнітне поле.....	52
РОЗДІЛ 2. ОБ'ЄКТИ І МЕТОДИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ	53
2.1. Технологія виготовлення зразків.....	53
2.1.1. Технологія виготовлення ВТНП плівок за допомогою імпульсного лазерного напилення.....	53
2.1.2. Методи вирощування монокристалів ВТНП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	55
2.1.3. Нанесення електроконтактів для резистивних досліджень.....	57
2.2. Об'єкти та методики експериментальних досліджень.....	60
2.2.1 Об'єкти та методика експериментальних досліджень під впливом магнітного поля.....	60
2.2.2. Зразки та методика експериментальних досліджень під впливом тиску.....	62
2.2.3. Зразки та методика експериментальних досліджень під впливом відпалу.....	64

РОЗДІЛ 3. ВПЛИВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ ДО 9 ТЛ НА ТЕМПЕРАТУРНУ ЗАЛЕЖНІСТЬ ПСЕВДОЩІЛИНИ В $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [1]	67
3.1. Температурні залежності питомого опору та вплив магнітного поля на надпровідний перехід	67
3.2. Вплив магнітного поля на флуктуаційну провідність	71
3.3. Польовий аналіз псевдощілини: еволюція параметра $\Delta^*(T)$ у моделі локальних пар	85
3.4 Еволюція параметра Гінзбурга та магнітоіндукована ізотропізація куперівських пар у плівках YBCO	100
Висновки до Розділу 3	105
РОЗДІЛ 4. ВПЛИВ ГІДРОСТАТИЧНОГО ТИСКУ НА ПСЕВДОЩІЛИНУ В МОНОКРИСТАЛАХ $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($x=0.23$) [2]	107
4.1. Еволюція температурних залежностей питомого опору та критичної температури під тиском	107
4.2. Еволюція флуктуаційної провідності під дією гідростатичного тиску у монокристалах $\text{Y}_{0.77}\text{Pr}_{0.23}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	110
4.3. Температурна залежність псевдощілини та кросовер БЕК-БКШ під дією гідростатичного тиску	115
Висновки до Розділу 4	127
РОЗДІЛ 5. ВПЛИВ ТРИВАЛОГО ВІДПАЛУ НА ВЛАСТИВОСТІ СЛАБО ДОПОВАНИХ МОНОКРИСТАЛІВ $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	129
5.1 Температурні залежності питомого опору та вплив відпалу на надпровідний перехід	130
5.2. Вплив відпалу на флуктуаційну провідність	134
5.4. Аналіз псевдощілини та еволюція її параметрів під час відпалу	140
Висновки до Розділу 5	149
ВИСНОВКИ	152
ПЕРЕЛІК ЛІТЕРАТУРИ	154
ДОДАТОК А. Список публікацій здобувача за темою дисертації	175
ДОДАТОК Б. Відомості про апробацію результатів дисертації	177

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ ТА СКОРОЧЕНЬ

ПФ – поверхня Фермі;

ОД – оптимально допований;

ДГ – двійникова границя;

НП – надпровідний / надпровідність;

ФКП – флуктуаційні куперівські пари;

ФЛП – флуктуаційна провідність;

ПЩ – псевдощілина;

НТНП – низькотемпературні надпровідники;

ВТНП – високотемпературні надпровідники;

БКШ – теорія Бардіна - Купера - Шрифера;

БЕК – Бозе-Ейнштейнівська конденсація;

СЗБ – сильно зв'язані бозони

КП – куперівські пари;

ЛП – локальні пари;

ХЛ – теорія Хіками–Ларкіна.

АЛ – теорія Асламазова–Ларкіна;

МТ – теорія Макі-Томпсона;

ЛД – теорія Лоуренса-Доніаха;

ρ – питомий опір;

$\sigma'(T)$ – надлишкова провідність;

d – розмір елементарної комірки уздовж осі c ;

d_{01} – відстань між провідними площинами CuO_2 в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$;

D^* – співвідношення БКШ;

ξ_{ab} – довжина когерентності в площині ab ;

ξ_c – довжина когерентності вздовж осі c ;

ε – зведена температура;

T^* – температура відкриття псевдощілини;

n_f – густина носіїв заряду;

T_c – критична температура;

T_c^{mf} – критична температура в наближенні середнього поля;

T_{pair} – температура трансформації БЕК-БКШ для локальних пар;

T_G – температура Гінзбурга;

T_0 – температура 3D - 2D кроссовера;

T_{0l} – верхня температура області надпровідних флуктуацій;

Δ^* – псевдощілина

Gi – число (параметр) Гінзбурга

ВСТУП

Актуальність теми. З моменту епохального відкриття високотемпературних надпровідників (ВТНП) у купратних сполуках пройшло рівно 40 років. Незважаючи на колосальний обсяг експериментальних та теоретичних досліджень, присвячених ВТНП, створення повноцінної мікроскопічної теорії, здатної вичерпно описати природу цього явища, залишається однією з найскладніших та найгостріших проблем сучасної фізики твердого тіла. Остаточно встановлено, що окрім високої критичної температури надпровідного переходу T_c , купратні ВТНП характеризуються низкою незвичайних властивостей: аномально низькою щільністю носіїв заряду, яка навіть в оптимально допованих зразках на порядок менша, ніж у звичайних металах, сильними електронними кореляціями, квазідвовимірністю провідних площин CuO_2 та, як наслідок, вираженою анізотропією електронних характеристик. Однак головною перепорою на шляху до створення єдиної теорії залишається відсутність однозначного розуміння мікроскопічного механізму надпровідного спарювання, який забезпечує утворення куперівських пар при температурах, що значно перевищують 100 К.

На сьогоднішній день загальноновизнано, що ключем до розгадки природи ВТНП є глибоке розуміння іншої фундаментальної та незвичайної властивості цих матеріалів — псевдощільного стану (ПЩ). Цей аномальний стан відкривається при характеристичній температурі $T^* \gg T_c$ у купратах з допущанням, меншим за оптимальне. Згідно з концепцією моделі локальних пар, псевдощільна має флуктуаційну природу і безпосередньо пов'язана з формуванням попередньо сформованих спарених ферміонів (локальних пар) ще до встановлення глобальної макроскопічної фазової когерентності. У високотемпературній області ці пари існують у вигляді так званих сильно зв'язаних бозонів, які при зниженні температури та наближенні до T_c поступово трансформуються у флуктуаційні

куперівські пари. Макроскопічним проявом цього процесу є виникнення надлишкової (флуктуаційної) провідності, яка акумулює в собі вичерпну інформацію про абсолютну величину та температурну еволюцію параметра псевдощільнини. Таким чином, детальне вивчення флуктуаційної провідності та псевдощільнини виступає надійним інструментом для з'ясування мікроскопічної картини надпровідного спарювання.

Попри значну інтенсифікацію досліджень псевдощільнини впродовж останніх років, вичерпна фізична картина цього явища дотепер залишається не до кінця з'ясованою. Однією з головних проблем є те, що більшість існуючих теоретичних підходів не здатні надати однозначної відповіді щодо механізмів формування локальних пар. Саме тому критично необхідним для перевірки теоретичних моделей та встановлення істинної природи внутрішньокристалічних взаємодій є вивчення реакції електронної підсистеми купратів на вплив потужних зовнішніх факторів. Зовнішній вплив дозволяє цілеспрямовано модифікувати параметри нормального та псевдощільнинного станів без зміни базової кристалографічної симетрії матеріалу, що дає змогу відокремити фундаментальні властивості локальних пар від вторинних ефектів.

У цьому контексті особливу актуальність становить дослідження впливу магнітного поля, орієнтованого перпендикулярно до провідних площин ($B \parallel c$), на властивості тонких епітаксійних плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Така експериментальна конфігурація забезпечує інтенсивну взаємодію магнітного потоку з носіями заряду за рахунок синергетичної дії орбітального та зееманівського ефектів. Проникнення поля у ВТНП у вигляді квантованих вихорів Абрикосова кардинально трансформує режими надпровідних флуктуацій та еволюцію псевдощільнини. Дослідження цих процесів дозволяє виявити аномальні ефекти, зокрема різке розширення області 3D флуктуацій, перехід до несподіваних флуктуаційних режимів та фундаментальне явище магнітоіндукованої ізотропізації флуктуаційних куперівських пар, що є

надзвичайно важливим для вдосконалення мікроскопічної теорії вихрового стану ВТНП у сильних магнітних полях.

Не менш важливим та інформативним інструментом є застосування високого гідростатичного тиску, який виступає як макроскопічний структурний модифікатор. Вивчення його впливу на монокристали системи $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ становить винятковий інтерес завдяки специфічній ролі іонів празеодиму, магнітні моменти яких діють як потужні центри розсіяння та інтенсивно руйнують локальні пари. Дослідження еволюції псевдощільності під тиском у таких системах дозволяє дослідити складну конкуренцію між двома протилежними тенденціями: з одного боку, фізичне стиснення ґратки стимулює процеси переносу заряду та збільшує ефективну густину рухливих дірок у площинах CuO_2 , а з іншого — індукує зміну характеру взаємодії носіїв заряду з локалізованими магнітними моментами Pr. Розуміння цієї конкуренції є критично необхідним для з'ясування мікроскопічних причин пригнічення надпровідності магнітними домішками.

Крім того, гострою залишається проблема взаємозв'язку між надпровідністю та магнетизмом у купратних системах, таких як монокристали $HoBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, оскільки Ho має дуже великий власний магнітний момент. Вивчення впливу довготривалої структурної релаксації (кімнатного відпалу) загартованих зразків на флуктуаційну провідність та псевдощільність відкриває шлях до розуміння динаміки перерозподілу лабільного кисню. Дослідження цього дифузійного процесу дозволяє виявити кардинальні трансформації в електронному спектрі, зокрема аномальне посилення двовимірних надпровідних флуктуацій та формування специфічних магнітних кореляцій, що прямо свідчить про можливість існування хвиль спінової щільності (SDW) всередині псевдощільного стану у таких сполуках.

Виходячи з вищевикладеного, тематика дисертаційної роботи, присвячена всебічному комплексному дослідженню впливу перерахованих зовнішніх чинників

— магнітного поля, високого гідростатичного тиску та довготривалого відпалу — на флуктуаційну провідність і псевдощільну в плівках та монокристалах купратних високотемпературних надпровідників, з урахуванням того, як це впливає на механізми надпровідності, є безумовно важливою для фундаментальної та прикладної фізики твердого тіла, тому тема дисертаційної роботи є **актуальною**

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дослідження, які складають основу дисертаційної роботи, виконані у відділі мікроконтактної спектроскопії Фізико-технічного інституту низьких температур імені Б.І. Веркіна Національної академії наук України, в рамках тематичного плану інституту за науково-дослідною роботою відомчої тематики «Провідні, надпровідні, магнітні та сенсорні властивості новітніх функціональних матеріалів» (номер державної реєстрації 0122U001501, шифр Ф 19-5, термін виконання 2022 - 2026 рр.)

Мета і завдання дослідження.

Метою роботи є встановлення фундаментальних закономірностей еволюції псевдощільного стану та флуктуаційної провідності у купратних ВТНП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ під впливом потужних зовнішніх чинників — магнітного поля, високого гідростатичного тиску та тривалої структурної релаксації.

Для досягнення поставленої мети було визначено та вирішено такі **основні завдання**:

- дослідити вплив сильного магнітного поля ($B \parallel c$ до 9 Тл) на параметри флуктуаційної провідності та енергетичну залежність псевдощільності в епітаксійних плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$;
- виявити ефект магнітоіндукованої ізотропізації флуктуаційних куперівських пар у сильних магнітних полях на основі кількісного аналізу параметра Гінзбурга;

- встановити вплив високого гідростатичного тиску на транспортні властивості та псевдощільину в монокристалах $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та проаналізувати конкуренцію між баричним генеруванням носіїв заряду і руйнівною дією магнітних моментів празеодиму;
- проаналізувати еволюцію температурної залежності псевдощільини в процесі довготривалої структурної релаксації (кімнатного відпалу) загартованих монокристалів $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$;
- експериментально підтвердити можливість існування хвиль спінової щільності (SDW) у псевдощільинному стані купратів з магнітними моментами рідкоземельних іонів.
- провести порівняння отриманих експериментальних даних із розрахунками в рамках сучасних теоретичних моделей (теорія Пітерса-Бауера, модель локальних пар) для з'ясування мікроскопічних причин зміни критичної температури T_c ;

Об'єктом дослідження є процеси розсіяння носіїв заряду, формування локальних пар та розвиток надпровідних флуктуацій у недодопованих купратних системах, у тому числі з магнітними домішками.

Предметом дослідження є механізми надпровідного спарювання, розсіяння та релаксації носіїв заряду в сильно корельованих електронних системах під впливом зовнішніх чинників.

Методи дослідження. У роботі застосовувався комплекс експериментальних та теоретичних методів дослідження:

- прецизійне вимірювання температурних залежностей електроопору стандартним чотиризондовим методом у широкому діапазоні температур (від T_c до 300 K) із використанням сучасної комп'ютеризованої вимірювальної техніки;

- вимірювання під впливом магнітного поля, гідростатичного тиску та довгострокового відпалу з метою визначення електронних процесів і взаємодій, які формують нормальну та надпровідну фазу у ВТНП.
- розрахунки та аналіз надлишкової провідності та псевдощільності з використанням класичних флуктуаційних теорій та моделі локальних пар, і порівняння результатів з результатами, отриманими для магнітних надпровідників (пніктидів), та з теорією Пітерса-Бауера.

Наукова новизна отриманих результатів полягає у встановленні фундаментальних закономірностей еволюції псевдощільного стану під дією потужних зовнішніх енергетичних факторів:

- **Вперше** в деталях досліджено еволюцію псевдощільності під впливом магнітного поля поблизу T_c в плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і експериментально доведено можливість формування двовимірної ґратки вихорів Абрикосова у ВТНП в полі $B > 1$ Тл.
- **Вперше показано**, що магнітне поле помітно зменшує величину псевдощільності при високих T . Таким чином **доведено**, що магнітне поле по різному взаємодіє з нормальними електронами, відповідальними за опір, який не змінюється в полі, і з локальними парами, відповідальними за псевдощільність.
- **Виявлено** феномен магнітоіндукованої ізотропізації флуктуаційних куперівських пар в плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ під впливом сильного (до 9 Тл) магнітного поля $B \parallel c$. Науково обґрунтовано, що цей ефект реалізується через синхронну зміну довжин когерентності — зростання $\xi_c(0)$ при одночасному зменшенні $\xi_{ab}(0)$, що призводить до наближення електронної підсистеми до ізотропного стану.

- **Встановлено** немонотонний характер еволюції параметра псевдощільності $\Delta^*(T_G)$ у монокристалах $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($x \sim 0.23$) в умовах високого гідростатичного тиску, від активації руйнівного впливу магнітних дефектів празеодиму при малих тисках до їх ефективної нейтралізації та структурного впорядкування при тисках $P > 1.0$ ГПа, що супроводжується відновленням класичної форми $\Delta^*(T)$.

- **Вперше** виявлено можливість формування хвиль спінової щільності (SDW) у псевдощільному стані купратів із великими магнітними моментами рідкоземельних іонів на прикладі монокристалів $HoBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Обґрунтовано наявність SDW через аномальне зростання (у 3.5 рази) високотемпературного нахилу α_{max} залежності $\Delta^*(T)$ внаслідок довготривалої структурної релаксації, що свідчить про виникнення специфічних магнітних кореляцій в електронному спектрі.

- **Доведено**, на основі зіставлення експериментальних даних із мікроскопічною теорією Пітерса-Бауера, що зростання критичної температури T_c під час відпалу та гідростатичного стиснення зумовлене систематичним підвищенням густини локальних пар в провідних площинах CuO_2 .

Наукове та практичне значення отриманих результатів. Отримані результати суттєво поглиблюють сучасні уявлення про природу псевдощільного стану та механізми надпровідного спарювання в купратних ВТНП, що є фундаментальним внеском у розвиток теорії сильно корельованих електронних систем. Експериментально встановлені закономірності поведінки флуктуаційної провідності та псевдощільності в сильних магнітних полях ($B \parallel c$) є критично важливими для проєктування та оптимізації характеристик новітніх надпровідних пристроїв, що функціонують у складних електромагнітних умовах, зокрема магнітометрів та високочастотних резонаторів.

Виявлені ефекти керування критичними параметрами надпровідника за допомогою високого тиску та структурної релаксації відкривають нові технологічні шляхи для цілеспрямованого пошуку та синтезу матеріалів із підвищеною критичною температурою шляхом маніпуляції внутрішніми структурними параметрами та густиною носіїв заряду. Результати роботи можуть бути впроваджені в навчальний процес при підготовці фахівців зі спеціальності «Фізика та астрономія», а також використані науковими організаціями, що займаються розробкою функціональних матеріалів для енергетики та мікроелектроніки.

Особистий внесок здобувача. Основні результати дисертаційної роботи, які були опубліковані у статтях [1-4] були отримані здобувачем у співавторстві. Особистий внесок здобувача полягає в підготовці зразків до вимірювань; проведенні експерименту; обробці експериментальних даних; проведенні аналітичних розрахунків надлишкової провідності та параметрів псевдощільності в рамках теоретичної моделі локальних пар; виконанні графічної візуалізації результатів; в написанні та підготовці до друку наукових статей; підготовці матеріалів доповідей на семінарах і конференціях. Таким чином, особистий внесок дисертанта є **визначальним**.

Апробація результатів дисертації. Основні результати дисертації доповідались та обговорювались на міжнародних та вітчизняних наукових конференціях:

- III International Advanced Study Conference "Condensed Matter and Low Temperature Physics" (CM<P 2023), June 5–11, 2023, Kharkiv, Ukraine;
- International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics "HEUREKA-2024", May 14–16, 2024, Lviv, Ukraine;
- InTernational Conference dedicated to the 100Th anniversary of the birth of Prof. Yu.M. Lomsadze, December 17–18, 2024, Uzhhorod, Ukraine;

- International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics "HEUREKA-2025", May 13–15, 2025, Lviv, Ukraine;
- IV InTernational Advanced Study Conference "Condensed MaTTer and Low Temperature Physics" (CM<P 2025), June 2–6, 2025, Kharkiv, Ukraine;

Публікації. Основні результати дисертаційної роботи опубліковані у 9 наукових працях. З них: 4 статті у провідних міжнародних фахових виданнях, що індексуються у міжнародних наукометричних базах Scopus та Web of Science [1-4], та 5 тез доповідей у збірниках матеріалів міжнародних наукових конференцій.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається з анотації, вступу, п'яти розділів, загальних висновків та списку використаних джерел. Загальний обсяг роботи становить 177 сторінок, включаючи 39 рисунків та 6 таблиць. Список використаних джерел налічує 170 найменувань посилань і займає 21 сторінку.

РОЗДІЛ 1. ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ ДОСЛІДЖУВАНИХ НАДПРОВІДНИКІВ (ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ)

1.1. Високотемпературні надпровідники $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Протягом останнього часу значні зусилля фахівців у галузі фізики твердого тіла спрямовані на пошук матеріалів, здатних демонструвати надпровідні властивості за нормальних умов та кімнатної температури. Наразі помітні досягнення у цьому напрямі фіксуються виключно для складних, переважно водневмісних систем, що перебувають під дією надвисоких тисків [5]. Фундамент для розвитку даного розділу фізики конденсованих середовищ було закладено у 1986 році завдяки дослідженням А. Мюллера та Г. Беднорца, які виявили феномен високотемпературної надпровідності (ВТНП) у сполуці $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ із критичною температурою $T_c = 35$ К. Зазначене епохальне відкриття було відзначене Нобелівською премією з фізики у 1987 році.

Зафіксоване значення критичної температури для купрату $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ перевищувало температурні показники всіх раніше відомих надпровідних матеріалів орієнтовно на 10 К. Цей прорив став потужним каталізатором масштабних досліджень інших купратних сполук, що характеризуються високими значеннями критичних температур [6-9]. Як наслідок, вже у 1987 році було синтезовано надпровідник $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) з критичною температурою $T_c \sim 92$ К, який виявився першим матеріалом, чия температура надпровідного переходу подолала термодинамічний бар'єр температури кипіння рідкого азоту (77,4 К). Варто відзначити, що на момент виконання даного дисертаційного дослідження, серед класу оксидних надпровідників найвищі показники демонструють ртутьвмісні купрати $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ [7, 9], для яких максимальне значення критичної температури становить $T_c = 134$ К, а за умови прикладання зовнішнього тиску цей параметр здатен зростати майже до 165 К.

Аналіз результатів сучасних експериментальних досліджень свідчить про виявлення нових матеріалів із ще вищими значеннями температури резистивного надпровідного переходу, зокрема:

- У 2015 році для сірководню H_2S в умовах тиску 150 ГПа було досягнуто значення $T_c = 203 \text{ K}$ [10];
- У 2018 році дослідження супер гідриду лантану LaH_{10} під впливом тиску до 170 ГПа дозволили зафіксувати показник $T_c = 260 \text{ K}$ [5, 11].

Створення повноцінної мікроскопічної теорії, здатної вичерпно мірою описати природу ВТНП, залишається однією з найгостріших проблем сучасної фізики твердого тіла. Головною перепорою на шляху до цієї мети є відсутність глибокого та однозначного розуміння фізики внутрішньо кристалічних взаємодій у багатокомпонентних ВТНП-системах. Зокрема, залишається нез'ясованим детальний механізм надпровідного спарювання, який забезпечує реалізацію критичних температур $T_c > 100 \text{ K}$. Існує обґрунтоване припущення, що детальне вивчення аномальних характеристик ВТНП, і насамперед такого феномену, як псевдощілина (ПЩ), дозволить пролити світло на фундаментальні аспекти мікроскопічного механізму високотемпературної надпровідності.

В межах родини ВТНП матеріалів окремо виділяють групу купратів — оксидів перехідних металів, структурною особливістю яких є наявність активних провідних площин CuO_2 (до цього класу належить і YBCO). Окрім високих значень T_c та наявності ПЩ, для цих систем характерна низька концентрація носіїв заряду, потужні електронні кореляції, квазідвовимірна структура та, як наслідок, яскраво виражена анізотропія електронних параметрів. Вважається, що саме знижена густина носіїв заряду сприяє формуванню спарених ферміонів (локальних пар — ЛП) у купратах при температурах $T^* \gg T_c$, які розглядаються як відповідальні за утворення ПЩ. Як зазначалося раніше, в області високих температур $T \leq T^*$, ЛП виникають у формі сильно зв'язаних бозонів (СЗБ), поведінка яких

підпорядковується моделі Бозе-Ейнштейнівської конденсації (БЕК). Характерний розмір СЗБ лімітується довжиною когерентності у базисній площині ab : $\xi_{ab}(T)$. При зниженні температури параметр $\xi_{ab}(T)$ зростає, що призводить до збільшення просторового розміру пар і їхньої поступової трансформації у флуктуаційні куперівські пари, динаміка яких поблизу T_c вже узгоджується з класичною теорією БКШ. Таким чином, у ВТНП-системах має реалізовуватися кросовер БЕК-БКШ при певній характеристичній температурі T_{pair} . Слід наголосити, що поблизу T_c , коли довжина когерентності починає перевищувати параметр елементарної комірки вздовж кристалографічної осі c , відбувається розмірний перехід системи з квазідвовимірною (2D) у тривимірний (3D) стан.

Попри значну інтенсифікацію досліджень ПЩ впродовж останніх років, вичерпна фізична картина псевдощільного стану дотепер залишається не до кінця зрозумілою. Водночас, на тлі колосального масиву наукових праць, присвячених загальній проблематиці ВТНП та ПЩ, кількість досліджень, що фокусуються на вивченні впливу зовнішніх факторів на надлишкову провідність та псевдощільну в купратних ВТНП, є критично малою. У даній дисертаційній роботі реалізовано спробу систематизації деталей такої нестандартної поведінки ВТНП у псевдощільному стані. Це досягається шляхом комплексного аналізу особливостей еволюції флуктуаційних локальних пар (ФЛП) та ПЩ у плівкових зразках і монокристалах $YBCO$ за умов впливу зовнішніх чинників

1.2. Кристалічна структура та механізми провідності в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Купратні сполуки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ являють собою кристалічні системи з чітко визначеною стехіометрією та специфічною структурною організацією. За умови вмісту менш ніж семи атомів кисню на формульну одиницю, ці матеріали набувають статусу нестехіометричних, причому їхня кристалічна будова критично залежить від кисневого індексу. Ступінь цієї нестехіометрії відображається параметром δ у хімічній формулі $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. У граничному випадку, коли $\delta = 1$,

кристалографічні позиції O(1) у базальному шарі Cu(1) виявляються повністю вакантними, що зумовлює формування тетрагональної сингонії. У такій тетрагональній фазі сполука YBCO характеризується діелектричними властивостями та не виявляє надпровідності. Перехід до надпровідного стану ініціюється процесом допування, який реалізується шляхом інтеркаляції атомів кисню в кристалічну ґратку та супроводжується низкою структурно-електронних трансформацій, що розглянуті нижче.

Поступове збільшення концентрації кисню зумовлює заповнення більшої кількості вакантних позицій O(1). При досягненні показника $\delta < 0,65$ у кристалі ініціюється формування одновимірних ланцюжків CuO, орієнтованих уздовж кристалографічної осі b . Таке просторове впорядкування призводить до видовження осі b та спричиняє структурний фазовий перехід від тетрагональної до ромбічної сингонії, для якої параметри елементарної комірки становлять $a = 3,8227$ А, $b = 3,8872$ А та $c = 11,6802$ А. Оптимізація надпровідних характеристик системи досягається за умови $\delta \sim 0.07$, що відповідає майже повному заповненню позицій O(1) за наявності лише незначної кількості кисневих вакансій. Процес хімічного допування неминуче супроводжується ефектом перенесення заряду між активними площинами CuO₂ та ланцюжковими структурами CuO_x, які виконують функцію резервуара електронів. Іони міді у складі ланцюжків здатні змінювати свою валентність залежно від кількості найближчих атомів кисню у координаційній сфері. У процесі насичення підґратки CuO_x виникає конфігурація, за якої атом кисню не може координуватися двома сусідніми іонами Cu⁺. У такому випадку для стабілізації зв'язку необхідний електрон позичається із сусідньої провідної площини CuO₂, що, зрештою, і є фундаментальною причиною виникнення діркової провідності в кристалах YBCO. Слід наголосити, що концепція просторового перерозподілу носіїв заряду між квазінезалежними просторово розділеними структурними фрагментами елементарної комірки є одним із наріжних каменів

фізики ВТНП [12]. Саме цей механізм дозволяє пояснити значну кількість фазових станів та широку варіативність електронних властивостей цих матеріалів.

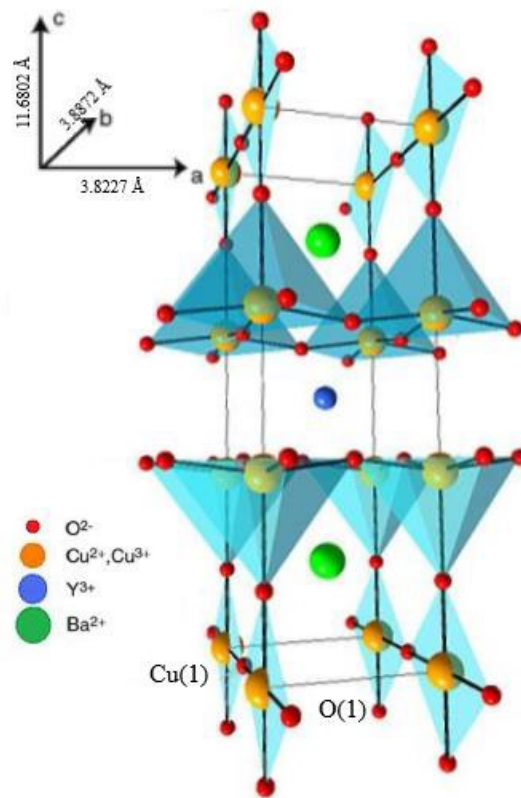


Рис. 1.1. Схематичне зображення просторової організації кристалічної ґратки високотемпературного купратного надпровідника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO). На схемі наведено деталізовану структуру елементарної комірки із зазначенням її геометричних розмірів уздовж головних кристалографічних осей a , b а c .

Просторова організація елементарної комірки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, як проілюстровано на рис. 1.1, утворена наступними структурними блоками:

- двома ланцюжками CuO на краях комірки, для яких характерна відсутність атомів кисню у поперечному напрямку;
- двома діелектричними площинами BaO , у геометричному центрі яких локалізовані атоми Ba ;
- двома провідними площинами CuO_2 ;

- центральним ітрієвим (Y) шаром, що розташовується усередині структури.

Ключова функціональна роль ланцюжків CuO полягає у генерації та постачанні носіїв заряду n_f у провідні площини CuO₂ [12, 13]. Фундаментом електронної конфігурації купратних надпровідників виступають саме площини CuO₂, які безпосередньо зумовлюють квазідвовимірний характер електронних властивостей ВТНП. Водночас наявність центрального ітрієвого шару визначає характерну анізотропію транспорту носіїв заряду в межах кристалічної ґратки [14].

1.3. Фазова діаграма купратів YBa₂Cu₃O_{7-δ}

Фундаментальною відмінністю ВТНП на основі купратів, зокрема YBa₂Cu₃O_{7-δ}, від класичних низькотемпературних надпровідників (НТНП) є їхня екстремальна чутливість до концентрації кисню в кристалічній ґратці. Ця закономірність наочно відображається на фазовій діаграмі YBa₂Cu₃O_{7-δ} (Рис. 1.2). У вихідному стані, за умови $\delta > 0,6$, сполука YBa₂Cu₃O_{7-δ} поводить себе як типовий моттівський діелектрик, для якого характерна наявність далекого антиферромагнітного (АФМ) порядку. Натомість при зниженні індексу до $\delta < 0,6$ ініціюється перехід до металічного та, відповідно, надпровідного станів, що детально ілюструє Рис. 1.2. Ще на етапі ранніх експериментальних досліджень ефекту Холла у ВТНП-системах було надійно доведено наявність у них провідності «діркового» типу. Відповідно, домінуючим типом носіїв заряду в таких матеріалах виступають саме дірки, а не електрони

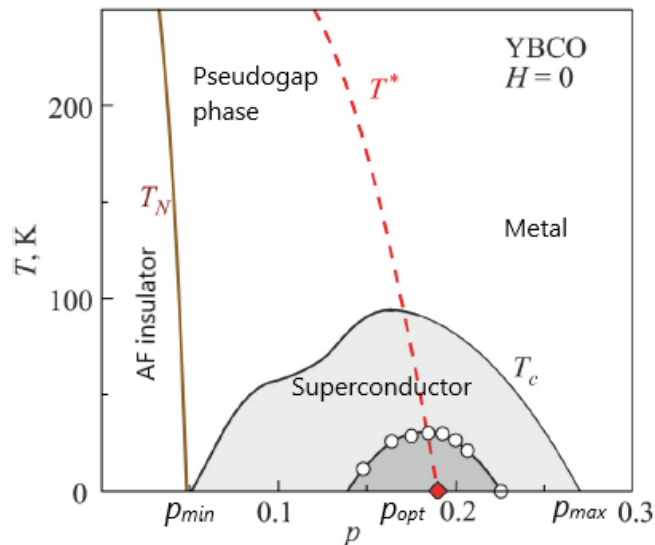


Рис. 1.2 Фазова діаграма залежності температури від густини носіїв заряду p купратного ВТНП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ у нульовому магнітному полі ($H = 0$). T_c окреслює надпровідну фазу (сірий купол під суцільною чорною кривою), T_N окреслює вихідну антиферомагнітну фазу (коричнева крива), T^* – температура відкриття псевдощілини, яка падає до нуля при $p = 0.19$. Заміна 6% атомів Cu на Zn (білі кола) а також дуже сильне магнітне поле, придушення T_c .

Оскільки функцію основного допанту, що генерує дірки, виконують іони кисню, зазначений клас матеріалів класифікують як «діркові» надпровідники, що концептуально відрізняє їх від НТНП, де реалізується виключно електронний тип провідності. Експериментальним шляхом було встановлено, що критичною умовою для виникнення надпровідного стану в системі $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ є зміщення ефективної валентності іонів міді в активних провідних площинах CuO_2 від номінального значення +2 до діапазону 2,05–2,25 [15]. В області наднизьких концентрацій дірок, коли $p_{min} \leq 0,05$, електрони виявляються локалізовані на вузлах міді, формуючи стан антиферомагнітного моттівського діелектрика. Проте інжекція навіть незначної кількості діркових носіїв призводить до стрімкого руйнування далекого АФМ порядку. Мікроскопічна природа цього ефекту зумовлена тим, що дірки, які

займають 2p-орбіталі кисню, ефективно пригнічують обмінну взаємодію між магнітними моментами сусідніх іонів міді [16,17]. Як наслідок, у концентраційному вікні $0,05 < p < 0,275$ відбувається квантовий фазовий перехід «діелектрик-метал», що супроводжується виникненням електропровідності та надпровідності. При цьому максимальне значення критичної температури $T_c^{max} \sim 92$ К фіксується при рівні допування $p \sim 0,17$, що відповідає оптимальному вмісту кисню p_{opt} [18, 19]. Подальше збільшення концентрації носіїв заряду переводить систему в передопований стан (overdoped-режим) в межах $0.17 < p < 0.275$, що несподівано супроводжується монотонною деградацією T_c аж до повного пригнічення надпровідності при $p_{max} > 0.275$. Варто також зауважити, що досягнення глибоко передопованого стану в YBCO зазвичай потребує додаткового хімічного допування іонами Ca.

У передопованому режимі (overdoped) спостерігається суттєве посилення металічних властивостей системи, що вимагає більш строгого врахування ефектів сильної електрон-електронної взаємодії [16, 20]. Таким чином, контрольована варіація рівня кисневого допування дозволяє ефективно керувати надпровідними характеристиками купратів у надзвичайно широких межах. Окремої уваги заслуговує ділянка фазової діаграми, локалізована між граничними концентраціями p_{min} та p_{opt} , яка ідентифікується як недодопований режим. В області температур, вищих за характеристичну лінію $T^*(p)$, матеріал перебуває у нормальному стані, який характеризується наявністю добре визначеної та стабільної поверхні Фермі (ПФ), а також температурно-незалежною інтенсивністю розсіювання квазічастинок. Прямим наслідком цього є суворо лінійна температурна залежність питомого опору $\rho(T)$ при високих температурах, що вважається універсальною ознакою нормального стану системи. При охолодженні нижче лінії $T^*(p)$ (де T^* — температура відкриття псевдощільни) електронна система переходить у псевдощільний стан (ПЩ). Фундаментально важливим є той факт, що ПЩ формується виключно в недодопованій області $p < p_{opt}$, для якої притаманне

збереження сильних магнітних кореляцій. Ця обставина дає вагомі підстави стверджувати, що мікроскопічний механізм, відповідальний за формування локальних пар, має переважно магнітну природу [21-24]. Наведена специфіка фазової діаграми повністю обґрунтовує глибокий науковий інтерес до вивчення магнетизму та впливу зовнішнього магнітного поля на фундаментальні параметри ВТНП матеріалів.

1.4. Надлишкова провідність та псевдощілина в ВТНП

1.4.1. Псевдощілина та модель локальних пар в ВТНП

Як зазначалося раніше, високотемпературні надпровідники принципово відрізняються від класичних низькотемпературних систем не лише значно вищими значеннями критичної температури T_c , але й наявністю іншої фундаментальної особливості, а саме псевдощілиною [25,26].

Як аргументовано довів О.О. Абрикосов у своїй роботі [27], даний феномен не можна класифікувати як повноцінний новий фазовий стан речовини, оскільки виникнення ПЩ не супроводжується фазовим переходом із нормального стану. Більш коректним є твердження про реалізацію температурного кросовера при характеристичній температурі $T = T^*$ [28, 29]. У температурному вікні $T^* > T > T_c$, внаслідок мікроскопічних причин, які досі залишаються предметом дискусій, спостерігається пригнічення щільності квазічастинкових станів поблизу рівня Фермі [30-32], що, власне, і зумовило появу терміна «псевдощілина».

У межах даного дисертаційного дослідження підтримується концепція, згідно з якою псевдощілинний стан має флуктуаційну природу і безпосередньо генерується надпровідними флуктуаціями. Ці флуктуації ініціюють формування спарених ферміонів у вигляді локальних пар (ЛП) в області температур, нижчих за T^* . На основі цього робиться висновок, що наявність ЛП виступає передвісником переходу ВТНП-системи до надпровідного стану [25, 33-36]. Як зазначалося раніше, відповідно до сучасних теоретичних уявлень [37-41], у

високотемпературній області $T \leq T^*$ локальні пари існують у формі сильно зв'язаних бозонів (СЗБ), статистична поведінка яких адекватно описується моделлю Бозе-Ейнштейнівської конденсації (БЕК). Ефективний розмір СЗБ визначається залежністю: $\xi_{ab}(T) = \xi_{ab}(0)(T/T_c - 1)^{-1/2}$, де $\xi_{ab}(T)$ — температурно-залежна довжина когерентності в базисній площині ab , граничне значення якої $\xi_{ab}(0) \sim \xi_{ab}(T^*) \sim 10 \text{ \AA}$ є екстремально малим. Як наслідок, енергія зв'язку в межах такої пари, $\epsilon_b \sim (\xi_{ab}^2)^{-1}$ [38-40], виявляється аномально високою. Домінує думка, що цей потужний внутрішньопарний зв'язок зумовлений механізмом взаємодії магнітної природи і його енергія достатня, щоб запобігти дисоціації СЗБ під дією різноманітних зовнішніх чинників, чим і забезпечується їхня стабільність при високих температурах. Отже, СЗБ можна розглядати як сильно зв'язані, проте просторово локальні (не взаємодіючі між собою) пари, оскільки їхній власний розмір суттєво менший за середню міжчастинкову відстань [33].

1.4.2. Надлишкова провідність купратних ВТНП

В області температур $T > T^*$ температурна залежність питомого опору $\rho(T)$ для високотемпературних надпровідників характеризується строго лінійною поведінкою. Згідно з положеннями теоретичної моделі майже антиферромагнітної фермі-рідини (NAFL — Nearly Antiferromagnetic Fermi Liquid model) [22], такий лінійний характер $\rho(T)$ є фундаментальною ознакою нормального стану ВТНП. При зниженні температури нижче за позначку T^* експериментально вимірювані значення питомого опору починають відхилятися від лінійного закону в бік менших величин, що свідчить про виникнення надлишкової провідності:

$$\sigma'(T) = \sigma(T) - \sigma_N(T) = \frac{1}{\rho(T)} - \frac{1}{\rho_N(T)} \quad (1.1)$$

де $\rho_N = aT + \rho_0$ — це нормальний (лінійний) опір зразка, що екстраполюється з високотемпературної області в діапазон низьких температур. Відповідно, параметр ρ_0 відповідає залишковому опору, який відсікається лінійною залежністю на осі ординат. Така екстраполяція нормального опору ρ_N [42-45] є критично

важливою для коректного виділення флуктуаційного внеску із загального виміряного опору зразка. Водночас, визначення критичної температури T_c здійснюється шляхом екстраполяції найстрімкішої ділянки резистивного переходу до умови $\rho(T_c)=0$ [25].

Дослідження температурної еволюції ФЛП та ПЩ ґрунтується на аналізі температурної залежності надлишкової провідності $\sigma'(T)$, який реалізується в рамках моделі локальних пар [21-23, 25]. У безпосередньому околі T_c , де довжина когерентності вздовж кристалографічної осі c , що задається співвідношенням $\xi_c(T)=\xi_c(0)(T/T_c^{mf}-1)^{-1/2}$, перевищує відповідний просторовий розмір елементарної комірки $d=c=11.67 \text{ \AA}$ (для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) [46], флуктуаційні куперівські пари (ФКП) взаємодіють у всьому макроскопічному об'ємі надпровідника. Тому температурний інтервал $T_0 < T < T^*$ розглядається як режим тривимірних (3D) надпровідних флуктуацій. У цій області, аж до температури розмірного 3D-2D кросовера T_0 , експериментальні дані адекватно апроксимуються флуктуаційним внеском Асламазова-Ларкіна (АЛ) для 3D-систем [20]:

$$\sigma'_{AL3D}(T) = C_{3D} \frac{e^2}{32h\xi_c(0)} \varepsilon^{-\frac{1}{2}} \quad (1.2)$$

де ε — це зведена температура, що розраховується за формулою:

$$\varepsilon = \frac{T-T_c^{mf}}{T_c^{mf}} \quad (1.3)$$

Параметр $T_c^{mf} > T_c$ являє собою критичну температуру в наближенні середнього поля. Вона концептуально розмежовує область існування ФЛП та область інтенсивних критичних флуктуацій надпровідного параметра порядку $\Delta(T)$ безпосередньо поблизу T_c (де виконується умова $\Delta < k_B T$), опис яких виходить за межі застосовності класичної теорії Гінзбурга-Ландау [47]. У наведених теоретичних виразах C_{3D} виступає як масштабувальний числовий коефіцієнт (C-factor), що слугує для кількісного узгодження розрахункових даних з

експериментом. Показано, що чим вищим є ступінь структурної досконалості зразків, тим ближче значення C_{3D} наближається до одиниці [25, 48].

Діапазон температур $T_0 < T < T_{0l}$ ідентифікується як область двовимірних (2D) флуктуацій. Цей режим кількісно описується рівнянням Макі-Томпсона (МТ) у формулюванні теорії Хікамі-Ларкіна (ХЛ) для 2D-систем (рівняння 1.4) [49] або відповідним виразом Асламазова-Ларкіна для 2D-випадку (рівняння 1.5) [20]. За температур, вищих за точку кросовера T_0 , реалізується фізична ситуація, за якої $d > \xi_c(T) > d_{0l}$, де d_{0l} — просторова відстань між внутрішніми активними провідними площинами CuO_2 у купратах [12, 13, 46]. За таких умов параметр $\xi_c(T)$ забезпечує джозефсонівську взаємодію виключно між внутрішніми площинами.

$$\sigma'_{2DMT} = C_{2D} \frac{e^2}{8d\hbar} \cdot \frac{1}{1-\frac{\alpha}{\delta}} \cdot \ln \left(\frac{\delta}{\alpha} \cdot \frac{1+\alpha+\sqrt{1+2\alpha}}{1+\delta+\sqrt{1+2\delta}} \right) \cdot \varepsilon^{-1} \quad (1.4)$$

$$\sigma'_{2DAL} = C_{2D} \frac{e^2}{16\hbar d} \quad (1.5)$$

Параметри спарювання (α) та розпарювання (δ), що фігурують у наведених рівняннях, визначаються наступним чином:

$$\alpha = 2 \left[\frac{\xi_c(0)}{d} \right]^2 \varepsilon^{-1} \quad (1.6)$$

$$\delta = \beta \frac{16}{\pi \hbar} \left[\frac{\xi_c(0)}{d} \right]^2 \kappa_B T \tau_\phi \quad (1.7)$$

$$\tau_\phi \delta T = \frac{\pi \hbar}{8 k_B \varepsilon} = \frac{A}{\varepsilon} \quad (1.8)$$

У цих виразах τ_ϕ репрезентує характеристичний час фазової релаксації флуктуаційних пар. Числовий множник становить $A = 2,998 \cdot 10^{-12} \text{ с} \cdot \text{К}$. Коефіцієнт $\beta = 1,203(l/\xi_{ab})$, де l — середня довжина вільного пробігу носіїв заряду, а ξ_{ab} — довжина когерентності в базисній площині ab , враховує застосування наближення чистої межі [50].

Таким чином, параметр T_0 визначає температуру 3D-2D кросовера. Виходячи з умови $\xi_c(T_0)=d$, можна розрахувати значення довжини когерентності при абсолютному нулі:

$$\xi_c(0) = d \sqrt{\varepsilon_0} \quad (1.9)$$

За температур, що перевищують верхню межу області надпровідних флуктуацій T_{01} , де виконується нерівність $\xi_c(T) < d_{01}$ флуктуаційні пари виявляються розташованими всередині провідних площин. Кореляційна взаємодія між площинами повністю руйнується, внаслідок чого застосування класичних флуктуаційних теорій для опису експериментальних даних втрачає свою релевантність. Саме з цієї причини при $T \geq T_{01}$ експериментальні криві демонструють характерне відхилення вниз від теоретичних розрахунків. Маючи розраховане значення $\xi_c(0)$ та з огляду на очевидну умову при $T = T_{01}$:

$$\xi_c(T_{01}) = \frac{\xi_c(0)}{\sqrt{\varepsilon_{01}}} = d_{01} \quad (1.10)$$

з'являється можливість кількісно обчислити параметр d_{01} — відстань між сусідніми провідними площинами CuO_2 .

Резюмуючи викладений матеріал, T_{01} ідентифікується як гранична температура, аж до якої у ВТНП-системах зберігаються надпровідні флуктуації. Це означає, що, згідно з теоретичними концепціями [34], до цієї температурної межі підтримується жорсткість фази параметра порядку, що знаходить пряме підтвердження у відповідних експериментальних працях [35, 36]. Виходячи з цього, обґрунтованим є висновок про те, що в межах температурного інтервалу $T_c < T < T_{01}$ ФКП значною мірою поведуть себе як сформовані надпровідні, проте некогерентні утворення, для яких притаманна наявність лише близькодійючих фазових кореляцій (short-range phase correlations) [21, 33, 34, 51].

1.4.3. Теоретичні аспекти опису псевдощільни в ВТНП

Відповідно до положень моделі локальних пар, за відсутності мікроскопічних процесів, відповідальних за формування псевдоцілинного стану у ВТНП, температурна залежність питомого опору $\rho(T)$ демонструвала б строго лінійний характер аж до критичної температури T_c . Проте в реальних купратних ВТНП така поведінка не реалізується. З огляду на це, обґрунтованим є висновок про те, що експериментально фіксована надлишкова провідність $\sigma'(T)$, генерація якої безпосередньо зумовлена механізмами відкриття псевдоцілини, акумулює в собі вичерпну інформацію щодо абсолютної величини та характеру температурної еволюції псевдоцілини. Для екстракції цих параметрів виникає необхідність у застосуванні аналітичного співвідношення, здатного адекватно описувати $\sigma'(T)$ у температурному діапазоні $T^* > T > T_c^{mf}$ та містити псевдоцілинний параметр $\Delta^*(T)$ у явному вигляді. Зважаючи на поточну відсутність завершеної строгої мікроскопічної теорії, для апроксимації надлишкової провідності $\sigma'(T)$ була запропонована відповідна формула [25, 52]:

$$\sigma'(T) = e^2 A_4 \frac{\left(1 - \frac{T}{T^*}\right) \exp^{-\Delta^*/T}}{16\hbar d \sqrt{2\varepsilon_{c0}^* \sinh\left(2\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{c0}^*}\right)}} \quad (1.11)$$

Наведене рівняння безпосередньо враховує динаміку процесів генерації та дисоціації локальних пар. Зокрема, множник $(1 - T/T^*)$ кількісно визначає частку пар, що формуються за умови $T \leq T^*$, тоді як експоненційний фактор $(\exp(-\Delta^*/T))$ відображає ймовірність руйнування цих утворень під інтенсивним впливом теплових флуктуацій у міру наближення системи до критичної температури T_c [25, 52].

Шляхом алгебраїчного розв'язання рівняння (1.11) відносно параметра $\Delta^*(T)$, отримуємо підсумкове співвідношення для псевдоцілини:

$$\Delta^*(T) = T \ln \left[A_4 \frac{\left(1 - \frac{T}{T^*}\right) e^2}{16\hbar d \sigma'(T) \sqrt{2\varepsilon_{c0} \sinh\left(2\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{c0}^*}\right)}} \right] \quad (1.12)$$

У цьому виразі $\sigma'(T)$ репрезентує експериментально виміряні значення надлишкової провідності, тоді як параметр A_4 виступає як масштабувальний числовий коефіцієнт, що за своїм фізичним змістом є абсолютно аналогічним до коефіцієнта C (C -factor), який фігурує у класичній теорії надпровідних флуктуацій. Процедура визначення константи A_4 полягає у теоретичному розрахунку залежності $\sigma'(T)$ на основі рівняння (1.11) в межах температурного вікна $T^* > T > T_c^{mf}$ із подальшим узгодженням отриманої кривої з експериментальними даними в режимі 3D-АЛ флуктуацій. На цій ділянці теоретична функція демонструє лінійну поведінку з характерним нахилом $\lambda = -1/2$ [22, 46]. Решта параметрів, імplementованих у рівняння (1.11) та (1.12) в рамках моделі локальних пар, включно з теоретичним параметром ε_{c0}^* та коефіцієнтом A_4 , підлягають безпосередньому екстрагуванню з експериментальних результатів, детальна методика чого буде висвітлена у наступних розділах роботи.

1.5. Вплив зовнішніх факторів на властивості ВТНП

Однією з найбільш фундаментальних та досі остаточно не розв'язаних проблем сучасної фізики твердого тіла, незважаючи на сорокарічну історію інтенсивних досліджень з моменту їх відкриття, залишається розробка послідовної та всеосяжної мікроскопічної теорії високотемпературної надпровідності [21, 53]. Побудова такої повноцінної теоретичної моделі є критично необхідною не лише для задоволення фундаментального наукового інтересу щодо розуміння природи цього унікального явища, але й для цілеспрямованого технологічного пошуку та синтезу нових надпровідних матеріалів. Кінцевою метою цього пошуку є досягнення ще вищих, а в ідеалі — кімнатних, критичних температур переходу в надпровідний стан (T_c). Головна перешкода на шляху до вирішення цієї глобальної проблеми полягає у відсутності ясного і загальноприйнятого розуміння винятково складної фізики внутрішніх взаємодій у цих багатокомпонентних сполуках. Насамперед це стосується загадки механізмів надпровідного спарювання, які забезпечують можливість досягнення настільки високих значень T_c [21, 53].

Ця проблема значною мірою зумовлена специфікою кристалічної та електронної структури ВТНП, розмаїттям їхніх фазових станів, а також сильною залежністю їхніх фізичних властивостей від рівня допування та наявності структурних дефектів. Серед усього спектру відомих ВТНП матеріалів особливе, парадигмальне місце посідають купрати — складні оксиди міді, структурною основою яких є активні провідні площини CuO_2 . Як зазначено у попередніх параграфах, ці матеріали демонструють унікальну комбінацію фізичних характеристик, що не мають аналогів у традиційних надпровідниках: аномально високу T_c , наявність стану псевдощільності (ПЩ), низьку густину вільних носіїв заряду n_f , надзвичайно сильні електронні (хаббардівські) кореляції та яскраво виражену квазідвовимірну просторову анізотропію [38, 39, 58, 59].

Виражена квазідвовимірна електронна структура цих сполук, зокрема на прикладі класичної системи $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, призводить до того, що електричний опір системи вздовж кристалографічної осі c (ρ_c) може приблизно в 1000 разів перевищувати опір у базових провідних площинах ab (ρ_{ab}) [25]. Це фундаментально відображає особливості їхньої будови: головний внесок у макроскопічну провідність роблять саме площини CuO_2 , між якими існує відносно слабка міжплощинна квантова взаємодія (Рис. 1.1).

На сьогодні у світовій науковій спільноті превалює обґрунтована думка, що ключ до розгадки природи утворення спарених ферміонів при температурах, що значно перевищують 100 К, а також до розуміння конкуренції або співіснування між надпровідністю та магнетизмом, лежить у детальному дослідженні явища псевдощільності [23, 29, 59-63]. Нагадаємо, що псевдощільний стан є глибоко специфічним станом матерії, який виникає в купратних надпровідниках (наприклад, типу $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, де $\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}, \text{Gd}$) при характерній температурі $T^* \gg T_c$, тобто задовго до безпосереднього фазового переходу в надпровідний стан [21, 23, 25, 51, 53, 64, 65]. З феноменологічної точки зору, цей стан реєструється як несподіване відхилення температурної залежності питомого опору $\rho(T)$ від

лінійного закону вниз при температурах $T \leq T^*$ [21, 66]. З точки зору еволюції електронної структури, псевдощілинний стан характеризується частковим (проте не до нульового значення) зменшенням густини електронних станів (DOS) на рівні Фермі [23, 25]. Згідно з найсучаснішими уявленнями, не виключається також можлива радикальна перебудова самої топології поверхні Фермі нижче температури T^* [21, 61, 67].

Незважаючи на колосальний масив експериментальних та теоретичних робіт, фізична природа псевдощілини залишається предметом гострих наукових дискусій. Достеменно встановлено лише той факт, що нормальний стан ВТНП кардинально відхиляється від класичної моделі фермі-рідини Ландау [16, 22, 68, 69]. Намагаючись пояснити ці аномалії, дослідники пропонували різноманітні ненадпровідні та маргінальні моделі [70-73]. Серед них найвідомішими є: хвилі спінової щільності (SDW) [66, 72], [21, 61, 66], хвилі зарядової щільності (CDW) [61, 66, 74, 75], [66, 76], зарядове впорядкування (CO) [61, 66, 77, 78] та хвилі густини пар (PDW) [79, 80]. Проте детальний аналіз показує неспроможність цих теорій описати всю картину. Наприклад, рентгеноструктурні дослідження купратів фіксують максимальну амплітуду хвиль зарядової щільності (CDW) при $p = 0.12$ на рівні приблизно 160 K, тоді як температура відкриття псевдощілини для цього ж складу становить $T^* \sim 245$ K. Ця гігантська температурна невідповідність переконливо доводить, що CDW має вторинний характер і не є першопричиною відкриття ПЩ [53].

З огляду на вищезазначене, у рамках даного дисертаційного дослідження фундаментальною платформою обрано альтернативну, але найбільш фізично несуперечливу концепцію — модель локальних пар (LP model) [25, 34, 58, 81-83]. Ця парадигма передбачає, що низька концентрація носіїв заряду в поєднанні з квазідвовимірною структурою площин CuO_2 створює ідеальні умови для формування спарених ферміонів (локальних пар) при температурах значно нижче температури відкриття псевдощілини T^* . Саме наявність цих пар блискуче пояснює

аномальне відхилення $\rho(T)$ вниз від лінійності, оскільки локальні пари здатні транспортувати електричний заряд без дисипації енергії [27, 57, 58, 84]. Як зазначено вище, у температурному діапазоні $T_c \ll T \leq T^*$ ці утворення існують як екстремально сильно зв'язані бозони (СЗБ), їхня поведінка описується статистикою та теорією Бозе-Ейнштейнівської конденсації (БЕС) [82]. Ці бозонні утворення відзначаються надзвичайно малим просторовим розміром (порядку $\sim 10 \text{ \AA}$) та колосальною енергією зв'язку, що робить їх високостійкими до руйнівного впливу інтенсивних теплових та магнітних флуктуацій. З поступовим зниженням температури системи, довжина когерентності $\xi(T)$ починає стрімко зростати, що ініціює еволюційну трансформацію сильно зв'язаних бозонів у флуктуаційні куперівські пари (ФКП). На цьому етапі їхня поведінка поблизу T_c починає успішно описуватися класичною теорією БКШ (Бардіна-Купера-Шріффера) [34, 67, 82]. Проте критично важливо розуміти, що конденсація ФКП у когерентний надпровідний стан можлива виключно з тривимірного (3D) стану. Для реалізації цього 3D стану (і переходу від 2D до 3D кросовера) має обов'язково виконуватися геометрична умова: $\xi_c(T) \geq d$, де d — це фізичний розмір елементарної комірки кристала вздовж осі c [25, 38, 39, 85].

Оскільки загальна мікроскопічна природа куперівського спарювання та точний механізм відкриття псевдощільни все ще залишаються прихованими, найбільш дієвим та інформативним експериментальним методом сучасної фізики є дослідження реакції купратних систем на зовнішні збурення. Штучне введення магнітних домішок, накладання екстремальних магнітних полів, генерація структурних дефектів та застосування високого гідростатичного тиску дозволяють цілеспрямовано модифікувати параметри флуктуаційної провідності $\sigma'(T)$ та псевдощільни $\Delta^*(T)$, виступаючи своєрідним мікроскопічним "зондом" для перевірки теоретичних моделей.

1.5.1. Магнітні домішки

Особливе місце у спробах побудови коректної мікроскопічної картини ВТНП посідає детальне вивчення взаємозв'язку між явищами надпровідності та магнетизму. Як вже було зазначено вище у пункті 1.3, у своєму незбуреному (основному) стані всі сполуки родини $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ є класичними моттівськими діелектриками, які характеризуються яскраво вираженим далекосяжним антиферомагнітним (АФМ) порядком. Хоча введення додаткових носіїв заряду (дірок) під час хімічного допування швидко руйнує далекосяжний магнітний порядок, прецизійні нейтронні дослідження переконливо доводять, що потужні близькосяжні антиферомагнітні флуктуації продовжують існувати у нормальній металевій фазі купратів аж до високих рівнів легування. Зважаючи на цю фундаментальну роль АФМ кореляцій, винятковий науковий інтерес становлять системи, де немагнітний ітрій штучно заміщується на ізоелектронні парамагнітні іони.

Особлива увага прикута до повного або часткового заміщення ітрію (Y) на празеодим (Pr) або гольмій (Ho), оскільки магнітні моменти гольмію ($\mu_{\text{eff}} \sim 9.7\mu\text{B}$) та празеодиму ($\mu_{\text{eff}} \sim 2\mu\text{B}$) привносять абсолютно нові типи квантових магнітних взаємодій у ВТНП [25, 86]. Вплив цих двох елементів є докорінно відмінним. У системі $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ виникає специфічне явище, відоме в літературі як "аномалія празеодиму". Завдяки особливостям електронної будови іонів Pr, виникає сильна гібридизація між 4f-орбіталями празеодиму та 2p-орбіталями кисню. Це призводить до жорсткої локалізації кисневих дірок у специфічній енергетичній зоні, так званій зоні Ференбахера-Райса [55, 87, 88]. У такій конфігурації атоми Pr^{+3} , маючи власний магнітний момент $\mu_{\text{Pr}} \sim 3.58\mu\text{B}$ (який у сполуці PrBCO проявляється як ефективний $m_{\text{eff}} \sim 2\mu\text{B}$) [20, 46], діють як потужний магнітний діелектрик. Відбувається одночасна дія двох руйнівних механізмів: інтенсивний розрив куперівських пар локальними магнітними моментами та катастрофічне виснаження кількості вільних носіїв заряду (hole depletion). Як наслідок, питомий опір ρ стрімко

зростає, а критична температура T_c неухильно падає, досягаючи абсолютного нуля при критичній концентрації $x \sim 0.7$ [12, 86, 89, 90]. Більше того, діелектричні включення PrBCO , що утворюються в процесі синтезу, формують розгалужену мережу множинних дефектів у надпровідній матриці YBCO , що додатково обмежує процеси переносу заряду [55, 86, 88-90].

На радикальну протипагу цій поведінці, синтез монокристалів $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, незважаючи на присутність гігантського власного магнітного моменту іонів гольмію, демонструє збереження майже таких самих високих критичних температур T_c , як і в еталонному немагнітному YBCO [81, 91]. Це є прямим експериментальним свідченням того, що магнітні властивості HoBCO змінюють термодинамічну поведінку системи специфічним чином: вони впливають на параметри нормального стану та флуктуації, але не здійснюють катастрофічного руйнування надпровідного конденсату. Електронна структура таких ВТНП виявляється надзвичайно чутливою до кисневої нестехіометрії та кількості дефектів. Швидке загартування монокристалів від високих температур ($\sim 600^\circ\text{C}$) дозволяє згенерувати значну кількість структурних дефектів (кисневих вакансій) безпосередньо у провідних площинах CuO_2 . Подальший процес витримування зразків при кімнатній температурі (так званий "кімнатний відпал") запускає повільне дифузійне впорядкування атомів лабільного кисню, що дозволяє досліджувати динаміку переносу заряду та еволюцію псевдощільності в режимі реального часу [92-95].

1.5.2. Структурні дефекти та високий тиск

Нарешті, потужним, але досі недостатньо вивченим термодинамічним інструментом для дослідження фізики ВТНП є застосування високого гідростатичного тиску. На відміну від впливу інтенсивних магнітних полів [96-98] або методів електронного опромінення [58, 99-101], які неминуче вносять польові або радіаційні дефекти, гідростатичний тиск діє як "чистий" структурний

модифікатор. Він дозволяє валідувати адекватність теоретичних моделей та встановлювати найбільш значущі параметри структури купратів без зміни їхнього хімічного складу [102].

Застосування зовнішнього тиску ініціює ізотропне стиснення матеріалу, що може призводити до зменшення фізичного об'єму елементарної комірки кристала. Це стиснення природним чином сприяє впорядкуванню термодинамічної системи, мінімізуючи вплив локальних структурних дефектів. Макроскопічно це проявляється у зменшенні питомого опору (похідна $d\ln\rho/dT$ є від'ємною та відносно великою) [44, 97, 102-105]. Мікроскопічно вважається, що зменшення міжатомних відстаней під дією тиску P ініціює ефективний перерозподіл зарядів і безпосередньо призводить до збільшення густини носіїв заряду n_f у критично важливих провідних площинах CuO_2 . Зростання концентрації носіїв n_f у свою чергу закономірно призводить до збільшення критичної температури T_c , тобто барична похідна dT_c/dP у купратах є переважно позитивною величиною [44, 81, 102-105].

Однак, у реальних монокристалічних зразках, таких як YBCO або леговані системи YPrBCO, серйозним фактором, що ускладнює інтерпретацію даних, є наявність розвиненої мережі двійникових границь (Twin Boundaries, TBs). Ці протяжні двовимірні площинні дефекти можуть слугувати "стоками" для дефектів нижчої розмірності та виступають як потужні центри розсіювання для як нормальних, так і флуктуаційних носіїв заряду [102, 106-108]. Щоб нівелювати цей паразитний внесок та отримати чисту відповідь надпровідної системи на гідростатичний стиск, в сучасних експериментах транспортний струм I спрямовують строго паралельно до орієнтації двійникових границь ($I \parallel TBs$), що дозволяє ефективно мінімізувати процеси дисипативного розсіювання на них [108, 109]. Систематичне дослідження еволюції електричного опору $\rho(T)$, надлишкової провідності $\sigma'(T)$ та енергетичної щільності $\Delta^*(T)$ в монокристалах зі складною дефектною структурою (наприклад, $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) під дією тисків до 1.0 ГПа дозволяє остаточно відокремити ефекти локалізації носіїв від процесів магнітного розриву пар, що, у свою чергу, дозволяє

отримати додаткову інформацію, необхідну для створення єдиної мікроскопічної теорії ВТНП

1.5.3. Зовнішнє магнітне поле

Поряд із хімічним легуванням, дослідження надлишкової (флуктуаційної) провідності (ФЛП) та псевдощілини під дією потужних магнітних полів здатне дати остаточну відповідь на питання про істинну природу механізмів спарювання в купратах. Проте на сьогодні у світовій літературі відчувається гострий дефіцит таких робіт для системи YBCO [55, 110-112]. Наявні дослідження містять низку критичних недоліків та суперечностей. Наприклад, дослідження в полях 1.27 Тл [110] оперують занадто слабким полем для формування однозначних висновків про вплив на сильно зв'язані бозони. У той же час, у роботах із застосуванням екстремальних полів до 12 Тл автори повідомляють про парадоксальне одночасне зменшення як щілини, так і довжини когерентності $\xi(B)$ [111]. Цей результат викликає обґрунтований сумнів, оскільки згідно з класичною теорією надпровідності [47] ці параметри пов'язані зворотною залежністю. Частково ці прогалини були заповнені завдяки попереднім дослідженням впливу магнітного поля до 8 Тл, орієнтованого паралельно провідним площинам ($B \parallel ab$) [54, 55]. Але деталі можливого формування магнітним полем двовимірної ґратки вихорів Абрикосова залишилися невизначеними.

З огляду на це, особливий фундаментальний інтерес становить комплексне дослідження впливу потужного магнітного поля (до 9 Тл), орієнтованого строго вздовж кристалографічної осі c ($B \parallel c$), на електричний опір $\rho_{ab}(T)$, флуктуаційну провідність $\sigma'(T)$ та параметр псевдощілини $\Delta^*(T)$ у тонких епітаксійних плівках YBCO. Така експериментальна конфігурація є унікальною: лінії магнітної індукції проникають перпендикулярно до площин CuO_2 , безпосередньо і інтенсивно взаємодіючи з носіями заряду [96, 113]. Це радикально підсилює вихрові ефекти та супроводжується формуванням двовимірної ґратки вихорів Абрикосова, динаміка

яких фундаментально змінює надпровідний стан [114]. Прикладення поля $B \parallel c$ призводить до специфічних наслідків: ефективна довжина когерентності $\xi_c(B)$ зростає значно швидше, ніж у геометрії паралельного поля, спостерігається яскраво виражене розширення надпровідного переходу [115].

Вплив такого поля кардинально трансформує режими надпровідних флуктуацій, що призводить до сильного пригнічення двовимірного флуктуаційного внеску Макі-Томпсона (2D-MT) та зміщення температури 3D-2D кросовера T_0 [113]. Однак, незважаючи на руйнівний вплив магнітного поля на флуктуаційні куперівські пари (ФКП) поблизу T_c , екстремально висока енергія зв'язку сильно зв'язаних бозонів (СЗБ) забезпечує вражаючу стійкість температури відкриття псевдощільни T^* до зовнішніх магнітних збурень. Така конфігурація ($B \parallel c$) відкриває шлях до прецизійного вивчення температурної залежності $\Delta^*(T)$ та детального аналізу конверсії пар у надпровідний конденсат.

РОЗДІЛ 2. ОБ'ЄКТИ І МЕТОДИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

2.1. Технологія виготовлення зразків.

2.1.1. Технологія виготовлення ВТНП плівок за допомогою імпульсного лазерного напилення

Для проведення експериментальних досліджень впливу зовнішнього магнітного поля на надпровідні характеристики (докладний опис яких наведено у Розділі 3) як об'єкти вивчення використовувалися тонкі епітаксійні плівки YBCO. Процес їхнього формування здійснювався за допомогою методу імпульсного лазерного напилення (pulsed laser deposition - PLD) на спеціальні монокристалічні підкладки $(\text{LaAlO}_3)_{0.3}(\text{Sr}_2\text{TaAlO}_6)_{0.7}$. Технологічний режим передбачав підтримання температури на рівні $T = 770^\circ\text{C}$ та робочого тиску кисневого середовища 3 мбар, що повністю узгоджується з методиками, описаними в літературі [56, 89]. Ефективна

товщина сформованих зразків, яка становила $d \sim 100$ нм, прецизійно регулювалася шляхом контролю тривалості етапу осадження матеріалу з відповідних мішеней. За результатами рентгеноструктурного аналізу було підтверджено, що синтезовані зразки є високоякісними текстурованими плівками, в яких кристалографічна вісь c суворо орієнтована перпендикулярно до поверхні плівки, тобто ортогонально до провідних площин CuO_2 .

Застосування технології імпульсного лазерного напилення [24] забезпечує можливість синтезу тонкоплівкових структур на основі складних багатокомпонентних систем, зокрема ВТНП плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, з надзвичайно високим ступенем структурної досконалості. Фундаментальною особливістю даного підходу є генерація так званого плазмового факела у просторі між поверхнею мішені та підкладкою, що ініціюється внаслідок абляції матеріалу мішені потужними високоенергетичними лазерними імпульсами. Критично важливим параметром процесу є те, що тривалість нагрівання локальної ділянки поверхні мішені до температурного порогу інтенсивного випаровування становить менше ніж 2 нс. Як наслідок, основна частина лазерного імпульсу, загальна тривалість якого дорівнює 30 нс, взаємодіє вже з емітованим потоком випаруваних частинок, забезпечуючи їхній подальший термічний розігрів та іонізацію з утворенням плазми.

Аналіз процесу свідчить, що інтенсивне поглинання падаючих фотонів плазмовим згустком локалізується переважно в тих областях, де густина частинок є достатньо високою, тобто здебільшого поблизу поверхні мішені. Фізичний механізм абсорбції фотонного випромінювання та надшвидкої конверсії поглиненої теплової енергії у кінетичну обумовлює встановлення ізотермічної температури плазми, тим самим реалізуючи саморегульований режим абляції в безпосередній близькості до мішені. Зазначені процеси генерують екстремальний градієнт щільності в зоні розпилення, внаслідок чого сформована високотемпературна та високощільна плазма зазнає стрімкого газодинамічного розширення у вакуумний

простір камери. Головна технологічна перевага цього методу полягає у його здатності до конгруентного випаровування: хімічний склад емітованої речовини, а отже, і кінцевої епітаксійної плівки, з високою точністю відтворює стехіометрію вихідної багатокомпонентної мішені. Ця унікальна характеристика методу імпульсного лазерного напилення є прямим наслідком специфіки утворення плазми та її суворо спрямованого гідродинамічного транспорту від поверхні мішені до підкладки [24].

2.1.2. Методи вирощування монокристалів ВТНП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Проблематика синтезу високоякісних монокристалів ВТНП являє собою розгалужений та фундаментально важливий напрям сучасного матеріалознавства. Специфіка фазової діаграми купратів полягає у тому, що в температурному інтервалі 1020/1040°C тетрагональна модифікація $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ зазнає незворотного розкладу за перитектичною реакцією. Цей процес супроводжується інтенсивним виділенням газоподібного кисню та кристалізацією тугоплавкої фази Y_2BaCuO_5 . Така термодинамічна нестабільність принципово унеможлиблює синтез монокристалів із розплаву за допомогою класичних методів, таких як метод Чохральського або метод Вернейля. З огляду на це, найбільш ефективним та поширеним підходом для одержання монокристалічного $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ виступає розчин-розплавний метод. У цій технології функцію розчинника (флюсу) виконує надлишкова суміш оксидів Cu_2O та BaCuO , взятих у молярному співвідношенні 1:3. Застосування даної методики забезпечує низку вагомих технологічних переваг:

- Систематичні дослідження фазових рівноваг у псевдобінарних перерізах Cu_2O - BaCuO , CuO - $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та BaCuO - $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ засвідчили наявність подвійних евтектик, тоді як суміш фаз $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, Cu_2O та BaCuO формує глибоку потрійну евтектику при стехіометричному співвідношенні компонентів $\text{Y}:\text{Ba}:\text{Cu}=0.7:25:75$. У випадку використання вихідної шихти, склад якої зміщений у збагачену ітрієм область, первинною фазою, що

кристалізується з розчину-розплаву, виступає саме $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Такий режим кристалізації дозволяє стабільно вирощувати монокристали з типовими геометричними розмірами $5 \times 5 \times 0.2$ мм.

- Метод гарантує повне виключення контамінації (забруднення) кристалів сторонніми хімічними елементами з розчинника, оскільки всі компоненти, що утворюють розчин-розплав, є структурними складовими самої цільової сполуки. Встановлено, що найвищі показники надпровідних характеристик демонструють монокристали, процес росту яких здійснювався в тиглях із чистого золота.

Поряд із розчин-розплавною технологією, в лабораторній практиці застосовуються й альтернативні підходи до одержання монокристалів YBCO, зокрема, традиційний флюсовий метод. Проте необхідно наголосити на фундаментальній закономірності: незалежно від обраного методу синтезу, якщо не застосовувати спеціалізовані термомеханічні процедури обробки, монокристали ВТНП неминуче містять специфічні структурні дефекти — двійникові домени (рис. 2.1).

Формування двійників відбувається природним шляхом під час структурного фазового переходу від тетрагональної до ромбічної сингонії при охолодженні кристала, що є термодинамічно вигідним механізмом мінімізації загальної пружної внутрішньої енергії системи. Для проведення прецизійних резистивних вимірювань відбиралися монокристали з правильною прямокутною геометрією та типовими розмірами $7 \times 2 \times 1$ мм, причому найменший лінійний розмір (товщина) суворо відповідав кристалографічному напрямку c .

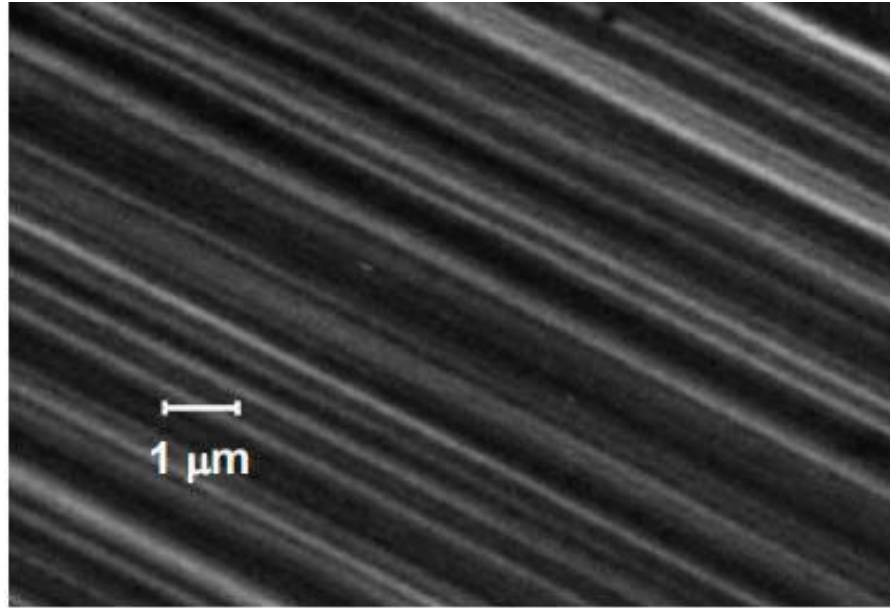


Рис. 2.1. Візуалізація поверхні монокристала з чітко вираженою просторовою організацією односпрямованих двійникових границь. Протяжні світлі смуги, які спостерігаються на знімку, ідентифікуються як двійникові границі — двовимірні площинні дефекти кристалічної ґратки.

2.1.3. Нанесення електроконтактів для резистивних досліджень

Як базові об'єкти для експериментальних досліджень використовувалися тонкі епітаксійні плівки YBCO, синтезовані методом імпульсного лазерного напилення [24] (детальний опис наведено у підрозділі 2.1). Формування необхідної топології зразків здійснювалося за допомогою методу фотолітографії, шляхом прецизійного хімічного травлення плівок у спеціалізовані структури Холла з геометричними розмірами $2,35 \times 1,24$ мм. Конфігурація сформованих структур передбачала наявність масивних майданчиків на кінцях для підведення транспортного струму, а також двох пар поперечних потенційних зондів уздовж основи плівки, призначених для одночасного вимірювання поздовжньої V_{xx} та поперечної холлівської напруги V_{xy} . Електрична комутація реалізовувалася шляхом фіксації золотих дротів малого діаметра до контактних майданчиків за допомогою високопровідної срібної пасти.

Застосована технологія монтажу забезпечувала формування якісних контактів, перехідний опір яких стабільно залишався нижче 1 Ом. Описана геометрія дозволяла коректно застосовувати стандартний чотиризондовий метод для точного визначення питомого опору в базисних провідних площинах ab , тобто $\rho_{ab}(T)=\rho(T)$. Основний комплекс експериментальних вимірювань проводився на базі автоматизованої дослідницької платформи Quantum Design Physical Properties Measurement System (PPMS-9). Резистивні дослідження виконувалися на змінному струмі з амплітудою збудження близько 100 мкА при робочій частоті 19 Гц. Технічні можливості даного лабораторного обладнання дозволяють реєструвати температурні залежності питомого опору мініатюрних зразків у широкому термодинамічному інтервалі від 0,05 до 400 К, а також в умовах дії зовнішніх магнітних полів з індукцією до 9 Тл [116].

Підготовка монокристалів до резистивних вимірювань вимагала ретельного відбору зразків $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, що мали форму правильних прямокутних паралелепіпедів та належали до однієї технологічної партії, що є критичною умовою для забезпечення високої відтворюваності та точності результатів. Просторова орієнтація кристала задавалася таким чином, щоб вектор транспортного струму був суворо паралельним до кристалографічної площини ab . Для забезпечення цієї умови струмові контакти формувалися шляхом нанесення суцільного шару срібної пасти на торцеві грані зразка. Це гарантувало макроскопічно однорідний розподіл густини струму в центральній області кристала, де локалізувалися потенційні контакти, що схематично проілюстровано на рис. 2.2.

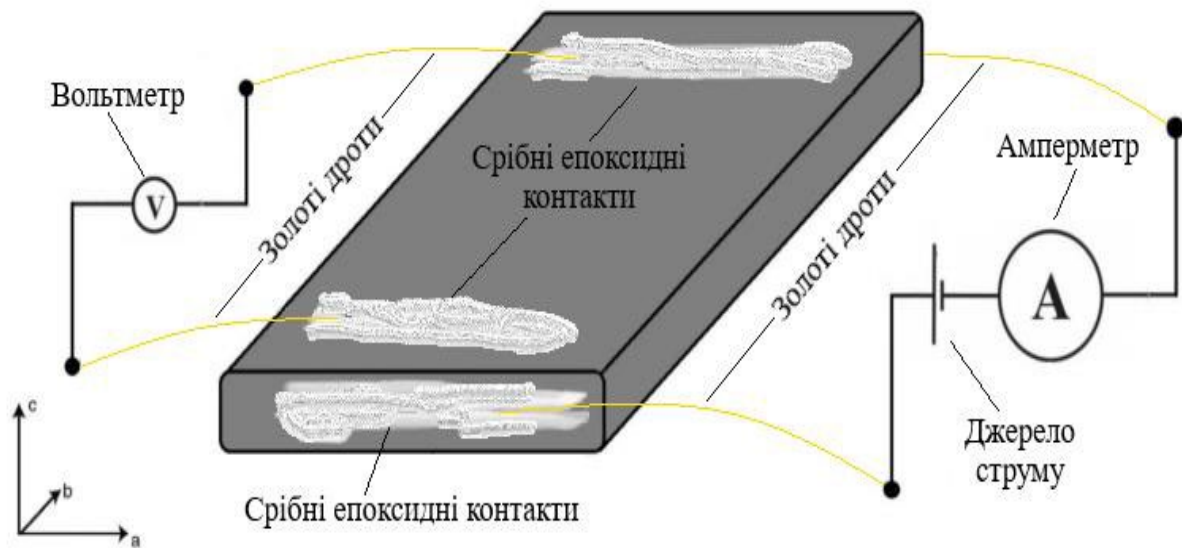


Рис. 2.2. Конфігурація контактів та загальна схема вимірювання транспортних характеристик монокристалічних зразків YBCO за стандартним чотириконтактним методом. Для нівелювання впливу міжплощинного опору та врахування квазідвовимірної природи системи, експеримент сплановано так, що напрямок пропускання вимірювального струму є перпендикулярним до кристалографічної осі c (струм протікає в межах базисних площин ab).

Отже, для дослідження монокристалів також адаптувався класичний чотиризондовий метод вимірювання опору в площинах ab (рис. 2.3). Коректність застосування даної методики до плоских зразків забезпечувалася дотриманням геометричної умови, за якої товщина кристала вздовж кристалографічної осі c була значно меншою за відстань між внутрішніми потенційними зондами. Відповідні базові вимірювання також реалізовувалися з використанням вимірювального комплексу Quantum Design Physical Properties Measurement System (PPMS-9). Застосований апаратний метод гарантує експериментальну похибку вимірювань на рівні, що не перевищує 3% [116].

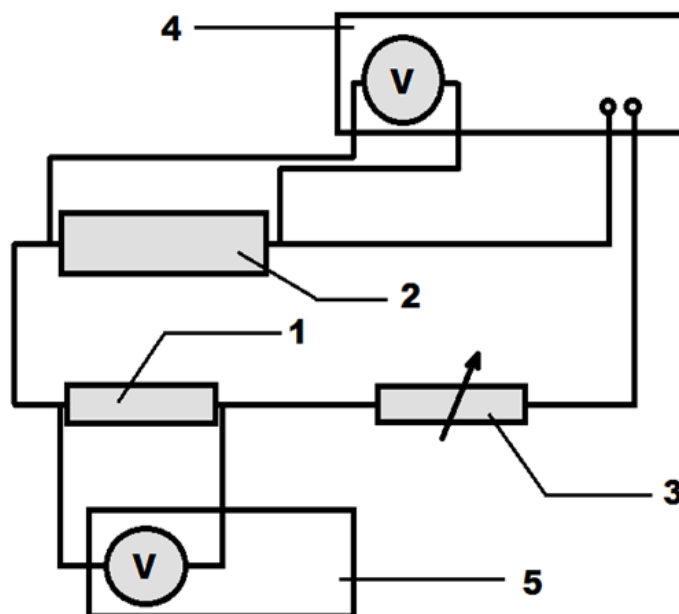


Рис. 2.3. Схема включення зразка у вимірювальне коло: 1 – еталонна котушка, 2 – зразок, 3 – реостат, 4 – 7265 DSP Lock-in Amplifier, 5 – 7225 DSP Lock-in Amplifier.

2.2. Об'єкти та методики експериментальних досліджень

2.2.1 Об'єкти та методика експериментальних досліджень під впливом магнітного поля

Основними зразками дослідження у даній роботі слугували високоякісні епітаксійні плівки складного купратного оксиду $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO). Як зазначено вище, процес осадження плівок здійснювався на монокристалічні підкладки складу $(\text{LaAlO}_3)_{0.3}(\text{Sr}_2\text{TaAlO}_6)_{0.7}$ (LSAT). Для забезпечення високої структурної досконалості та стехіометрії зразків синтез проводився при строго контрольованих термодинамічних параметрах: температура підкладки під час напилення підтримувалася на рівні $T = 770^\circ\text{C}$, а тиск кисню в робочій камері становив 3 мбар.

Товщина отриманих епітаксійних шарів була зафіксована на рівні приблизно 100 нм. Прецизійний контроль товщини забезпечувався шляхом регулювання часу експозиції (напилення) відповідних мішеней. Після завершення процесу росту було

проведено комплексний рентгеноструктурний аналіз (X-ray diffraction) для оцінки якості кристалічної решітки. Результатами дифракційних досліджень було підтверджено високу якість отриманих зразків: усі плівки характеризувалися впорядкованою кристалічною структурою, причому вісь c була орієнтована строго перпендикулярно до провідних площин CuO_2 . Така орієнтація є критично важливою для подальшого вивчення анізотропних властивостей та впливу магнітного поля в конфігурації $B \parallel c$. Розмір сформованих з плівок структур 2.35×1.24 мм визначався методом стандартної фотолітографії (Див. 2.1.1).

Особлива увага була приділена створенню низькоомних електричних контактів, що є необхідною умовою для мінімізації теплових шумів та похибок при вимірюванні надлишкової провідності. Для реалізації контактних майданчиків використовувалися золоті дроти, які прикріплювалися до поверхні плівки за допомогою спеціальної срібної епоксидної пасти. Застосування такої методики дозволило досягти стабільного перехідного опору контактів, значення якого не перевищувало 1 Ом. Це забезпечило високу відтворюваність результатів та дозволило проводити вимірювання при малих густинах вимірювального струму, використовуючи прецизійний вимірювальний комплекс Quantum Design PPMS-9 (Physical Property Measurement System).

Дослідження проводилися в умовах дії постійного магнітного поля, величина якого варіювалася в широкому діапазоні до 9 Тл включно. Магнітне поле генерувалося надпровідним соленоїдом системи PPMS. У всіх експериментальних сесіях вектор індукції магнітного поля був орієнтований паралельно кристалографічній осі c досліджуваних плівок $B \parallel c$ ($B \parallel c$), що забезпечувало перпендикулярне проникнення магнітного потоку крізь провідні площини CuO_2 та створювало умови для спостереження максимального впливу поля на флуктуаційну провідність та стан псевдощільнини.

2.2.2. Зразки та методика експериментальних досліджень під впливом тиску.

Монокристали $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ були вирощені з використанням відпрацьованої технології розчину-розплаву (Див. 2.1.2.) [117] Технологічні режими росту кристалів, а також процедура їхнього подальшого насичення киснем були абсолютно ідентичними до тих, що застосовуються для синтезу високоякісних нелегованих кристалів YBCO. Як вихідні компоненти для вирощування використовувалися хімічно чисті сполуки Y_2O_3 , $BaCO_3$ та CuO . Для отримання кристалів, у яких атоми ітрію (Y) частково заміщені атоми празеодиму (Pr) з утворенням твердого розчину складу $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (зокрема, досліджуваних у даній роботі зразків складу $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$), до початкової шихти у відповідному стехіометричному відсотковому співвідношенні додавалась сполука Pr_5O_{11} [90]. З отриманої партії були ретельно відібрані монокристали прямокутної форми з орієнтовними геометричними розмірами $7 \times 2 \times 1$ для подальшого проведення прецизійних резистивних вимірювань. Зауважимо, що найменший просторовий параметр кристала відповідав кристалографічній осі c , що є типовим для купратів із шаруватою перовськітоподібною структурою.

Вимірювання температурних залежностей питомого опору в базисній площині, $\rho_{ab}(T)$, здійснювалося за допомогою повністю автоматизованої експериментальної установки з використанням класичного чотиризондового методу (Рис. 2.3) [90, 106, 118]. Для вимірювань застосовувався стабілізований вимірювальний струм величиною до 10 мА. З метою забезпечення максимально рівномірного розподілу ліній струму в центральній частині кристала, на його торцеві кінці наносилися струмові контакти з використанням струмопровідної срібної епоксидної пасти (Рис. 2.2) [89]. Потенційні зонди формувалися також за допомогою срібної пасти у вигляді тонких паралельних смужок і розташовувалися в центральній області зразка [90]. Застосування такої методики монтажу дозволило досягти значень перехідного опору контактів на рівні менше 1 Ом. Це має

принципове значення, оскільки чотиризондова схема у комбінації з низьким опором контактів надійно виключає паразитний вплив опору самих контактів та підвідних провідників на результати вимірювання власного опору досліджуваного зразка.

Критично важливим аспектом експерименту був вибір геометрії вимірювання відносно макроскопічних дефектів кристалічної ґратки. Орієнтація зразка задавалася таким чином, щоб вектор транспортного струму протікав у площині ab суворо паралельно до площин двійникових границь (ДГ). Така експериментальна геометрія була обрана свідомо для того, щоб ефективно мінімізувати ймовірність розсіяння нормальних та флуктуаційних носіїв заряду на цих протяжних двовимірних структурних дефектах, отримуючи таким чином "чистий" відгук від самої надпровідної матриці. Точна реєстрація температури зразка протягом усього експерименту здійснювалася за допомогою платиногового термодатчика з роздільною здатністю та точністю близько 1 мК.

Генерація високого гідростатичного тиску проводилася всередині спеціальної тефлонової капсули, яка поміщалася в автономну камеру високого тиску типу "поршень-циліндр" (Рис. 2.4) [119]. Камера була виготовлена з високоміцної немагнітної берилієвої бронзи, що виключає спотворення електромагнітного оточення зразка. Як середовище, що передає тиск, використовувалося трансформаторне масло. Завдяки його властивостям забезпечувався високий ступінь гідростатичності стиснення об'єму кристала. Зміна (підвищення) тиску завжди здійснювалася виключно при кімнатній температурі в порядку його послідовного зростання, що дозволяло уникнути виникнення неконтрольованих одновісних напружень та мікротріщин у зразку під час заморожування передавального середовища.

Для точного безперервного контролю та визначення величини прикладеного тиску безпосередньо в робочому об'ємі камери використовувався манганіновий

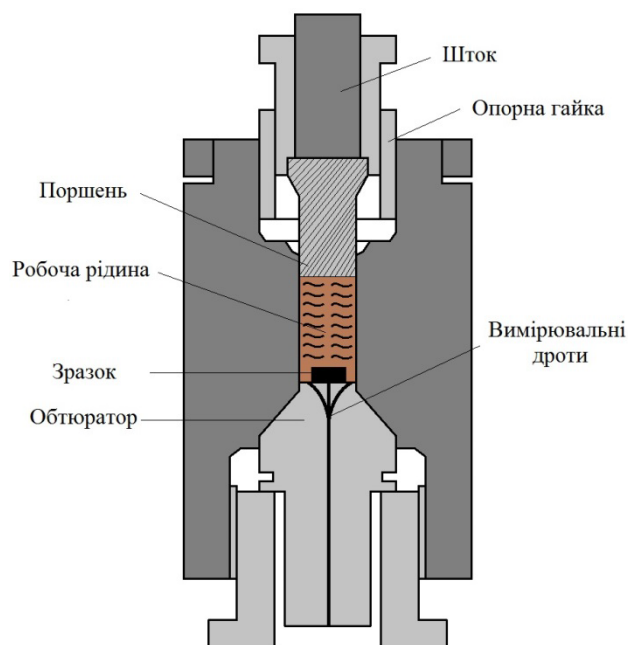


Рис. 2.4. *Схема конструкції камери високого тиску.*

датчик тиску, виготовлений із тонкого дроту з початковим опором 25 Ом. Для кожного нового фіксованого значення тиску експериментальні криві знімалися у процесі повільного температурного сканування. Для підтримання стану суворої термодинамічної рівноваги системи та уникнення температурних градієнтів, швидкість зміни температури поблизу критичного переходу T_c підтримувалася на рівні близько 0.1 К/хв. У високотемпературній області нормального стану, при $T \gg T_c$, де резистивні характеристики змінюються більш плавно, швидкість сканування збільшувалася до 0.5 К/хв.

2.2.3. Зразки та методика експериментальних досліджень під впливом відпалу

Для проведення експериментальних досліджень та з'ясування тонких механізмів впливу кімнатного відпалу на транспортні властивості були використані монокристали $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Ці кристали були вирощені методом розчину-розплаву (solution-melt technique) у спеціальному золотому тиглі [120]. Для проведення

прецизійних резистивних вимірювань було ретельно відібрано зразки правильної прямокутної форми з типовими макроскопічними розмірами $1.9 \times 1.5 \times 0.2$ мм. Найменший вимір кристала просторово відповідав напрямку кристалографічної осі c . Вимірювання температурних залежностей питомого опору в базисній площині ab , $\rho_{ab}(T)$, проводилися за допомогою повністю комп'ютеризованої кріогенної установки з використанням класичного чотириконтактного методу [106]. Через зразки пропускався стабілізований вимірювальний струм силою до 10 мА, що гарантувало відсутність паразитних ефектів перегріву та джоулевої дисипації. З метою забезпечення максимально рівномірного розподілу ліній струму в центральній області кристала, де розміщувалися потенційні зонди у вигляді паралельних срібних смужок, струмові контакти зі срібної епоксидної смоли приклеювалися до протилежних боків зразка. Застосування такої технології монтажу дозволило досягти надзвичайно низького перехідного опору контактів — менше 1 Ом. Контроль та безперервне вимірювання температури в кріостаті здійснювалися за допомогою прецизійного платиногового термометра, що забезпечувало високу точність реєстрації на рівні близько 1 мК.

Для цілеспрямованого зменшення вмісту кисню та створення необхідного рівня кисневої нестехіометрії, зразки піддавалися жорсткій процедурі термічної деоксигенації — відпалу при температурі 600 °С в атмосферних умовах протягом 24 годин. Відразу після завершення цього високотемпературного етапу кристали проходили етап швидкого загартування. Їх форсовано охолоджували до кімнатної температури протягом короткого проміжку часу (2-3 хв), після чого зразки монтували на вимірювальний утримувач і додатково охолоджували до температури рідкого азоту протягом 15 хв. Усі наступні резистивні вимірювання проводилися виключно в режимі повільного нагрівання зразків для мінімізації температурних градієнтів. Швидкість нагрівання строго контролювалася і становила близько 0.1 К/хв поблизу очікуваної критичної температури T_c та 0.5 К/хв у високотемпературній області $T \gg T_c$.

Для всебічного та поетапного вивчення впливу процесів структурної релаксації під час кімнатного відпалу на електричну провідність, серії вимірювань $\rho(T)$ проводилися через певні часові інтервали. Перший цикл вимірювань було виконано безпосередньо після загартування (зразок S1). Цей вихідний стан характеризувався наявністю значної кількості кисневих вакансій і мав початкову критичну температуру переходу $T_c = 63.6$ К та кисневий індекс $\delta \approx 0.35$. Після першого вимірювання зразок витримувався при кімнатній температурі в повітряному середовищі протягом 20 годин, після чого експеримент повторювався (стан зразка ідентифіковано як S2). Останню, третю серію вимірювань було реалізовано після тривалого кімнатного відпалу протягом 5 діб (120 годин) (зразок S3), що, згідно з попередніми дослідженнями, відповідає часу, необхідному для майже повного завершення повільних релаксаційних процесів у кристалічній ґратці.

РОЗДІЛ 3. ВПЛИВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ ДО 9 ТЛ НА ТЕМПЕРАТУРНУ ЗАЛЕЖНІСТЬ ПСЕВДОЩІЛИНИ В $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [1]

3.1. Температурні залежності питомого опору та вплив магнітного поля на надпровідний перехід

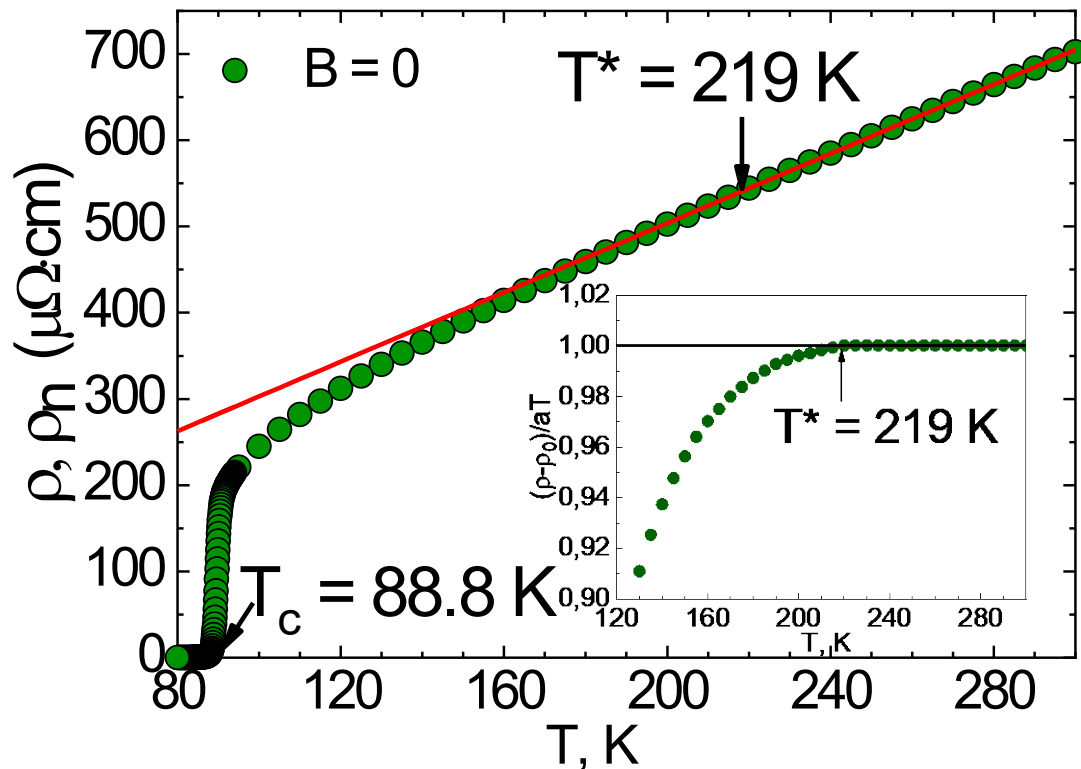


Рис. 3.1. Температурна залежність питомого опору $\rho(T)$ плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ за відсутності зовнішнього магнітного поля ($B = 0$, (зелені точки). Суцільна червона лінія – лінійна екстраполяція питомого опору нормального стану $\rho_N(T)$ в область низьких температур, відхилення від якої вниз маркує початок відкриття псевдощілини. На вставці – метод прецизійного визначення температури відкриття псевдощілини T^* за допомогою критерію $[\rho(T) - \rho_0]/\alpha T = 1$ [53].

На Рис. 3.1 представлено температурну залежність питомого опору $\rho(T) = \rho_{ab}(T)$ досліджуваної епітаксійної плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ за відсутності зовнішнього магнітного поля ($B = 0$). У високотемпературній області, а саме в температурному інтервалі від $T^* = 219$ К до 300 К, спостерігається чітка лінійна залежність $\rho(T)$.

Нахил цієї лінійної ділянки, який визначався шляхом лінійної апроксимації експериментально отриманих кривих, становить $a = d\rho/dT = 2.01 \mu\Omega \cdot \text{cm/K}$. Висока точність та достовірність такого наближення підтверджується малим значенням середньоквадратичної похибки лінійної апроксимації, яка дорівнює $\Delta\rho(T) = 0.009 \pm 0.002 \mu\Omega \cdot \text{cm}$.

При зниженні температури експериментальна крива питомого опору починає відхилятися від лінійного закону вниз. Точка початку цього відхилення визначає температуру відкриття псевдощілини T^* , значення якої значно перевищує критичну температуру T_c . Більш точний і строгий підхід до визначення температури відкриття псевдощілини T^* з точністю до ± 1 К базується на дослідженні спеціального критерію $[\rho(T) - \rho_0]/\alpha T = 1$; [53, 85, 43]. Цей метод графічно проілюстровано на вставці до Рис. 3.1. У наведеному критерії параметр a відповідає нахилу екстрапольованого питомого опору в нормальному стані ρ_N , а ρ_0 є залишковим питомим опором, який визначається як точка перетину прямої ρ_N з віссю ординат (Y-віссю). Важливо відзначити, що застосування обох методів дає ідентичне значення температури відкриття псевдощілини $T^* = 219$ К. Це значення є типовим для плівок *YBCO* високої якості з критичною температурою надпровідного переходу $T_c \approx 88$ К, що знаходиться в дуже доброму узгодженні з відомими літературними даними [53, 85, 43].

Вплив зовнішнього магнітного поля, орієнтованого паралельно кристалографічній осі c ($B \parallel c$), на транспортні властивості системи детально відображено на Рис. 3.2. Цей графік демонструє серію температурних залежностей питомого опору $\rho(T)$, безпосередньо виміряних в області надпровідного переходу в постійних магнітних полях від 0 до 9 Тл. Як переконливо свідчить Рис. 3.2, збільшення індукції магнітного поля B призводить до суттєвого зниження T_c та розширення резистивного переходу (збільшення ΔT_c). Окрім розширення переходу, прикладене магнітне поле ініціює формування магнітоопору, величина якого розраховується за класичною формулою: $MR = [\rho(B) - \rho(0)]/\rho(0)$.

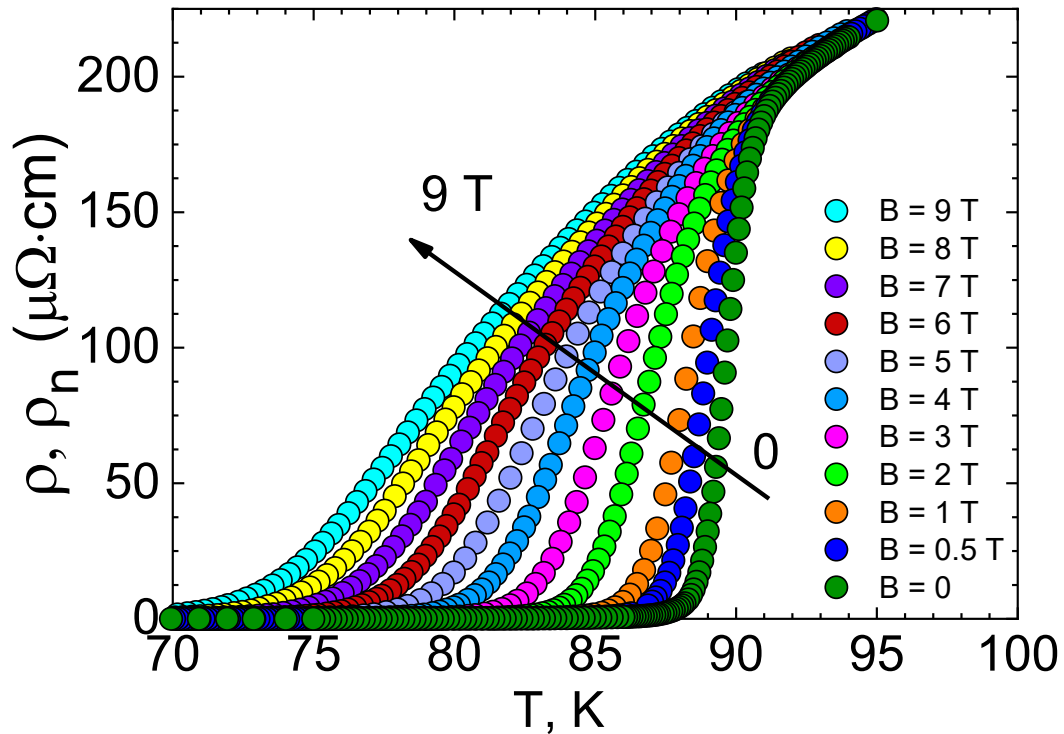


Рис. 3.2. Температурні залежності питомого опору $\rho(T)$ плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, виміряні в околі надпровідного переходу. Індукція магнітного поля зростала від $B = 0$ до 9 Тл. Вектор поля орієнтовано паралельно до кристалографічної осі c ($B \parallel c$). Графік наочно демонструє ефект суттєвого зменшення T_c , розширення резистивного переходу та ініціювання магнітоопору зі збільшенням B .

Еволюція макроскопічних надпровідних параметрів під дією поля додатково проаналізована на Рис. 3.3, де наведено залежність критичної температури T_c від магнітного поля. З графіка чітко видно квазілінійний характер падіння T_c при збільшенні зовнішнього магнітного поля до 9 Тл. При цьому фундаментально важливим є той факт, що магнітне поле (від 0 до 9 Тл) абсолютно не впливає на питомий опір у нормальному стані [48, 121].

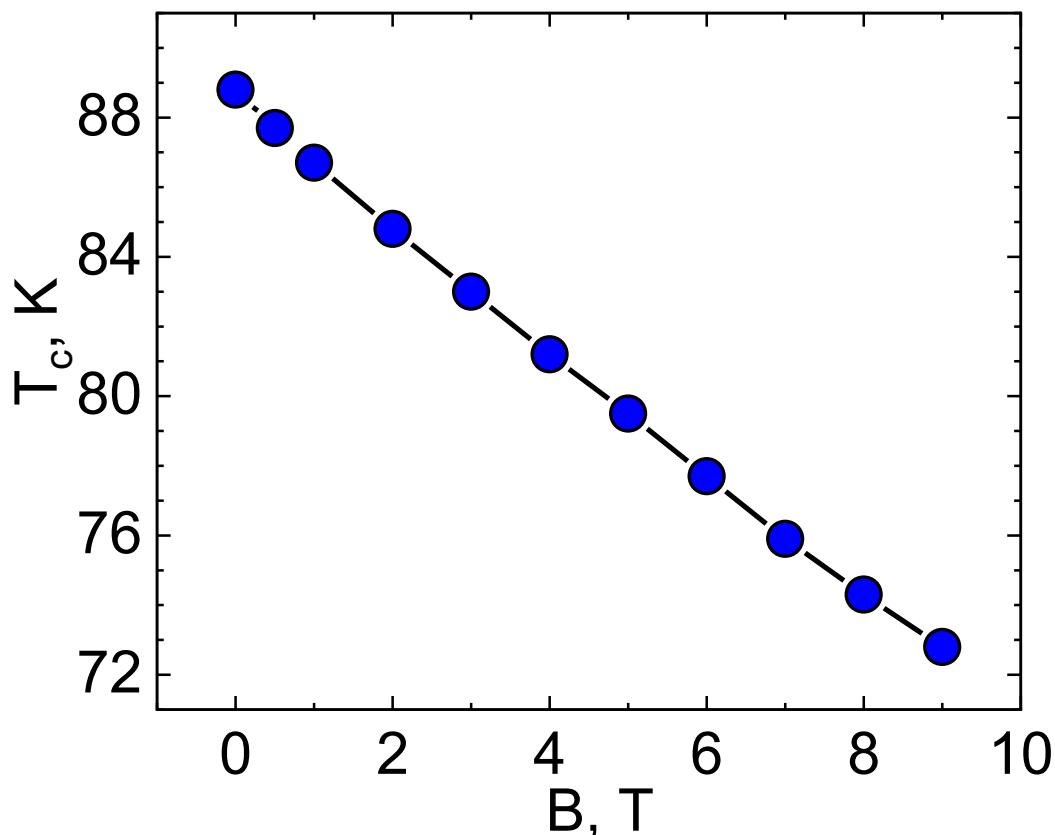


Рис. 3.3. Залежність критичної температури надпровідного переходу T_c плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ від індукції зовнішнього магнітного поля B . Експериментальні дані отримано для B у діапазоні від 0 до 9 Тл, прикладених паралельно осі c ($B \parallel c$). Подана крива ілюструє чітко виражений лінійний характер зниження критичної температури T_c під дією зростаючого магнітного поля в інтервалі 0 – 3 Тл.

Аналіз форми кривих резистивного переходу до надпровідного стану (Рис. 3.2) виявляє повну відсутність будь-яких сходинко подібних особливостей при всіх значеннях магнітного поля B . Цей факт є прямим та беззаперечним свідченням високої якості досліджуваного зразка, його виняткової структурної однорідності та повної відсутності макроскопічних включень сторонніх фаз.

Підсумовуючи результати, викладені у цьому підрозділі, можна стверджувати, що резистивні вимірювання надійно підтверджують високу якість отриманої епітаксійної плівки. Втім, хоча ці вимірювання чітко фіксують

деградацію надпровідного стану — розширення переходу та лінійне падіння T_c , на жаль, ніякої іншої інформації з резистивних вимірювань отримати неможливо. Вони відображають лише макроскопічний відгук системи і не дають повної картини глибоких внутрішніх змін електронної підсистеми або конкретних механізмів руйнування локальних пар під дією сильного магнітного поля. Саме ця обмеженість резистивного методу робить абсолютно необхідним проведення подальшого, більш фундаментального аналізу флуктуаційної провідності (ФЛП) та еволюції псевдоцілінного стану (ПЦ).

3.2. Вплив магнітного поля на флуктуаційну провідність

Як було детально показано в попередньому підрозділі, у нормальному стані при високих температурах $T > T^*$ температурна залежність питомого опору в базовій площині $\rho_{ab}(T) = \rho(T)$ у ВТНП має строго лінійний характер. Відповідно до моделі локальних пар, така лінійна поведінка $\rho(T)$ вище температури T^* є макроскопічним проявом нормального стану ВТНП, для якого характерна лінійність нормального стану та стабільність поверхні Фермі [21, 22, 61, 66]. Проте при зниженні температури нижче характеристичного значення T^* експериментальна крива $\rho(T)$ починає помітно відхилятися від лінійного закону в бік менших значень (Рис. 3.1).

Згідно з новітніми фізичними уявленнями, надзвичайно мале значення довжини когерентності в поєднанні з вираженою квазішаруватою кристалічною структурою ВТНП створює умови для формування широкої та помітної області надпровідних флуктуацій на кривій $\rho(T)$ поблизу критичної температури T_c . У цій області надлишкова провідність $\sigma'(T)$ підпорядковується закономірностям, які описуються класичними флуктуаційними теоріями Асламазова-Ларкіна (АЛ) та Макі-Томпсона (МТ) і тому називається флуктуаційною провідністю. Необхідно наголосити, що локальні зміни у вмісті кисню, наявність домішок та різноманітних структурних дефектів здатні суттєво впливати на величину $\sigma'(T)$. Отже, ці фактори

безпосередньо визначають специфіку реалізації режимів флуктуаційної провідності та псевдощільни при температурах вище T_c [85, 122-124].

Систематичний аналіз флуктуаційної провідності досліджуваної епітаксійної плівки $YBCO$ здійснювався із залученням такого концептуального підходу, як модель локальних пар для $T_c < T < T^*$ [23, 34, 51, 82, 80], як обговорювалось раніше. Ця теоретична парадигма передбачає утворення та існування попередньо сформованих спарених ферміонів (куперівських пар) ще до встановлення глобальної фазової когерентності макроскопічного надпровідного стану. Ключовим і фундаментальним етапом такого аналізу є прецизійне визначення температури середнього поля T_c^{mf} (де $T_c^{mf} > T_c$). Ця температура відіграє роль своєрідного фізичного кордону, адже вона просторово та енергетично відокремлює область надпровідних флуктуацій від вузької області критичних флуктуацій безпосередньо поблизу T_c . У цій критичній області діють серйозні обмеження теорії середнього поля тому роль T_c^{mf} [47] полягає у фіксації межі, де стандартні наближення середнього поля втрачають свою фізичну силу. Точне визначення T_c^{mf} є абсолютно необхідним для розрахунку приведеної температури ϵ за допомогою рівняння (1.3)

З цього цілком очевидно, що правильне знаходження температури T_c^{mf} має вирішальне значення для достовірності всіх наступних розрахунків як параметрів ФЛП, так і псевдощільни.

Для практичного знаходження T_c^{mf} застосовується графічний підхід, який детально представлено на Рис. 3.4. На цьому графіку побудовано температурну залежність величини $\sigma^{-2}(T)$ для плівки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Фізична картина процесів поблизу T_c виглядає наступним чином: при наближенні до критичної температури довжина когерентності вздовж осі c , яка позначається як $\xi_c(T)$, починає стрімко зростати і стає більшою за d (де $d \approx 11.7 \text{ \AA}$ — параметр ґратки елементарної комірки $YBCO$ вздовж осі c). За умови виконання цієї нерівності флуктуаційні куперівські

пари починають інтенсивно взаємодіяти між собою у всьому об'ємі зразка. Це призводить до того, що виконується умова 3D стану ($\xi_c(T) > d$) та теорія 3D-AL [20, 46, 49, 88, 125] стає застосовною для опису системи. Таким чином, поблизу T_c флуктуаційна провідність описується рівнянням тривимірної теорії Асламазова-Ларкіна (3D-AL) з критичним індексом $\lambda = -1/2$, який є універсальним для будь-якої 3D системи. Це рівняння (1.2), де C_{3D} — це масштабуючий фактор, що залежить від геометричних та структурних параметрів зразка. Виходячи з теоретичної пропорційності $\sigma'(T) \sim \varepsilon^{-1/2}$, математично випливає, що $\sigma'^{-2}(T) \sim \varepsilon \sim T - T_c^{mf}$. Отже, у точці, де $T = T_c^{mf}$, величина $\sigma'^{-2}(T)$ повинна дорівнювати нулю. Як показано на Рис. 3.4, лінійна екстраполяція експериментальних даних до осі температур (до нульового значення по осі ординат) дозволяє з високою точністю визначити шукану температуру T_c^{mf} .

Крім того, на цьому рисунку стрілками відмічені інші критичні температури: T_c , температура Гінзбурга T_G (яка слугує нижньою межею застосовності класичних флуктуаційних теорій), та температура 3D-2D кросовера T_0 , що обмежує зверху область існування 3D флуктуацій. Звертаючись до лівої панелі Рис. 3.4 (при відсутності поля, $B = 0$), можна помітити, що вище температури $T_0 = 90.9$ К експериментальні точки починають відхилятися від лінійної залежності, яка відповідає 3D-АЛ флуктуаціям, вправо. Це відхилення є чітким індикатором появи додаткового двовимірного (2D) внеску Макі-Томпсона (2D-MT) у загальну флуктуаційну провідність. Водночас, у магнітному полі, дані відхиляються вліво (права панель на Рис. 3.4), що вказує на пригнічення 2D-MT флуктуацій магнітним полем.

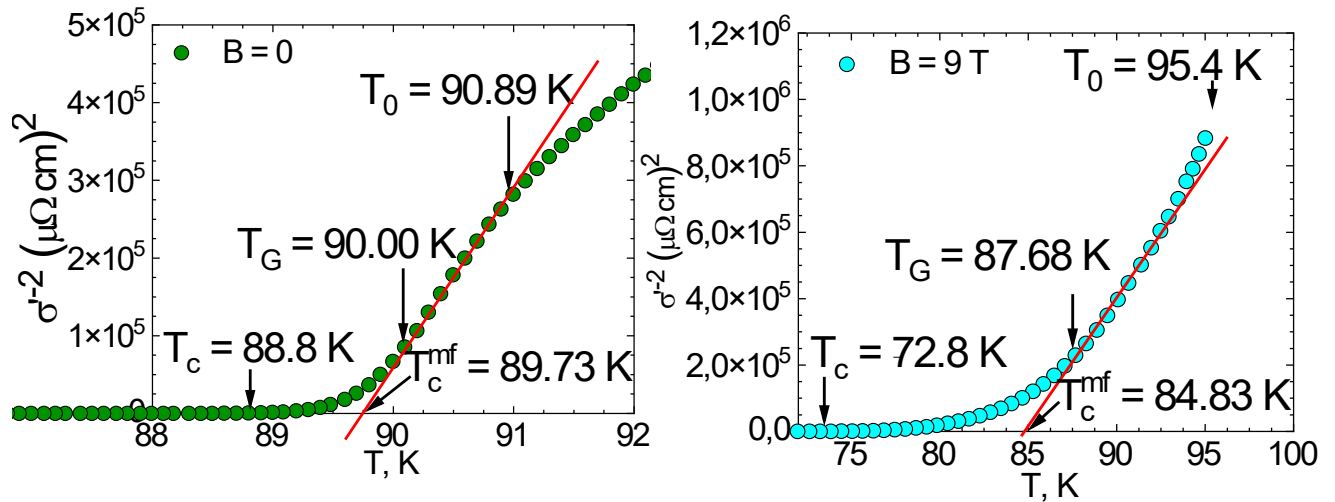


Рис. 3.4. Залежності $\sigma'^{-2}(T)$ для плівки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, побудовані в області надпровідного переходу для визначення T_c^{mf} . Ліва панель (зелені точки) – експеримент за відсутності магнітного поля ($B = 0$), права панель (бірюзові точки) відповідає максимальному полю $B = 9$ Тл. Перетин суцільної червоної лінії з віссю температур визначає T_c^{mf} з високою точністю. Стрілками на графіках відмічені характеристичні температури: T_c , критична температура середнього поля T_c^{mf} , температура Гінзбурга T_G , а також температура 3D-2D кросовера T_0 .

Для більш глибокого і деталізованого розуміння виявленої складної поведінки та для оцінки впливу магнітних дефектів, виникає потреба в побудові графіків залежності $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$ для різних значень індукції магнітного поля. Ці залежності наведені на Рис. 3.5, де ліва панель ілюструє випадок нульового поля, а права — вплив магнітного поля $B = 0.5$ Тл. Як і слід було очікувати з теоретичних міркувань, безпосередньо поблизу T_c , у вузькому температурному інтервалі від T_G до T_0 , розраховані значення флуктуаційної провідності завжди ідеально лягають на пряму червону лінію. Ця лінія графічно репрезентує флуктуаційний внесок 3D-AL (згідно з Рівнянням 1.2) і має теоретично передбачений нахил $\lambda = -1/2$. Це беззаперечно доводить, що при $T = T_c$ та $\xi_c(T) > d$ в купратному надпровіднику

реалізується класичний тривимірний флуктуаційний режим. А також свідчить про те, що T_c^{mf} обрано правильно.

Ситуація докорінно змінюється при температурах, вищих за точку кросовера T_0 . У цьому режимі довжина когерентності вздовж осі c зменшується настільки, що стає меншою за розмір елементарної комірки: $\xi_c(T) < d$. Як наслідок, тривимірний зв'язок руйнується, і система перестає бути 3D об'єктом. Проте, важливо відзначити, що довжина когерентності все ще залишається більшою за відстань між сусідніми провідними площинами CuO_2 , тобто виконується нерівність $\xi_c(T) > d_{01}$. У таких умовах відбувається перехід до 2D режиму, Джозефсонівська взаємодія площин CuO_2 та теорія 2D-МТ [52, 86, 88] починають адекватно описувати стан системи. Ця взаємодія підтримується аж до більш високої температури T_{01} . Таким чином, у температурному "вікні" між T_0 та T_{01} система перебуває у двовимірному (2D) флуктуаційному стані, флуктуаційна провідність якого описується рівнянням (1.4) теорії 2D-МТ модифікованим для ВТНП Хікамі-Ларкіним.

Для досліджуваних плівок YBCO реалізується випадок "чистої межі" [67, 85, 89], при якому $l > \xi_{ab}$. Як наочно демонструє Рис. 3.5, в температурному діапазоні вище T_0 експериментальні точки чудово лягають на теоретичну криву 2D-МТ аж до температури T_{01} . Подальше підвищення температури (вище T_{01}) призводить до того, що експериментальні дані відхиляються різко вниз від 2D-МТ кривої. Цей факт сигналізує про повний вихід системи з області надпровідних флуктуацій.

Отже, за температур вище T_{01} експериментальні точки починають відхилятися вниз від теоретичної кривої 2D-МТ. Це відхилення є фундаментальним свідченням того, що класичні флуктуаційні теорії перестають адекватно описувати стан електронної підсистеми. Таким чином, температура T_{01} обмежує область надпровідних (НП) флуктуацій $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G$ зверху. З іншого боку, температура Гінзбурга T_G обмежує цю область знизу. Як наслідок, при температурах нижче T_G (що позначається як $\ln \varepsilon_G$ на графіках) експериментальні дані також демонструють

різке відхилення від теорії вниз. Таке відхилення фізично означає перехід системи в область критичних флуктуацій параметра надпровідного порядку Δ безпосередньо поблизу T_c , де виконується умова $\Delta < kT$.

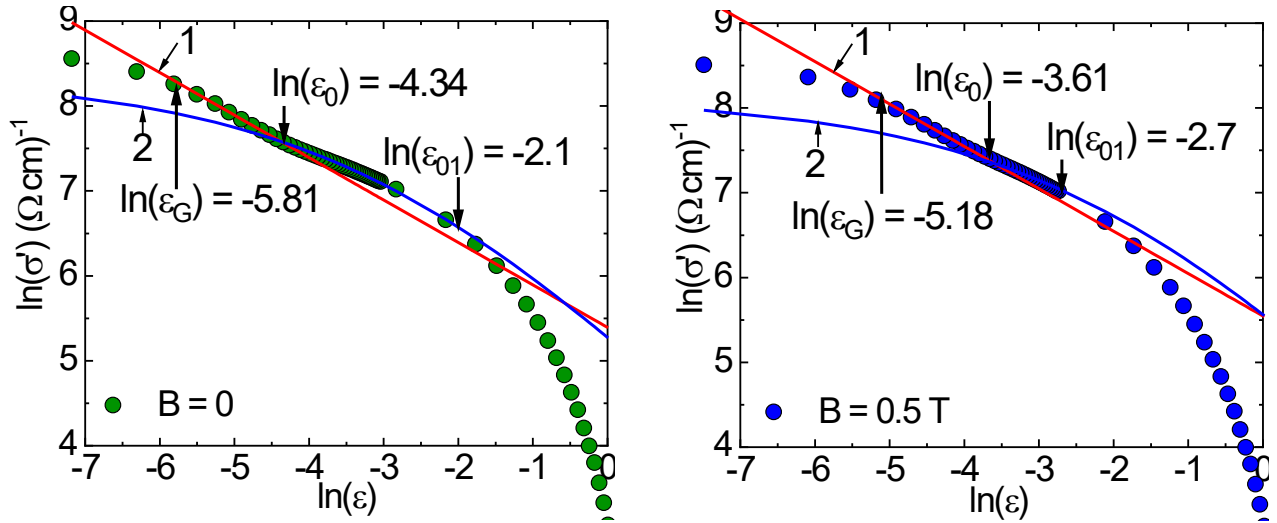


Рис. 3.5. Залежності $\ln \sigma'$ від $\ln \epsilon$ для плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Ліва панель – $B = 0$, (зелені точки), права панель (сині точки) результати у слабкому магнітному полі з $B = 0.5 \text{ Тл}$. Червона суцільна лінія 1 з нахилом $-1/2$ – тривимірна теорія Асламазова-Ларкіна (3D-AL) (Рів. 1.2), синя крива 2 – двовимірна теорія Макі-Томпсона (2D-MT) (Рів. 1.4). Стрілками позначено характерні температури: T_0 ($\ln \epsilon_0$) — температура 3D-2D кросовера; T_{01} ($\ln \epsilon_{01}$), яка обмежує зверху область існування надпровідних флуктуацій; та температура Гінзбурга T_G ($\ln \epsilon_G$), що слугує нижньою межею застосовності класичних флуктуаційних теорій.

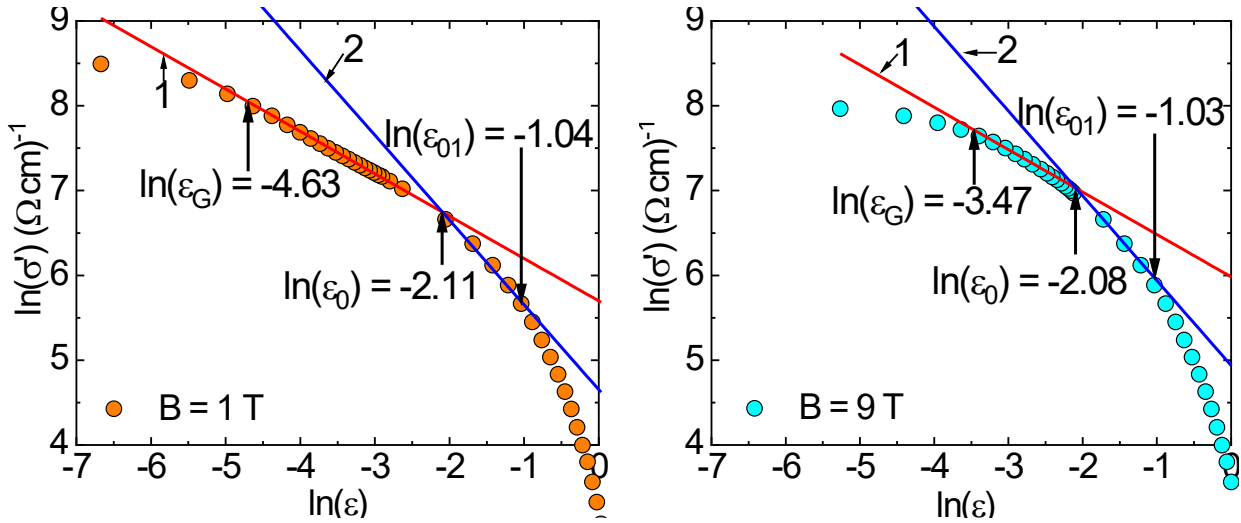


Рис. 3.6. Залежності $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$ для плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ у режимі сильних магнітних полів. Ліва панель – $B = 1$ Тл (світло-помаранчеві точки), права — для максимального поля $B = 9$ Тл (бірюзові точки). Графіки наочно ілюструють суттєву зміну механізмів ФЛП під дією інтенсивного поля: в обох випадках флуктуаційний внесок 2D-MT при $B > 1$ Тл повністю пригнічується. Внаслідок цього, вище точки 3D-2D кросовера T_0 ($\ln \varepsilon_0$) експериментальні дані з високою точністю описуються рівнянням (1.5) двовимірної теорії Асламазова-Ларкіна (2D-AL), що визначає пряма лінія 2 з нахилом -1 .

У точці кросовера T_0 задовольняється ключова умова $\xi_c(T_0) = d = 11.7 \text{ \AA}$, що відкриває можливість для прямого розрахунку довжини когерентності вздовж осі c при нульовій температурі, або при T^* , $\xi_c(0)$. Використовуючи експериментальне значення $\ln \varepsilon_0 = -4.34$ і рівняння (1.9) для плівки за відсутності магнітного поля ($B = 0$), отримуємо величину $\xi_c(0) = 1.33 \text{ \AA}$. Це значення довжини когерентності є абсолютно типовим для добре структурованих ВТНП купратів з вмістом кисню, близьким до оптимального допування (ОД). Більше того, розраховані значення $\xi_c(0)$ та ефективної відстані між провідними площинами $d_{01} = 3.82 \text{ \AA}$ при $B = 0$ ідеально

збігаються з результатами, отриманими в наших попередніх дослідженнях для цього ж самого зразка.

Особливий інтерес становить еволюція флуктуаційної провідності під впливом сильного магнітного поля. На Рис. 3.6 представлено залежності $\ln\sigma'$ від $\ln\epsilon$ для магнітних полів 1 Тл (ліва панель) та 9 Тл (права панель). Як видно з попереднього аналізу, зі збільшенням поля флуктуаційний внесок 2D-МТ спочатку поступово пригнічується (вже при $B = 0.5$ Тл). Однак головна аномалія спостерігається при $B \geq 1$ Тл: двовимірний внесок Макі-Томпсона пригнічується повністю, а експериментальні дані вище температури кросоверу T_0 несподівано і з високою точністю починають описуватися флуктуаційним внеском теорії 2D-AL: рівняння (1.5). Важливо підкреслити, що це рівняння коректно описує дані виключно в режимі сильних полів ($B \geq 1$ Тл).

Таблиця 3.1. *Результати аналізу параметрів флуктуаційної провідності епітаксійної плівки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ за різних значень індукції зовнішнього магнітного поля.*

B , Тл	T_c , К	T_c^{mf} , К	T_0 , К	T_{01} , К	T_G , К	ΔT_{fl} , К	$\xi_c(0)$, Å	d_{01} , Å
0	88.8	89.73	90.9	100.7	90.09	10.6	1.33	3.82
0.5	87.7	89.23	91.6	95.2	89.73	5.5	1.92	7.42
1	86.7	88.62	99.4	119.9	89.48	30.4	4.07	6.85
2	84.8	87.99	98.9	120.0	89.31	30.7	4.11	6.82
3	83	87.55	98.5	120.1	88.89	31.2	4.14	6.78
4	81.2	87.01	97.9	120.0	88.72	31.3	4.14	6.72
5	79.5	86.61	97.4	120.1	88.38	31.7	4.14	6.65
6	77.7	86.09	96.8	120.1	88.23	31.9	4.14	6.58
7	75.9	85.60	96.3	114.9	88.06	26.8	4.14	7.06
8	74.3	85.25	95.9	115.1	87.78	27.3	4.14	6.99
9	72.8	84.83	95.4	115.1	87.68	27.4	4.14	6.92

Як детально відображено в Таблиці 3.1, такий перехід до 2D-AL режиму супроводжується різким зростанням температури кросовера T_0 , що означає суттєве розширення області 3D флуктуацій, і, як наслідок, призводить до значного збільшення розрахованої довжини когерентності $\xi_c(0)$. Залежність $\xi_c(0)$ від прикладеного магнітного поля B наочно продемонстрована на Рис. 3.7. З графіка чітко видно різкий стрибок параметра: довжина когерентності $\xi_c(0)$ стрімко зростає майже в 3 рази (з 1.33 Å при $B = 0$ до 4.14 Å при $B > 1$ Тл), після чого залишається майже незмінною і не залежить від подальшого збільшення поля чи падіння T_c .

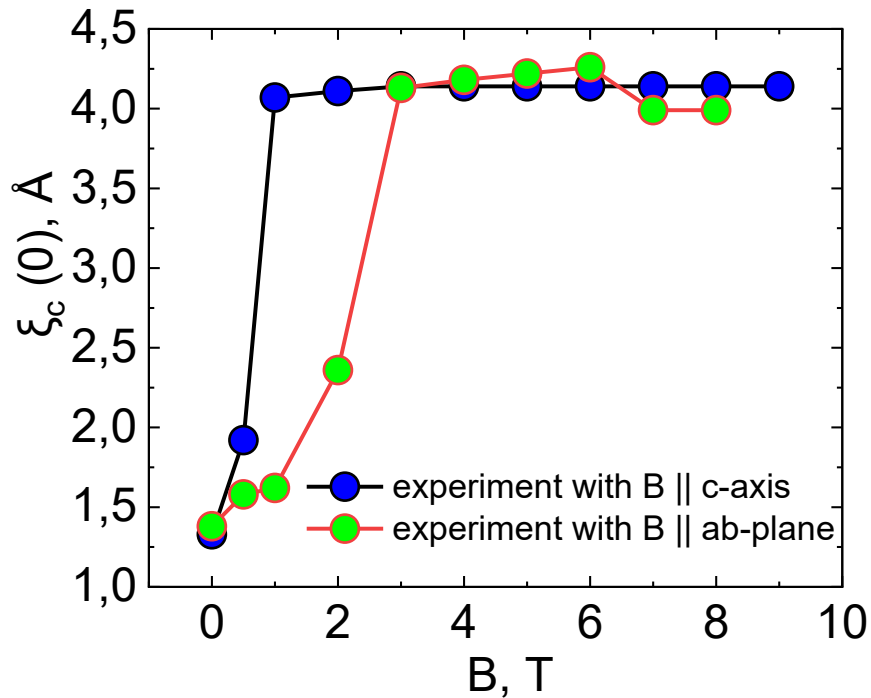


Рис. 3.7. Залежність довжини когерентності вздовж осі c , $\xi_c(0)$, від індукції зовнішнього магнітного поля $B \parallel c$ для плівки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (сині точки). Для порівняння на графіку наведено експериментальні дані для поля паралельного базисним площинам ($B \parallel ab$, зелені точки). Розрахунки параметра $\xi_c(0)$ виконано на основі рівняння (1.9). Рисунок переконливо демонструє глибоку анізотропію польового відгуку: для конфігурації $B \parallel c$ спостерігається різке, стрибкоподібне зростання розміру куперівських пар вже у слабких полях (~ 1 Тл) із подальшим виходом на стабільне плато.

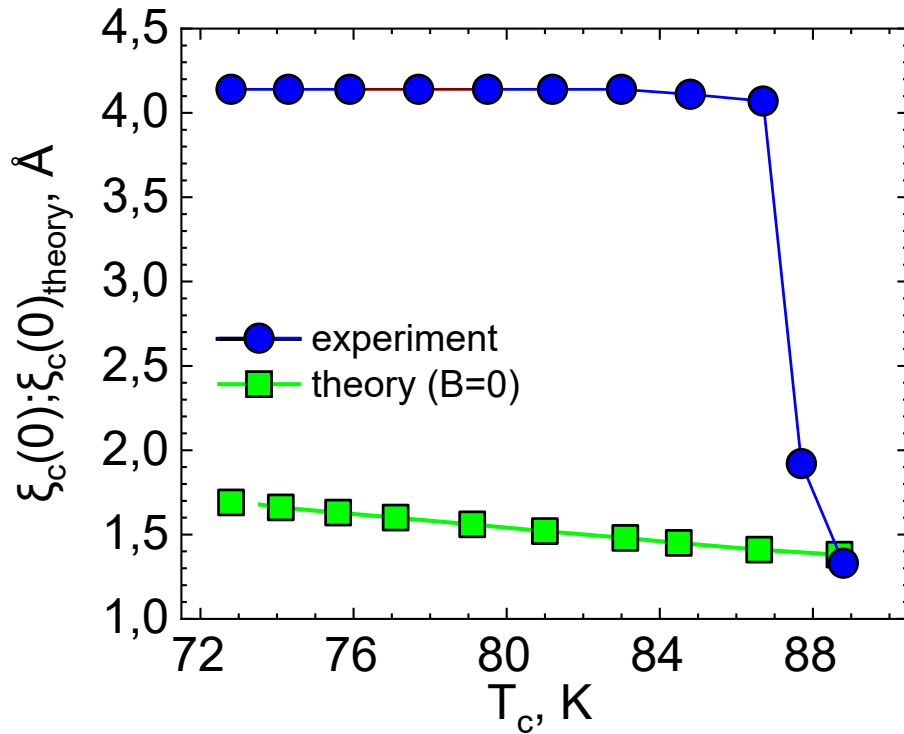


Рис. 3.8. Еволюція довжини когерентності $\xi_c(0)$ (зелені квадрати) плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, розрахованої за класичним рівнянням (3.1) теорії надпровідності, залежно від T_c , яка монотонно знижується під дією магнітного поля ($B \parallel c$). Сині точки – експериментальні значення $\xi_c(0)$. Графік фіксує колосальну розбіжність між експериментом та класичною БКШ-теорією, що беззаперечно підтверджує нетривіальну фізичну природу взаємодії магнітного поля з куперівськими парами та виникнення магнітоіндукованих аномалій.

Одночасно з цим спостерігається суттєве зростання температур T_{01} та T_0 , що веде до розширення загальної області НП флуктуацій ΔT_f та збільшення параметра d_{01} (Таблиця 3.1). Зокрема, ширина області флуктуацій ΔT_f різко зростає в ~ 3 рази при 1 Тл, потім несподівано дещо спадає (приблизно в 1.2 рази при 7 Тл) і надалі залишається майже сталою. Варто також відзначити, що несподіване різке (приблизно в 2 рази) зменшення ΔT_f при $B = 0.5$ Тл, ймовірно, асоціюється з початком фундаментальної зміни механізмів взаємодії магнітного поля з електронною підсистемою ВТНП.

Щоб оцінити класичну поведінку системи, необхідно звернутися до рівняння класичної теорії надпровідності, згідно з яким довжина когерентності обернено пропорційна до енергетичної щільності та критичної температури:

$$\xi_0 \sim \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta(0)} \sim \frac{1}{T_c} \quad (3.1)$$

Враховуючи, що T_c монотонно зменшується під дією поля, теоретично $\xi_c(0)$ мала б плавно зростати. На Рис. 3.8 показано порівняння експериментально отриманої залежності $\xi_c(0)$ від T_c (сині точки) з теоретичними значеннями, розрахованими за класичною формулою (3.1) (зелені квадрати). Спостерігається колосальна і помітна розбіжність експерименту з класичною теорією, що підтверджує нетривіальність виявленого ефекту магнітного поля.

Фізичне обґрунтування цієї комплексної аномалії полягає в наступному: різке збільшення розміру куперівських пар $\xi_c(0)$ та несподіваний перехід температурної залежності двовимірних флуктуацій від 2D-MT до 2D-AL режиму при $B > 1$ Тл вказують на формування двовимірної вихрової ґратки в об'ємі плівки. Саме ця ґратка починає домінувати у взаємодії з флуктуаційними куперівськими парами. Крім того, на відміну від конфігурації поля в базовій площині, для орієнтації $B \parallel c$ необхідно обов'язково враховувати не лише спин-орбітальний, але й зееманівський ефекти, що робить руйнівний вплив поля на надпровідний стан набагато інтенсивнішим та складнішим.

Як зазначалося раніше, вплив магнітного поля на флуктуаційні параметри купратних ВТНП має складний та багатогранний характер, що особливо яскраво проявляється при зіставленні реакції системи на різні просторові орієнтації зовнішнього поля. Це показано на Рис. 3.7 де наведено детальну залежність експериментальної довжини когерентності $\xi_c(0)$ від B для різних напрямків магнітного поля B . Цей графік дозволяє провести глибоке критичне порівняння двох експериментальних конфігурацій. У випадку, коли магнітне поле орієнтоване

строго паралельно кристалографічній осі c ($B \parallel c$, сині точки), спостерігається надзвичайно стрімке зростання параметра $\xi_c(0)$, яке досягає свого максимального значення (виходить на плато насичення) вже у відносно слабкому магнітному полі $B \approx 1$ Тл, після чого залишається практично незмінним при подальшому збільшенні поля. Натомість, результати наших попередніх експериментальних досліджень для альтернативної конфігурації, де поле було направлене паралельно базовій площині ($B \parallel ab$, зелені точки), демонструють принципово іншу фізичну динаміку: у цьому випадку довжина когерентності зростає значно повільніше і досягає свого максимального значення лише у суттєво сильніших магнітних полях, а саме при $B > 3$ Тл.

Така різниця та принципова відмінність у поведінці $\xi_c(0)$ в області відносно слабких полів знаходить своє обґрунтування у квантово-механічній специфіці взаємодії магнітного поля з електронною підсистемою ВТНП. Більш інтенсивний, різкий та сильний вплив поля при орієнтації $B \parallel c$ порівняно з конфігурацією $B \parallel ab$ зумовлений тим, що у першому випадку для адекватного опису системи необхідно обов'язково враховувати не лише стандартний орбітальний (спін-орбітальний) вплив на траєкторії електронів, але й яскраво виражений зееманівський ефект. Саме суперпозиція цих двох ефектів забезпечує значно більш ефективну руйнівну взаємодію зовнішнього магнітного поля з підсистемою носіїв заряду, що генерує спостережувані аномалії флуктуаційної провідності вже починаючи з 1 Тл.

Аналіз Рис. 3.8 виявляє колосальну та різку розбіжність між отриманими експериментальними даними (зображеними синіми точками) та теоретичними передбаченнями класичної залежності $\xi \sim 1/T_c$ (показаними зеленими квадратами). Як зафіксовано у Таблиці 3.1, під дією зовнішнього магнітного поля від 0 до 9 Тл критична температура T_c монотонно та лінійно падає на 16 К (що математично відповідає зменшенню приблизно в 1.22 рази). Згідно з рівнянням (3.1), таке поступове зменшення T_c мало б супроводжуватися відповідним, відносно плавним та лінійним зростанням довжини когерентності. Проте в реальному експерименті

спостерігається абсолютно інша картина: замість плавного зростання, величина $\xi_c(0)$ стрибкоподібно зростає майже в 3 рази вже при досягненні поля $B \approx 1$ Тл, після чого повністю втрачає будь-яку залежність як від величини зовнішнього магнітного поля, так і від подальшого неухильного падіння T_c .

Така аномальна поведінка, що категорично суперечить класичній теорії $\xi \sim 1/T_c$, є прямим та беззаперечним свідченням того, що механізми впливу магнітного поля на флуктуаційні куперівські пари (ФКП) є якісно іншими, ніж ті, що передбачаються стандартними теоретичними моделями. На перший погляд, логічно припустити, що початкове зростання розміру флуктуаційних пар може бути наслідком того, що магнітне поле інтенсивно розриває пари, тим самим знижуючи загальну T_c , збільшуючи макроскопічний магнітоопір (Рис. 3.2) та одночасно розширюючи температурний інтервал існування самих надпровідних флуктуацій ΔT_f .

Однак ця дещо спрощена картина не здатна пояснити ще одну суттєву структурно-фізичну аномалію, безпосередньо пов'язану з параметром d_{01} — ефективною відстанню між провідними площинами CuO_2 , в межах якої все ще зберігається двовимірне флуктуаційне взаємодія (Джозефсонівський зв'язок). Значення цього критичного параметра розраховується за допомогою наступної формули:

$$d_{01} = d \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{01}}} \quad (3.2)$$

Цей аналітичний вираз базується на базовому фізичному припущенні, що безпосередньо при температурі $T = T_{01}$ коли експериментальні дані остаточно та безповоротно відхиляються від класичної теорії 2D-МТ вниз, виконується строга просторова рівність $\xi_c(0) = d_{01} (\varepsilon_{01})^{1/2}$. Як переконливо свідчать розраховані дані з Таблиці 3.1, застосування формули (3.2) призводить до висновку, що в магнітному

полі значення d_{0l} несподівано зростає приблизно в 1.8 рази порівняно зі станом без поля.

Це феноменальне і на перший погляд нелогічне зростання параметра d_{0l} є ще більш загадковим проявом польових ефектів, ніж сама еволюція $\xi_c(0)$. Для його наукового пояснення висувається наступна фізична гіпотеза: цілком імовірно, що класичний підхід до розрахунку d_{0l} частково втрачає свою фундаментальну валідність в умовах сильних магнітних полів, і отримана ефективна відстань набуває абсолютно нового фізичного змісту. Зокрема, несподіване зростання d_{0l} можна логічно та фізично обґрунтовано пояснити тим, що ця величина в сильному магнітному полі починає відображати характерний просторовий період двовимірної вихрової ґратки, яка індукується в епітаксійній плівці під потужною дією зовнішнього магнітного потоку.

Підсумовуючи результати, викладені у цьому підрозділі, слід констатувати, що складний комплекс виявлених експериментальних аномалій — різкий стрибок довжини когерентності $\xi_c(0)$, неочікуваний перехід до режиму 2D-AL та несподіване зростання ефективного параметра d_{0l} — не може бути вичерпно та однозначно пояснений виключно в жорстких рамках аналізу макроскопічної флуктуаційної провідності. Для остаточного з'ясування цих фундаментальних питань, надійного підтвердження висунутої гіпотези про формування вихрової ґратки, а також для глибокого розуміння мікроскопічних механізмів взаємодії магнітного поля з локальними парами, абсолютно необхідним кроком є залучення методів польового аналізу псевдощільності. Детальне дослідження еволюції псевдощільного стану під дією поля складатиме основний предмет розгляду в наступному підрозділі даного дисертаційного дослідження.

3.3. Польовий аналіз псевдощільності: еволюція параметра $\Delta^*(T)$ у моделі локальних пар

Згідно з сучасними уявленнями фізики твердого тіла, добре відомо, що в купратних ВТНП при охолодженні зразка нижче характеристичної температури T^* спостерігається часткове придушення або зменшення DOS на рівні Фермі: [105, 126]. Це унікальне і складне явище отримало в науковій літературі визначення псевдощільності: [23, 66, 67] (ПЩ). Паралельно з цим процесом на макроскопічному рівні фіксується відхилення температурної залежності питомого опору $\rho(T)$ від ідеально лінійного закону в бік менших значень. Як детально обговорювалося в попередніх підрозділах, саме це відхилення призводить до виникнення та зростання надлишкової провідності $\sigma'(T)$ (відповідно до рівняння 1.1). З теоретичного погляду вважається цілком логічним, що функція $\sigma'(T)$ повинна містити в собі фундаментальну інформацію як про абсолютну величину псевдощільності, так і про температурну залежність параметра ПЩ, $\Delta^*(T)$. Проте за відсутності завершеної та строгої мікроскопічної теорії ВТНП проблема коректного вилучення цієї інформації з експериментальних даних довгий час залишалася невирішеною та дискусійною.

Для розв'язання цієї проблеми в рамках даного дисертаційного дослідження використовується концептуальний підхід, який базується на тому, що формування псевдощільності безпосередньо пов'язане з утворенням локальних пар (ЛП) при температурах $T < T^*$. Як вже було зазначено в Розділі 1, ця модель локальних пар, яка враховує сильно зв'язані бозони (СЗБ) та перехід від БЕК до БКШ: [25, 29, 34, 52, 60, 63, 67, 82] передбачає, що в температурному інтервалі поблизу та дещо нижче T^* ($T \leq T^*$) локальні пари поведуться як невзаємодіючі СЗБ, динаміка яких підпорядковується статистиці та теорії Бозе-Ейнштейнівської конденсації (БЕК). При подальшому зниженні температури просторовий розмір цих пар зростає (що пов'язано зі зростанням довжини когерентності), і вони поступово та неперервно трансформуються у флуктуаційні куперівські пари (ФКП) поблизу критичної

температури T_c , поведінка яких вже описується класичною теорією Бардіна-Купера-Шріффера (БКШ).

Важливо зазначити обмеженість 3D-AL та 2D-MT теорій вузьким температурним інтервалом. [21, 25, 43, 48, 49, 67, 86]. Як було показано раніше, ці класичні флуктуаційні моделі здатні адекватно та кількісно точно описувати експериментально виміряну надлишкову провідність $\sigma'(T)$ виключно в дуже вузькій температурній області (яка зазвичай не перевищує 15 К вище T_c). Очевидно, що для отримання повної, неперервної та достовірної інформації про еволюцію псевдощільності у всьому широкому температурному діапазоні від температури її відкриття T^* аж до температури Гінзбурга T_G поблизу надпровідного переходу, виникає гостра потреба у виведенні єдиного, універсального аналітичного рівняння. Таким рівнянням є 1.12.

Для практичного використання рівняння (1.12) необхідно знати низку параметрів зразка, які вже частково були визначені в попередньому підрозділі (див. Таблицю 3.1). До них належать T^* , T_c^{mf} , T_G , зведена температура $\varepsilon = (T - T_c^{\text{mf}})/T_c^{\text{mf}}$ та довжина когерентності $\xi_c(0)$ для кожного значення прикладеного магнітного поля B . Усі ці параметри, а також T_c , T_0 , T_{0l} та ΔT_{fl} , були детально зведені у Таблицю 3.1. Фундаментально важливим є той експериментальний факт, який чітко впливає з аналізу Таблиці 3.1, а саме: зовнішнє магнітне поле докорінно та суттєво змінює абсолютно всі характеристичні температури ВТНП, за єдиним винятком — температури відкриття псевдощільності $T^* = 219$ К. Доведена незалежність T^* від поля (на прикладі YBCO та Bi-2212) та відсутність його впливу на нормальний опір [22, 23, 127, 128] повністю підтверджується незалежними літературними даними, які свідчать, що навіть сильні магнітні поля (наприклад ~ 20 Тл) [48] не чинять жодного помітного впливу ні на величину T^* , ні на характер поведінки питомого опору купратів у нормальному стані. Це ще раз підкреслює високу стабільність електронної структури нормального стану.

Усі інші невідомі параметри, які критично необхідні для розв'язання рівнянь (1.11) та (1.12), а саме ε_{c0}^* , $\Delta^*(T_G)$ та масштабуючий коефіцієнт A_4 , можуть бути строго та однозначно визначені експериментальним шляхом з використанням розробленого алгоритму в рамках моделі ЛП [83] (Рів. 1.11). На Рис. 3.9 наочно продемонстровано побудовані залежності $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$ для двох випадків: за відсутності поля ($B = 0$) та в максимальному полі ($B = 9$ Тл) у всьому широкому температурному інтервалі від T^* до T_G . Червоні суцільні криві на кожній панелі графіку представляють собою теоретичну апроксимацію експериментальних даних за допомогою виведеного рівняння (1.11). Як можна переконатися з наведених графіків, спостерігається ідеальний та безпрецедентно точний збіг теоретичних кривих (суцільні червоні криві) з експериментальними точками у всій досліджуваній області температур.

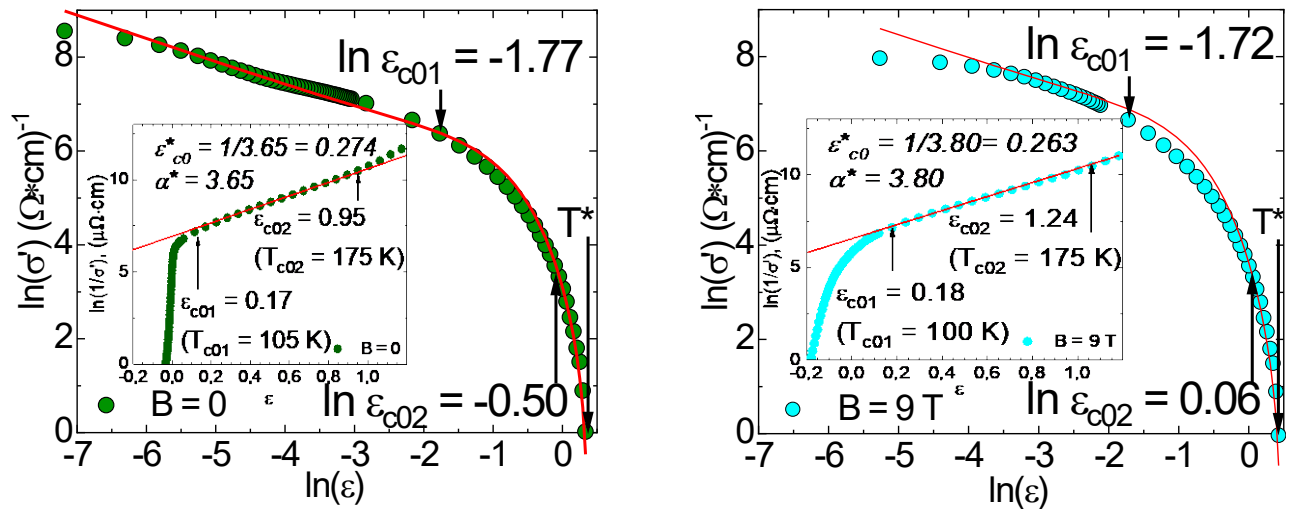


Рис. 3.9. Залежності $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$, побудовані у всьому інтервалі існування псевдоцілини — від температури T^* до температури Гінзбурга T_G . Ліва панель (зелені точки) — магнітне поле $B = 0$, права панель (бірюзові точки) — дані у максимальному полі $B = 9$ Тл. Суцільні червоні криві на обох панелях — апроксимація експериментальних даних рівнянням 1.11. На вставках до графіка деталізовано залежність $\ln(\sigma')^{-1}$ від ε ; прямі червоні лінії апроксимують лінійні ділянки, нахил яких α^* визначає параметр $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha^*$.

Окрему увагу слід звернути на вставки до Рис. 3.9. Теоретично доведено, що в певних температурних межах виконується строга експоненційна залежність $\sigma^{-1} \sim \exp(\varepsilon)$. Ця унікальна закономірність є однією з фундаментальних та універсальних властивостей переважної більшості купратних ВТНП [96]. Цей температурний інтервал на головних панелях графіків чітко обмежений стрілками, які позначають координати $\ln \varepsilon_{c01}$ та $\ln \varepsilon_{c02}$. Як наслідок, всередині цього інтервалу (що детально проілюстровано на вставках до Рис. 3.9) залежність $\ln \sigma^{-1}$ від параметра ε має вигляд ідеально прямої лінії з певним кутовим коефіцієнтом (нахилом) α^* . Саме вимірювання цього нахилу α^* дозволяє з високою прецизійністю та однозначністю визначити шуканий теоретичний параметр ε_{c0}^* за простою формулою $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha^*$. Цей строгий методичний підхід гарантує отримання надійних та фізично обґрунтованих значень ε_{c0}^* для кожного значення прикладеного магнітного поля (ці результати систематизовані у Таблиці 3.2). Зафіксовано вкрай цікавий та несподіваний факт: починаючи вже з поля $B \leq 0.5$ Тл, значення параметра стабілізується на рівні $\varepsilon_{c0}^* = 0.263$ і в подальшому залишається абсолютно незмінним та незалежним від величини магнітного поля, що суттєво визначає специфічну форму теоретичних кривих $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$ в області високих температур.

Для більш глибокого розуміння фізичних процесів, пов'язаних з еволюцією псевдощільни, надзвичайно інформативним є представлення отриманих температурних залежностей в іншому координатному просторі. На Рис. 3.10 наведено ті ж самі залежності для випадків відсутності магнітного поля ($B = 0$) та максимального поля ($B = 9$ Тл), проте побудовані в координатах $\ln \sigma'$ від оберненої температури $1/T$. Як було фундаментально встановлено та доведено у попередніх роботах [25, 67, 85, 86, 89], саме в такому координатному представленні параметр псевдощільни $\Delta^*(T_G)$ здійснює найбільш значний та визначальний вплив на форму теоретичних кривих (які описуються Рівнянням 1.11) в області температур $T > T_{01}$, тобто помітно вище температурного інтервалу, де домінують класичні надпровідні (НП) флуктуації.

Більше того, принципово важливим для подальшого аналізу є той факт, що було строго доведено рівність параметра псевдощільності при температурі Гінзбурга та параметра надпровідного порядку при абсолютному нулі температур: $\Delta^*(T_G) = \Delta(0)$ [129, 130]. Ми окремо наголошуємо, що саме розраховане значення $\Delta^*(T_G)$ визначає справжню, істинну величину псевдощільності в матеріалі. Відповідно, використання $\Delta^*(T_G)$ для оцінки відомого співвідношення БКШ у конкретних зразках ВТНП є найбільш коректним підходом [67, 85, 89, 125]. Це безрозмірне відношення D^* , яке характеризує силу надпровідної взаємодії (спарювання) в системі, аналітично визначається наступною формулою:

$$D^* = \frac{2\Delta(0)}{k_B T_c} = \frac{2\Delta^*(T_G)}{k_B T_c} \quad (3.3)$$

Процедура знаходження оптимальних параметрів полягає у досягненні найкращої апроксимації експериментальних даних $\ln\sigma'$ від $1/T$ за допомогою виведеного Рівняння (1.11). Як демонструє Рис. 3.10, для випадку відсутності зовнішнього магнітного поля ($B = 0$) найкращий збіг теоретичної кривої з експериментом досягається при значенні $D^* = 5.0$ (що також відображено у Таблиці 3.2). Це значення ідеально відповідає так званій межі сильного зв'язку, характерній для епітаксійних плівок та монокристалів *YBCO* високої структурної якості [131-133].

Після точного визначення критичних параметрів ε_{c0}^* та $\Delta^*(T_G)$, масштабний коефіцієнт A_4 у Рівнянні (1.11) розраховувався шляхом оптимізації та апроксимації експериментальних даних $\ln\sigma'$ від $\ln\varepsilon$ для кожного конкретного значення магнітного поля (ці теоретичні апроксимації показані суцільними червоними кривими на Рис. 3.9 та Рис. 3.10). Для забезпечення фізичної коректності вибору коефіцієнта A_4 , теоретична крива жорстко «зшивається» з експериментальними даними в області 3D флуктуацій безпосередньо поблизу T_c , де залежність $\ln\sigma'$ від $\ln\varepsilon$ має строго лінійний характер із кутовим коефіцієнтом (нахилом) $\lambda = -1/2$. Важливо підкреслити, що отримане Рівняння (1.11), враховуючи повний набір знайдених

параметрів, демонструє чудову здатність описувати поведінку надлишкової провідності $\sigma'(T)$ у всьому широкому температурному інтервалі від T^* до T_G як при $B = 0$, так і для всіх значень прикладеного магнітного поля. Це беззаперечно підтверджує універсальність та адекватність застосованого теоретичного підходу.

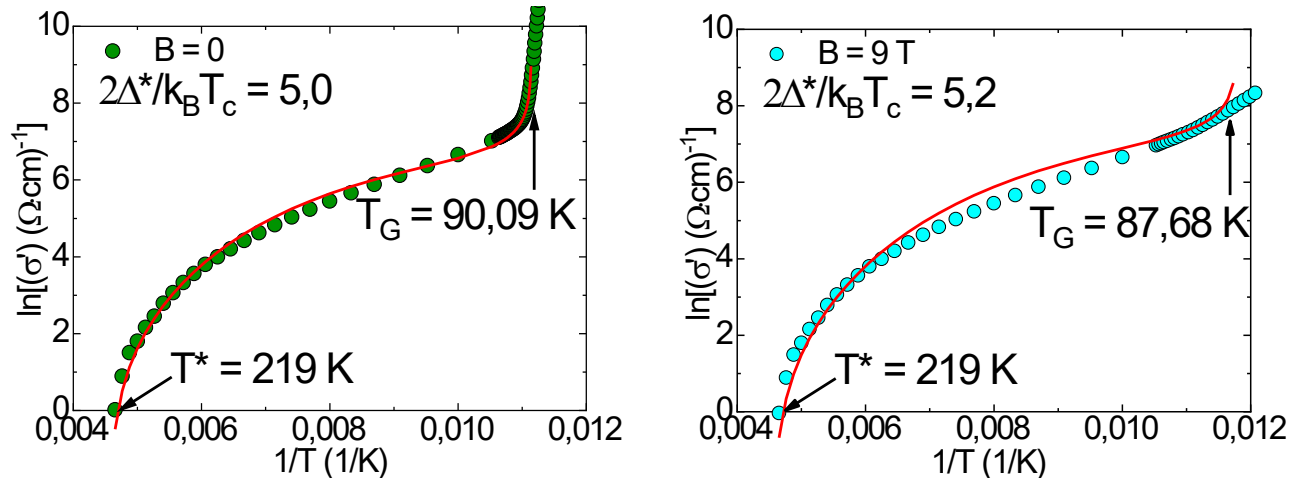


Рис. 3.10. Залежності $\ln\sigma'$ від $1/T$ для плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, в діапазоні температур від T^* до T_G . Ліва панель (зелені точки) — $B = 0$, права панель (бірюзові точки) — $B = 9$ Тл. Суцільні червоні криві відображають апроксимацію експериментальних даних за Рів. 1.11. Саме в такому координатному представленні стає можливим прецизійне визначення істинної величини псевдоцілини: найкращий збіг теорії з експериментом досягається при значенні співвідношення БКШ $D^* = (2\Delta^*(T_G)/k_B T_c = 5.0$ для $B = 0$, та $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c = 5.2$ у максимальному магнітному полі $B = 9$ Тл.

Втім, попри загальний високий ступінь узгодженості теорії з експериментом, необхідно відмітити одну важливу аномалію. У діапазоні магнітних полів $B > 1$ Тл спостерігаються систематичні, невеликі, але цілком помітні відхилення експериментальних значень $\sigma'(T)$ від теоретичної кривої (Рівняння 1.11) у температурному інтервалі $T_{01} > T > T_0$. Ці відхилення чітко візуалізуються на Рис. 3.9 та Рис. 3.10 для поля $B = 9$ Тл. Фізична природа цих відхилень безпосередньо пов'язана з фундаментальною зміною режиму

двовимірних флуктуацій: відбувається кросовер від механізму 2D-МТ до механізму 2D-АL під дією потужного магнітного поля.

Детальний аналіз Таблиці 3.2 виявляє, що практично всі параметри моделі (за винятком ε_{c0}^*) демонструють виражену залежність від величини прикладеного магнітного поля. Зокрема, еволюція відношення БКШ $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c$ під впливом магнітного поля має немонотонний характер. При $B \leq 0.5$ Тл значення D^* спочатку трохи падає (до рівня 4.9 при полі 1 Тл), потім стабілізується на рівні ~ 5.0 (для інтервалу полів 2–5 Тл), після чого демонструє поступове зростання до значення 5.2 при максимальному полі $B = 9$ Тл.

Таблиця 3.2. Розрахункові характеристики псевдоцілінного стану системи $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в умовах впливу постійного магнітного поля.

B , Тл	T_{pair} , К	ε_{c0}^*	C_{3D}	A_4	D^*	$\Delta^*(T_G)/k_B$, К	$\Delta^*(T_{pair})/k_B$, К
0	140	0.271	0.39	7.8	5.0	223.4	254.4
0.5	135	0.263	0.68	12.3	5.0	220.3	257.3
1	135	0.263	1.6	27.5	4.9	209.1	259.3
2	135	0.263	1.69	28.1	4.95	208.7	255.3
3	133	0.263	1.77	29.2	5	206.0	255.9
4	130	0.263	1.8	29.8	5	205.1	253.7
5	130	0.263	1.89	30.2	5	203.0	252.1
6	130	0.263	1.95	31.7	5.1	202.7	253.9
7	130	0.263	2.03	32.0	5.1	199.0	250.9
8	130	0.263	2.08	32.5	5.2	198.9	249.8
9	130	0.263	2.16	32.0	5.2	194.2	244.0

Проте найбільш вражаючою, ключовою аномалією є поведінка масштабних коефіцієнтів. Згідно з теоретичними уявленнями, введення масштабних факторів (C_{3D} , A_4) через неоднорідність розподілу струму внаслідок наявності дефектів [48] є необхідним кроком, оскільки вплив дефектів неможливо повністю врахувати суто аналітично. Як видно з Таблиці 3.2, за відсутності поля ($B = 0$) масштабний коефіцієнт A_4 має своє найменше значення 7.8, що є типовим індикатором високої структурної досконалості плівок *YBCO*. Однак при прикладанні магнітного поля відбувається колосальний стрибок: A_4 різко та несподівано зростає до значення 27.5 вже при $B = 1$ Тл. При подальшому посиленні магнітного поля він продовжує повільно зростати до 30.2 при $B = 5$ Тл, після чого стабілізується на рівні ≈ 32 (з точністю ± 0.5) у діапазоні інтенсивних полів $B = 6-9$ Тл. Аналогічну тенденцію до суттєвого зростання демонструє і масштабний фактор 3D флуктуацій C_{3D} .

Отримані результати дозволяють зробити суттєвий висновок: таке безпрецедентне та різке зростання масштабних коефіцієнтів переконливо свідчить про те, що магнітне поле кардинально збільшує ступінь ефективної структурної та струмової неоднорідності зразка. Оскільки кристалічна решітка залишається незмінною, ця «магнітоіндукована неоднорідність» виникає через інтенсивну генерацію квантованих вихорів (вихрових ниток Абрикосова). Ці вихори, будучи неоднорідно розподіленими в об'ємі надпровідника, починають діяти як потужні додаткові центри розсіювання для носіїв заряду. Цей експериментальний факт безапеляційно доводить, що магнітне поле не є просто нейтральним зовнішнім фактором для нормального стану купратів; воно має глибокий та суттєвий вплив на внутрішню електронну структуру, ініціюючи складні механізми взаємодії, які безпосередньо керують еволюцією параметрів псевдощільнини та локальних пар.

Для візуалізації та глибокого аналізу еволюції псевдощільнинного стану під дією зовнішнього магнітного поля, розраховані за допомогою Рівняння (1.12) температурні залежності параметра псевдощільнини $\Delta^*(T)$ були побудовані на Рис. 3.11 для характерних значень магнітного поля: $B = 0$, 3 Тл та 9 Тл. За відсутності

магнітного поля (зелені точки на графіку) базова залежність $\Delta^*(T)$ була отримана з використанням наступного фіксованого набору експериментально визначених параметрів: $T_c^{\text{mf}} = 89.73$ K, $T^* = 219$ K, $\xi_c(0) = 1.33$ Å, $\varepsilon_{c0}^* = 0.271$, $A_4 = 7.8$ та $\Delta^*(T_G)/k_B = 223.4$ K. Ця крива для $B = 0$ повністю відповідає типовій поведінці $\Delta^*(T)$ для якісних плівок та недвійникових монокристалів [52, 67, 89, 134].

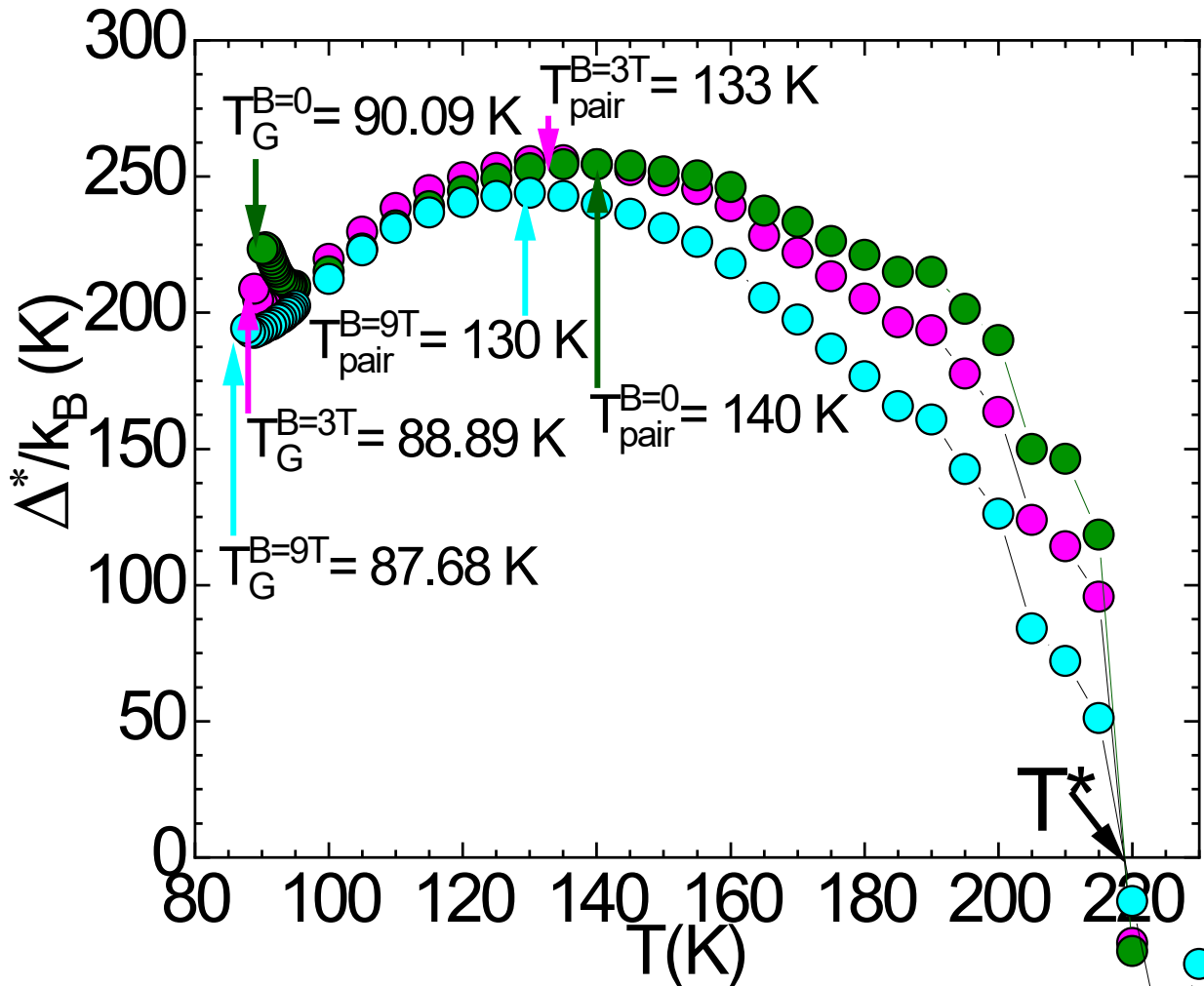


Рис. 3.11. Температурні залежності псевдощілини Δ^*/k_B , розраховані для плівки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ у рамках моделі локальних пар за Рівнянням 1.12 та набору параметрів, знайдених з експерименту. Графік наочно демонструє суттєве пригнічення ПЩ під дією зовнішнього магнітного поля: зелені точки — $B = 0$, пурпурові точки — проміжне поле $B = 3$ Тл, бірюзові точки — максимальне поле $B = 9$ Тл. Отримані залежності демонструють несподіване зменшення $\Delta^*(T)/k_B$ за високих T при посиленні магнітного поля.

Фундаментальною особливістю цієї кривої є наявність яскраво вираженого, широкого максимуму при температурі $T_{pair} = 140$ К. У рамках застосованої фізичної парадигми цей максимум має глибоке тлумачення T_{pair} як точки кросоверу між БЕК та БКШ: [25, 34, 38, 52, 57, 82]. При температурах, вищих за T_{pair} , локальні пари існують переважно у вигляді локалізованих, сильно зв'язаних бозонів (СЗБ), які підпорядковуються статистиці Бозе-Ейнштейнівської конденсації (БЕК). При охолодженні зразка нижче цієї кросоверної температури відбувається поступова трансформація СЗБ у попередньо сформовані куперівські пари нижче T_{pair} : [82, 88], динаміка яких вже описується класичною теорією БКШ. Крім того, на кривій спостерігається характерний мінімум при температурі T_{01} , що відповідає межі переходу системи у стан, де починає домінувати флуктуаційна провідність. Як наочно та переконливо демонструє Рис. 3.11, прикладання зовнішнього магнітного поля суттєво модифікує величину та форму температурної залежності $\Delta^*(T)$. Найбільш вражаючий та масштабний ефект спостерігається в області високих температур ($T > T_{pair}$) для сильних магнітних полів $B > 3$ Тл. Порівняно зі станом без поля ($B = 0$), значення параметра псевдощілини $\Delta^*(T)$ помітно та глобально зменшуються у всьому високотемпературному діапазоні, що особливо яскраво візуалізується для максимального поля $B = 9$ Тл.

Цей експериментальний результат є головним фізичним висновком даного підрозділу і має принципове значення. Як було встановлено з резистивних вимірювань, магнітне поле практично не впливає на опір у нормальному стані, але, як ми бачимо тепер, воно надзвичайно сильно пригнічує величину псевдощілини $\Delta^*(T)$. Цей феномен є беззаперечним доказом того, що розроблений метод аналізу надлишкової провідності володіє винятковою чутливістю. Він доводить, що магнітне поле специфічно та потужно взаємодіє саме з підсистемою локальних пар (сильно зв'язаними бозонами), які відповідають за формування псевдощілини, і не взаємодіє зі звичайними електронами провідності нормального стану, які відповідають за поведінку опору.

Крім того, виявлено вкрай нетривіальну поведінку кривих $\Delta^*(T)$ у температурному діапазоні $T < T_{pair}$. У помірних полях (від 1 до 3 Тл) криві проходять дещо вище за базові дані, отримані при $B = 0$. Зокрема, при $B = 3$ Тл складається враження, що вся температурна залежність зазнає зміщення в бік нижчих температур. Температура кросоверу БЕК-БКШ (T_{pair}) монотонно зменшується з 140 К (при відсутності поля) до 130 К (при максимальному полі 9 Тл). Водночас, максимальне значення параметра псевдощільності $\Delta^*(T_{pair})/k_B$ поводить немонотонно: воно спочатку дещо зростає до 255.9 К (при $B = 3$ Тл), а потім неухильно падає до 244.0 К (при $B = 9$ Тл).

Постає фундаментальне питання: якими мікроскопічними механізмами можна пояснити таке аномальне та масштабне падіння $\Delta^*(T)$? Аналіз робочого Рівняння (1.12) показує, що серед усіх параметрів суттєвої польової залежності зазнає лише довжина когерентності $\xi_c(0)$, яка визначає фізичний розмір локальних пар. Її трикратне зростання вже при 1 Тл тягне за собою збільшення масштабних факторів C_{3D} та A_4 , що математично сприяє зменшенню розрахованої величини $\Delta^*(T)$. Однак цей аргумент стикається з серйозним протиріччям: чому значення $\Delta^*(T)$ продовжує стрімко зменшуватися при подальшому зростанні поля ($B > 1$ Тл), тоді як параметр $\xi_c(0)$ виходить на плато і залишається практично незмінним? Таким чином, нажаль питання зменшення $\Delta^*(T)$ залишається відкритим.

З огляду на те, що псевдощільність за своїм визначенням пов'язана зі зменшенням густини електронних станів (DOS) на рівні Фермі, слід зробити висновок про якісну зміну механізмів взаємодії. Незвична поведінка $\Delta^*(T)$ у високотемпературній області зумовлена специфічною квантовою взаємодією магнітного потоку з локальними парами, які при $T \leq T^*$ існують як сильно зв'язані бозони (SBB). Цей же механізм пояснює і тимчасове зростання $\Delta^*(T)$ при $T < T_{pair}$ у слабких полях, оскільки в цій температурній області бозони вже трансформувалися у сформовані флуктуаційні куперівські пари, характер взаємодії яких з магнітним полем є принципово іншим. Для остаточного та вичерпного розв'язання цієї

проблеми назріла критична необхідність у розробці нової, більш досконалої мікроскопічної теорії, яка б повноцінно враховувала складну динаміку взаємодії магнітного поля з носіями заряду в купратних ВТНП саме в області існування псевдощільного стану.

Як детально проілюстровано на Рис. 3.11 при наближенні системи до критичної температури T_c (значення якої для різних полів наведено у Таблиці 3.1), зовнішнє магнітне поле починає здійснювати надзвичайно інтенсивний та специфічний вплив на псевдощільну. Для більш детального вивчення поведінки ПЩ безпосередньо поблизу надпровідного переходу необхідно звернутися до Рис. 3.12, який демонструє збільшений фрагмент залежностей $\Delta^*(T)$ від B для вузького температурного інтервалу $T_G < T < T_{01}$ (яка становить 100.7 K за відсутності поля, $B = 0$). У цій області, при подальшому наближенні до критичної температури T_c , на кривій $\Delta^*(T)$ фіксується локальний надпровідний (флуктуаційний) максимум, розташований трохи нижче температури 3D-2D кросовера T_0 . Одразу за ним слідує невеликий мінімум, який точно збігається з температурою Гінзбурга T_G . Така складна топологія кривої, зокрема наявність мінімумів при T_{01} та T_G для бездефектних ВТНП [52, 67, 89, 125, 134], є універсальним індикатором високої структурної досконалості досліджуваних купратних матеріалів. Особливо важливо наголосити, що на графіках свідомо не наводяться значення $\Delta^*(T)$ для температур нижче T_G , оскільки в області критичних флуктуацій поблизу самого переходу модель локальних пар повністю втрачає свою фізичну застосовність і не працює. Такий строгий підхід дозволив максимально точно ідентифікувати значення T_G для кожного магнітного поля і, як наслідок, достовірно визначити істинну величину псевдощільності $\Delta^*(T_G)/k_B$.

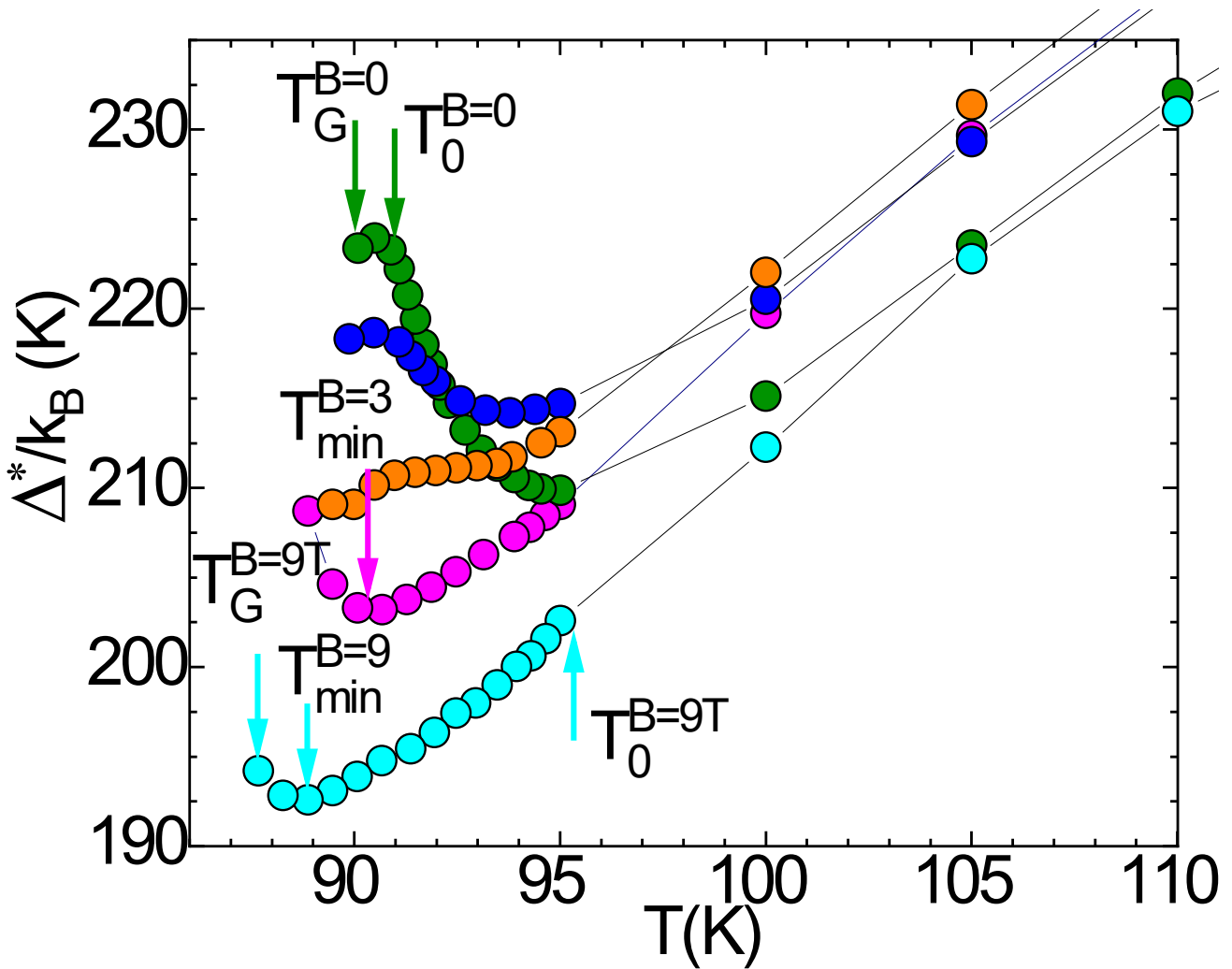


Рис. 3.12. Деталізовані залежності $\Delta^*(T)/k_B$ безпосередньо поблизу надпровідного переходу, тобто в інтервалі від температури Гінзбурга T_G до температури T_0 . Магнітне поле швидко пригнічує НП максимум при температурі 3D-2D кросовера T_0 за рахунок розриву НП пар, який повністю зникає при $B=1$ Тл (помаранчеві точки). При $B > 1$ Тл формується яскраво виражений "магнітно-вихрового" мінімум, який швидко зростає під дією поля: $B = 3$ Тл (пурпурові точки) та $B = 9$ Тл (бірюзові точки). Тонкі суцільні лінії на цьому та попередньому графіках слугують візуальними напрямними.

Проте з Рис. 3.12 добре видно, що при прикладанні та збільшенні магнітного поля НП максимум при T_0 і мінімум при T_G швидко пригнічуються і повністю зникають при досягненні магнітного поля $B \approx 1$ Тл (помаранчеві крапки на Рис.

3.12). Разом з тим, еволюція топології кривої $\Delta^*(T)$ на цьому не завершується. Починаючи з полів $B > 1$ Тл, на температурній залежності з'являється нова, надзвичайно важлива фізична особливість — яскраво виражений "магнітно-вихровий" мінімум, який локалізується при температурі $T_{\min}$, що є строго більшою за температуру Гінзбурга ($T_{\min} > T_G$) (Рис. 3.12). Як свідчать експериментальні дані, абсолютне значення параметра псевдощільності $\Delta^*(T)$, яке відповідає цьому мінімуму, помітно та систематично зменшується зі зростанням індукції магнітного поля. Відповідно, величина $\Delta^*(T_G)$, що репрезентує крайню ліву точку кожної кривої і безпосередньо визначає температуру Гінзбурга T_G , також зазнає суттєвого зменшення та закономірно зміщується в область нижчих температур.

Для більш глибокого розуміння цих процесів необхідно звернутися до Рис. 3.13, на якому представлена розрахована залежність величини псевдощільності при температурі Гінзбурга, $\Delta^*(T_G)$, від прикладеного магнітного поля B . Аналіз цього графіка виявляє надзвичайно цікаву та аномальну поведінку: залежність чітко розпадається на дві принципово різні ділянки, що відповідають двом різним режимам пригнічення псевдощільності. Згідно із загальноприйнятим сценарієм, при температурах $T < T_{01}$ локальні пари трансформуються у флуктуаційні куперівські пари (ФКП), що є необхідною передумовою для подальшого фазового переходу ВТНП у надпровідний стан. Очевидно, що зовнішнє магнітне поле починає ефективно руйнувати ці ФКП. Це призводить до першого режиму пригнічення. В інтервалі слабких полів $0 < B < 1$ Тл на Рис. 3.13 спостерігається надзвичайно швидке падіння величини $\Delta^*(T_G)$ з величезним градієнтом $d\Delta^*(T_G)/dB \approx -14.3$ К/Тл. Таке стрімке зменшення зумовлене інтенсивним руйнуванням флуктуаційних куперівських пар магнітним полем. Теоретичний опис руйнування пар у рамках модифікованої теорії Абрикосова-Горькова (AG) для d-хвильових надпровідників: [134] є найбільш адекватним підходом для пояснення фізики процесу на цьому етапі. Ефективність цього процесу настільки висока, що флуктуаційний максимум повністю знищується вже при 1 Тл.

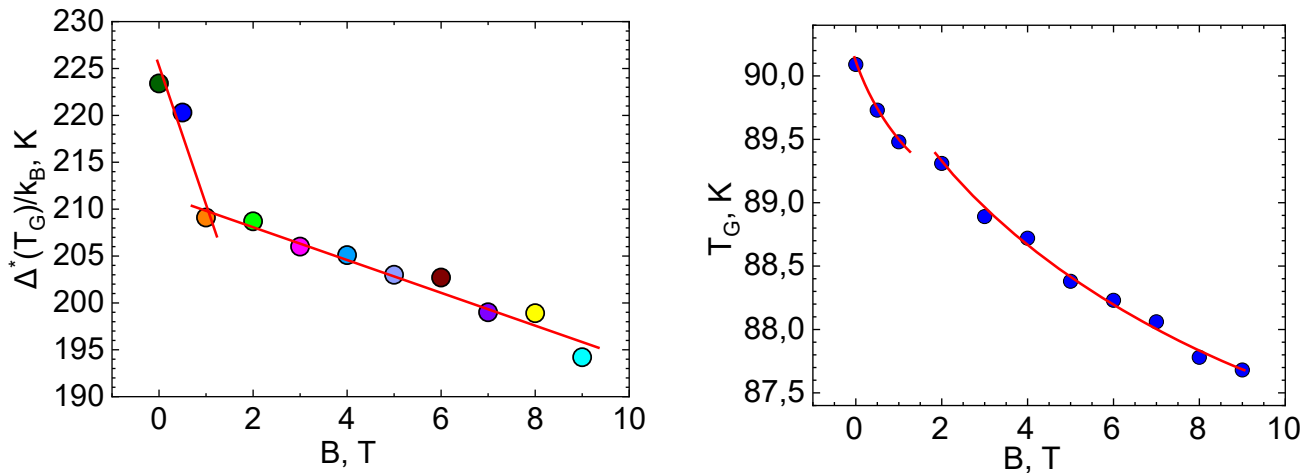


Рис. 3.13 (ліва панель) та Рис. 3.14 (права панель). Польові залежності ключових параметрів електронної підсистеми плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Ліва панель – еволюція істинної величини псевдощілини $\Delta^*(T_G)$ залежно від індукції зовнішнього магнітного поля B . Графік наочно ілюструє наявність двох принципово різних фізичних режимів: стрімкого пригнічення псевдощілини у слабких полях (до 1 Тл) внаслідок розриву флуктуаційних пар та значно повільнішого лінійного зменшення в сильних полях (понад 1 Тл), що асоціюється з взаємодією поля з новоутвореною вихровою ґраткою. На правій панелі наведено відповідну польову залежність температури Гінзбурга T_G , яка маркує нижню межу області НП флуктуацій. Видно, що T_G повільно зміщується в бік нижчих температур при посиленні магнітного поля, але демонструє особливість теж при $B = 1$ Тл. Суцільні прямі та криві лінії на обох рисунках слугують візуальними напрямними для ідентифікації тенденцій.

Після подолання порогу в 1 Тл система переходить у другий режим. Висока ймовірність свідчить про те, що саме в цей момент у плівці ВТНП завершується формування двовимірної вихрової ґратки. Відтепер подальша поведінка параметра $\Delta^*(T)$ визначається не стільки індивідуальним розривом пар, скільки колективною взаємодією магнітного поля з цією новоутвореною вихровою структурою. При $B >$

1 Тл на кривій $\Delta^*(T_G)$ (див. Рис. 3.13) фіксується повільне лінійне падіння, що характеризується набагато меншим градієнтом $d\Delta^*(T_G)/dB \approx -1.86$ К/Тл. Зміна інтенсивності падіння параметра псевдощільності більш ніж у 7 разів є беззаперечним доказом фундаментальної зміни природи взаємодії магнітного поля з електронною підсистемою купрату. Детальну залежність самої температури Гінзбурга T_G від магнітного поля B наочно відображено на Рис. 3.14. Добре видно, що на цій залежності також спостерігається стрибок у бік вищих полів теж при 1 Тл.

Таким Чиним, спостережуване нетривіальне та складне зменшення параметра $\Delta^*(T)$ в області надпровідних флуктуацій поблизу T_c є наслідком суперпозиції двох головних фізичних механізмів. По-перше, це розпарювання локальних пар магнітним полем як головна причина магнітоопору та падіння T_c . : [54, 55]. Добре відомо, що куперівську пару формують два електрони з протилежно спрямованими спінами. У сильному магнітному полі спини вирівнюються вздовж поля та пара руйнується. По-друге, оскільки магнітне поле проникає в СП другого роду у вигляді вихорів Абрикосова, це, найімовірніше, формування двовимірної вихрової ґратки при $B > 1$ Тл: [55], яка кардинально модифікує механізми взаємодії магнітного поля з носіями заряду та здійснює додатковий, специфічний вплив на стан псевдощільності.

3.4 Еволюція параметра Гінзбурга та магнітоіндукована ізотропізація куперівських пар у плівках YBCO

Додаткову та надзвичайно важливу фізичну інформацію про стан електронної підсистеми ВТНП можна отримати, детально проаналізувавши вплив зовнішнього магнітного поля на просторовий розмір області критичних флуктуацій. Ця область кількісно визначається через безрозмірний параметр Гінзбурга (або число Гінзбурга), який розраховується за допомогою наступного співвідношення:

$$Gi = \frac{T_G - T_c^{mf}}{T_c^{mf}} \quad (3.4)$$

де T_G — температура Гінзбурга, що обмежує область середнього поля знизу, а T_c^{mf} — температура середнього поля, яка відокремлює 3D флуктуації від критичних [63, 136, 137].

Як однозначно випливає з результатів нашого попереднього аналізу (див. Таблицю 3.1 та Рис. 3.4), накладення зовнішнього магнітного поля призводить до суттєвого збільшення температурної різниці $T_G - T_c^{mf}$. Як прямий наслідок цього процесу, відбувається закономірне зростання параметра Гінзбурга. Згідно з розрахунками, результати яких детально систематизовані у Таблиці 3.3, значення Gi зростає майже на порядок: від 0.004 за відсутності магнітного поля (при $B = 0$) до 0.034 у максимальному досліджуваному полі (при $B = 9$ Тл).

Еволюція параметра $Gi(B)$ наочно представлена на Рис. 3.15. Подібно до поведінки довжини когерентності $\xi_c(0)$ та параметра псевдощільності $\Delta^*(T_G)$, параметр Гінзбурга демонструє яскраво виражене немонотонне зростання. Залежність чітко та закономірно розділяється на два різні режими з абсолютно відмінними градієнтами. В інтервалі слабких полів $0 < B < 1$ Тл параметр Gi зростає надзвичайно швидко з інтенсивністю $dGi/dB = 5.5 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}^{-1}$. Натомість в інтервалі сильних полів $2 < B < 9$ Тл спостерігається повільне зростання з набагато меншим градієнтом: $dGi/dB = 3.0 \cdot 10^{-3} \text{ Тл}^{-1}$. Важливо підкреслити, що зміна характеру цих залежностей (які позначені суцільними прямими лініями на Рис. 3.15) відбувається саме в тому ж перехідному магнітному інтервалі (1–2 Тл), де магнітне поле повністю пригнічує низькотемпературні надпровідні флуктуації. Цей збіг є додатковим, незалежним і надзвичайно вагомим підтвердженням того, що саме в цьому перехідному інтервалі у ВТНП плівці формується стабільна двовимірна вихрова ґратка.

Таблиця 3.3. Параметри для аналізу параметра Гінзбурга.

$B, \text{Тл}$	T_c, K	T_G, K	T_c^{mf}, K	C_{3D}	$\xi_c(0), \text{\AA}$	Gi
0	88.8	90.1	89,73	0.39	1.33	0.00401
0.5	87.7	89.7	89.23	0.68	1.92	0.0056
1	86.7	89.5	88,62	1.6	4.07	0.0097
2	84.8	89.3	87,99	1.69	4.11	0.015
3	83	88.9	87,55	1.77	4.14	0.0153
4	81.2	88.7	87,01	1.8	4.14	0.0197
5	79.5	88.4	86,61	1.89	4.14	0.0204
6	77.7	88.2	86,09	1.95	4.14	0.0249
7	75.9	88.1	85,60	2.03	4.14	0.0287
8	74.3	87.8	85,25	2.08	4.14	0.0297
9	72.8	87.7	84,83	2.16	4.14	0.0336

Для більш детальної візуалізації структурних змін на вставці до Рис. 3.15 у зменшеному масштабі продемонстровано еволюцію довжини когерентності $\xi_c(0)$. На цьому графіку чітко простежується різкий стрибок параметра від 1.92 Å до 4.07 Å в інтервалі полів від 0.5 до 1 Тл. За цим різким стрибком слідує перехідна область $1 < B < 3$ Тл, і лише після подолання межі у 3 Тл значення $\xi_c(0)$ остаточно виходить на плато, досягаючи стабільної константи 4.14 Å.

Варто особливо наголосити, що виявлена складна польова залежність $Gi(B)$ кардинально відрізняється від поведінки параметра Гінзбурга під дією інших зовнішніх термодинамічних факторів. Для порівняння, під дією гідростатичного

тиску залежність $Gi(P)$ є пальною і параболічною (бо немає вихорів): [136, 137]. У випадку ж магнітного поля саме процеси генерації та впорядкування вихорів зумовлюють спостережувані злами та аномалії.

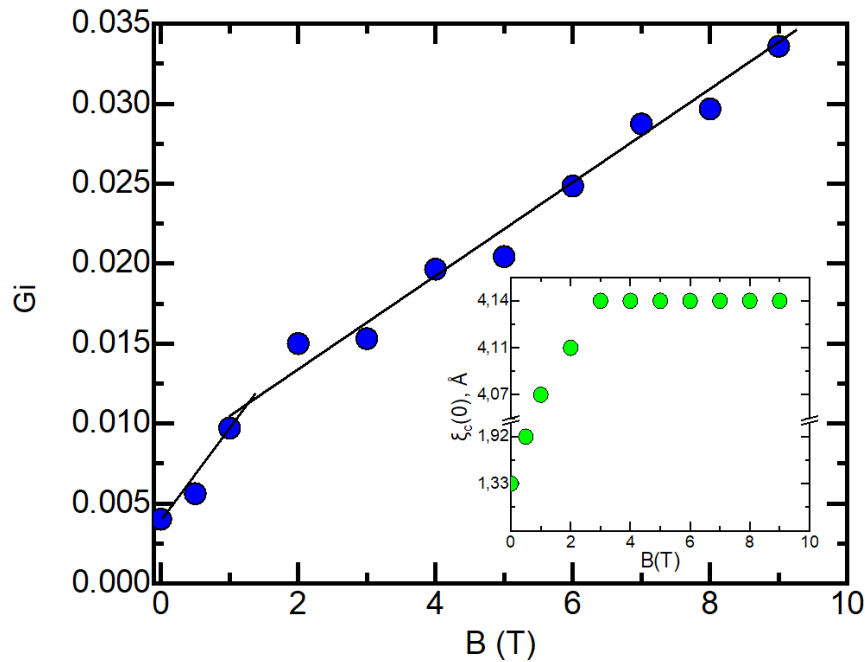


Рис. 3.15. Залежність безрозмірного параметра Гінзбурга Gi , який кількісно визначає температурну ширину області критичних флуктуацій поблизу макроскопічного надпровідного переходу, від індукції зовнішнього магнітного поля B (сині точки). Графік переконливо демонструє немонотонний характер зростання параметра Gi з чіткою зміною градієнта (зломом) у перехідному інтервалі полів 1–2 Тл. Суцільні лінії, що апроксимують дані, проведені як візуальні напрямні для виділення цих двох ділянок. На вставці у зменшеному масштабі деталізовано польову еволюцію довжини когерентності вздовж кристалографічної осі c , $\xi_c(0)$, яка фіксує різкий стрибок просторового розміру локальних пар у слабких полях із подальшим виходом на стабільне плато.

Для математичного та мікроскопічного обґрунтування цих фізичних процесів необхідно звернутися до анізотропної теорії Гінзбурга-Ландау, згідно з якою число Гінзбурга визначається наступним рівнянням:

$$Gi = \alpha \left(\frac{k_B}{\Delta_c \xi_c(0) \xi_{ab}^2(0)} \right)^2 \quad (3.5)$$

де α — безрозмірна константа, порядок якої становить 10^{-3} , Δ_c — величина стрибка питомої теплоємності безпосередньо при температурі надпровідного переходу T_c , а $\xi_{ab}(0)$ — довжина когерентності в базисних провідних площинах ab при температурі абсолютного нуля [115, 135]. У свою чергу, мікроскопічна теорія встановлює прямий фундаментальний зв'язок між стрибком теплоємності та електронною структурою нормального стану:

$$\Delta_c \sim T_c \cdot N(0) \quad (3.6)$$

де $N(0)$ — одночастинкова густина електронних станів (DOS) на рівні Фермі [115, 135].

Виходячи з Рівняння (3.5), виникає закономірне питання: за рахунок якого механізму параметр Gi може так суттєво зростати (Рис. 3.15), якщо відомо, що в чисельнику параметр $\xi_c(0)$ при $B = 9$ Тл одночасно збільшується в 3.1 рази? Відповідь безапеляційно криється в знаменнику Рівняння (3.5) — це має відбуватися через стрімке зменшення довжини когерентності в площині $\xi_{ab}(0)$. Для проведення точних кількісних оцінок розглянемо експериментально отримане відношення $Gi(9T)/Gi(0) \approx 8.4$. Простий алгебраїчний розрахунок доводить, що для забезпечення такого великого значення $Gi(9T)$, математично має суворо виконуватися умова: параметр $\xi_{ab}(0)$ під дією магнітного поля має зменшитися приблизно в 3 рази. Із загальновизнаних літературних даних та результатів структурного аналізу відомо, що для високоякісних плівок YBCO значення $\xi_{ab}(0)$ без магнітного поля становить: $\xi_{ab}(0) \approx 10\xi_c(0) \approx 13.3$ Å. Підставляючи це базове значення, отримуємо розрахункове значення в максимальному полі 9Тл: $\xi_{ab}(0) = 13.3/3 \approx 4.4$ Å. Водночас, у полі 9Тл $\xi_c(0) \approx 4.2$ Å.

Отриманий результат дозволяє зробити фундаментальний висновок, який має ключове значення для розуміння мікроскопічної фізики купратів. У сильному

магнітному полі виконується дивовижна просторова рівність: $\xi_c \approx \xi_{ab}$. Це означає, що флуктуаційні куперівські пари стають практично ізотропними! Цей несподіваний висновок насправді ідеально та глибоко узгоджується з класичними основами надпровідності. Оскільки магнітне поле проникає у надпровідник 2-го роду у вигляді квантованих вихорів Абрикосова (а сам О.О. Абрикосов створював свою феноменологічну теорію саме для класичних ізотропних надпровідників), то магнітоіндукована ізотропізація пар є абсолютно логічним і закономірним наслідком переходу системи у вихровий стан.

Підсумовуючи результати, викладені у цьому розділі, можна з упевненістю стверджувати, що магнітне поле, прикладене вздовж осі c , виступає потужним інструментом глибокої макроскопічної та мікроскопічної модифікації ВТНП. Виявлені феномени — від аномального зростання $\xi_c(0)$ та пригнічення псевдощільності до повної ізотропізації куперівських пар — переконливо доводять, що ці результати є надійною експериментальною основою для створення нових теоретичних моделей, здатних адекватно описати специфіку поведінки псевдощільного стану в купратах під дією сильних магнітних полів.

Висновки до Розділу 3

У третьому розділі дисертаційної роботи проведено комплексний аналіз впливу зовнішнього постійного магнітного поля (з індукцією до 9 Тл), орієнтованого паралельно кристалографічній осі c ($B \parallel c$), на температурні залежності питомого опору, флуктуаційної провідності та параметра псевдощільності у високоякісних плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. За результатами проведених досліджень сформульовано наступні висновки:

1. Вперше детально вивчено вплив магнітного поля до 9 Тл на флуктуаційну провідність та псевдощільність добре структурованих плівок YBCO з $T_c = 88.8$ К. Виявлено велику кількість нетривіальних результатів.

2. Вперше показано, що магнітне поле суттєво впливає на псевдощільину при високих T , але ніяк не впливає на опір у нормальному стані. Таким чином доведено, що магнітне поле по різному взаємодіє з нормальними електронами, відповідальними за опір, та з локальними парами, що відповідають за псевдощільину. Це є прямим підтвердженням існування локальних пар у ВТНП.

3. Виявлено, що ключові параметри надпровідника, такі як довжина когерентності вздовж осі – c , $\xi_c(0)$, величина псевдощільини при температурі Гінзбурга $\Delta^*(TG)$ і число Гінзбурга Gi демонструють лінійні залежності від магнітного поля B . Причому всі залежності змінюють нахил при $B \sim 1$ Тл.

4. Доведено, що лінійні залежності у полі від 0 до 1 Тл обумовлені ефектом руйнування пар магнітним полем. Лінійні залежності при $B > 1$ Тл обумовлені взаємодією двовимірної ґратки магнітних вихорів Абрикосова, сформованої в надпровіднику магнітним полем.

5. На основі аналізу польової залежності числа Гінзбурга $Gi(B)$ показано, що зі зростанням поля не тільки збільшується $\xi_c(0)$, але і відбувається триразове зменшення довжини когерентності в площині ab , $\xi_{ab}(0)$. В результаті при $B = 9$ Тл $\xi_c(0) = \xi_{ab}(0)$. Це дозволяє зробити фундаментальний висновок щодо магнітоіндукованої ізотропізації куперівських пар.

РОЗДІЛ 4. ВПЛИВ ГІДРОСТАТИЧНОГО ТИСКУ НА ПСЕВДОЩІЛИНУ В МОНОКРИСТАЛАХ $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($x=0.23$) [2]

4.1. Еволюція температурних залежностей питомого опору та критичної температури під тиском

У цьому підрозділі представлено детальний аналіз еволюції транспортних властивостей монокристала $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ під впливом гідростатичного тиску до $P=1.1$ ГПа. Монокристали $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з розмірами $7 \times 2 \times 1$ мм були вирощені з використанням технології розчин-розплав, як описано у деталях у Підрозділі 2.1.2. Режими росту кристалів та насичення киснем були такими ж, як і для нелегованих кристалів YBCO. Щоб отримати кристали, в яких Y частково заміщений на Pr, до початкової шихти додавали Pr_5O_{11} у відповідному відсотку. Нагадаємо, що атоми Pr^{+3} мають власний магнітний момент $\mu_{Pr} \approx 3,58\mu_B$, який дорівнює $\mu_{eff} \approx 2\mu_B$ у сполуці PrBCO. Тому дослідження транспортних властивостей монокристалів $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ під дією гідростатичного тиску відкриває фундаментальні аспекти взаємодії носіїв заряду з магнітними дефектами в купратних надпровідниках. На Рис. 4.1 наведено еволюцію температурних залежностей питомого опору $\rho(T)$ у площині ab , які були виміряні при послідовному збільшенні гідростатичного тиску: $P=0$ (стан S1), 0.41 ГПа (S2), 0.64 ГПа (S3), 0.87 ГПа (S4) та 1.1 ГПа (S5). Незважаючи на відносно низьку критичну температуру ($T_c = 66.4$ К при $P=0$), за всіх прикладених тисків залежності $\rho(T)$ мають форму, типову для ВТНП з допущенням близьким до оптимального (ОД) [19, 105, 125]. А саме, спостерігається високотемпературна лінійна ділянка в нормальному стані від температури відкриття псевдощілини T^* до 300 К. Це підтверджує відомий висновок, що при легуванні Pr значення T_c зменшується через вплив магнітних домішок PrBCO, залишаючи вміст кисню незмінним [138-140].

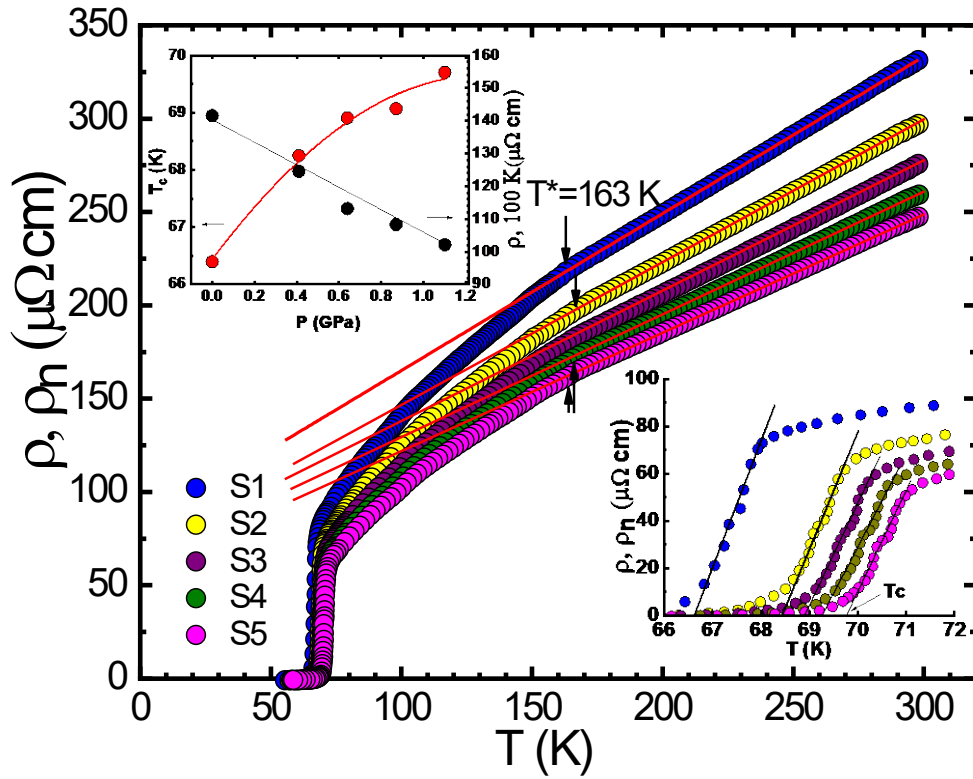


Рис. 4.1. Еволюція температурних залежностей питомого опору, $\rho_{ab}(T)$, для монокристала $\text{Y}_{0.77}\text{Pr}_{0.23}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ під впливом гідростатичного тиску. Сині точки – $P = 0$, (зразок S1), жовті точки – 0.41 ГПа (S2), фіолетові точки – 0.64 ГПа (S3), зелені точки – 0.87 ГПа (S4), та пурпурові точки – максимальний тиск 1.1 ГПа (S5). Стиснення кристалічної ґратки призводить до зменшення опору, що візуалізується як зміщення кривих вниз. Суцільні червоні прямі лінії – екстраполяція лінійного опору нормального стану $\rho_N(T)$. На лівій вставці деталізовано баричні залежності T_c (червоні точки) та $\rho_{ab}(T)$, при 100 K (чорні точки); суцільні лінії наведено для наочності. Права вставка ілюструє резистивні надпровідні переходи у збільшеному масштабі та демонструє методику прецизійного визначення T_c для кожного значення тиску, яка помітно зростає.

Із прикладенням тиску спостерігається зміщення кривих $\rho(T)$ у бік менших значень з одночасним зменшенням нахилу $d\rho/dT$. Відхилення експериментальних даних $\rho(T)$ вниз від прямих суцільних ліній (Рис. 4.1) слугує критерієм для

визначення температури розкриття псевдощільності T^* . За атмосферного тиску ми отримуємо досить мале значення $T^* = 163$ К порівняно з чистими монокристалами YBCO з низькою T_c [19, 60, 141]. Зазвичай для точнішого визначення T^* використовується критерій $[\rho(T) - \rho_0]/\alpha T = 1$, як в деталях описано у Підрозділі 3.1. Легуючі речовини відіграють роль магнітних домішок, чий кулонівські поля створюють додаткові центри розсіяння [139, 140, 142]. Очевидно, що ці дефекти та магнітний момент PrBCO перешкоджають встановленню фазової когерентності та формуванню флуктуаційних куперівських пар, знижуючи T^* [90, 140].

Аналіз баричних залежностей (ліва вставка до Рис. 4.1) ілюструє зростання T_c від 66.4К до 69.7К ($dT_c/dP = +3.0$ К/ГПа) та стрімке падіння опору: $d\ln\rho(100\text{ К})/dP = -(29 \pm 0.2)\% \text{ GPa}^{-1}$. Це значення є аномально великим порівняно з $-(10.6 \pm 0.2)\% \cdot \text{GPa}^{-1}$ для кристалів з $x = 0.05$ [137], та $-(12 \pm 0.2)\% \cdot \text{GPa}^{-1}$ для чистих монокристалів YBCO [143]. Тобто збільшення вмісту Pr суттєво посилює вплив тиску на опір. Цей феномен пояснюється індукованим тиском дірковим легуванням площин CuO_2 [144]. Водночас збільшення густини носіїв заряду спричиняє зростання T_c [145–148]. При цьому барична похідна T_c у нашому зразку менша, ніж у слабо легуваних YBCO ($+5.1$ К/ГПа) [141], але більша, ніж у YBCO з допуванням близьким до оптимального ($+0.73$ К/ГПа) [125] та в $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з $x = 0.05$ ($+1.82$ К/ГПа) [137]. Це підтверджує, що механізми впливу тиску на параметри у YBCO та YPrBCO є різними [86, 106].

Новим результатом є виявлена поведінка ширини резистивного переходу $\Delta T_c = T_c(0.9\rho_n) - T_c(0.1\rho_n)$, де ρ_n - опір безпосередньо перед НП переходом [141]. Критична температура НП переходу визначалася лінійною екстраполяцією до нульового опору $T_c(R=0)$ (права вставка на Рис. 4.1) [97, 101, 149]. У зразку S1 за атмосферного тиску $\Delta T_c \approx 1.2\text{К}$, і що дивовижно, при підвищенні тиску до 1.1 ГПа вона практично не змінюється, тобто $d\Delta T_c/dP \approx 0$. Зазвичай гідростатичний тиск відчутно розширює перехід. Зокрема, у слабо допованих кристалах YBCO цей показник становить $d\Delta T_c/dP \approx 0.65$ К/ГПа [141], а в системі HoBCO, де присутні

двійникові межі та потужний магнітний момент іонів гольмію, він сягає $d\Delta T_c/dP \approx 3.5$ К/ГПа [106]. Для YPrBaCuO з $x = 0.05$ раніше фіксувалося розширення ΔT_c на рівні ≈ 0.35 К/ГПа. Отже, простежується чітка закономірність: збільшення концентрації іонів Pr призводить до нівелювання впливу гідростатичного тиску на ширину надпровідного переходу. Магнітна підсистема празеодиму діє як своєрідний стабілізатор, який захищає процеси формування надпровідної фази від баричних збурень.

З фундаментальної фізичної точки зору, спостережуване зростання T_c та одночасне зменшення питомого опору пояснюються перерозподілом електронної густини всередині елементарної комірки. Загальновизнано, що високий тиск сприяє стисненню міжатомних відстаней і стимулює процеси переносу заряду, що еквівалентно додатковому дірковому легуванню струмопровідних площин CuO_2 [144]. Відповідно, індуковане тиском збільшення густини рухливих дірок n_h у площинах CuO_2 призводить як до очікуваного падіння макроскопічного опору нормального стану, так і до підвищення температури надпровідного переходу [145-148]. Незважаючи на те, що певна частка носіїв заряду в системі локалізується через синергетичний вплив магнітних підґраток PrBCO , загальний ефект баричного генерування рухливих дірок n_h залишається домінуючим механізмом, що визначає еволюцію транспортних властивостей системи під дією високого тиску.

4.2. Еволюція флуктуаційної провідності під дією гідростатичного тиску у монокристалах $\text{Y}_{0.77}\text{Pr}_{0.23}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Як показано у Розділі 1, однією з фундаментальних властивостей купратних високотемпературних надпровідників є лінійна температурна залежність питомого опору $\rho(T)$ у нормальному стані, тобто при температурах $T > T^*$. Однак, як було показано раніше, при $T \leq T^*$ залежність $\rho(T)$ відхиляється вниз від лінійності, що експериментально проявляється як виникнення надлишкової, або флуктуаційної, провідності (див. Рівняння 1.1). Фізична природа цього відхилення тісно пов'язана

з тим, що при $T \leq T^*$ починає поступово зменшуватися густина станів на рівні Фермі, що безпосередньо вказує на відкриття псевдощілини [23, 30, 67, 86, 126]. Окрім того, припускається, що форма поверхні Фермі також зазнає змін [21, 66, 67, 150], найімовірніше, через формування локальних пар (ЛП) нижче T^* [21, 33, 51, 67, 102]. Зрозуміло, що гідростатичний тиск як потужний термодинамічний фактор повинен впливати на ці мікроскопічні процеси.

Також у Розділі 1 було показано, що в безпосередній близькості до критичної температури T_c надлишкова провідність завжди адекватно описується класичним рівнянням Асламазова-Ларкіна (АЛ) для тривимірних (3D) флуктуацій. Застосовність 3D-АЛ теорії зумовлена тим, що поблизу T_c довжина когерентності $\xi_c(T)$ перевищує розмір елементарної комірки вздовж осі c для YPrBCO $d \sim 11.7 \text{ \AA}$ [46]). Унаслідок цього локальні пари проникають у весь об'єм зразка. Більше того, існує певний температурний інтервал надпровідних флуктуацій $\Delta T_f \sim 15 \text{ K}$ вище T_c , де локальні пари поведуться як флуктуаційні куперівські пари [60, 67, 86, 97], але без встановлення фазової когерентності дальнього порядку (так звані "коротко кореляційні фазові зв'язки") [33, 51, 57, 62, 74, 102, 151].

Як переконливо показано у попередніх Розділах, для використання флуктуаційних моделей критично важливо визначити зведену температуру ε , яка фігурує у всіх теоретичних рівняннях. Зведена температура безпосередньо залежить від T_c^{mf} — критичної температури у середньо польовому наближенні, яка є ключовим параметром як для аналізу флуктуаційної провідності, так і для дослідження псевдощілини. На Рис. 4.2 детально ілюструється цей метод визначення T_c^{mf} для зразків при $P = 0$ (сині точки) та при максимальному тиску $P = 1.1 \text{ ГПа}$ (пурпурові точки). Екстраполяція лінійної ділянки, яка відповідає діапазону 3D-АЛ флуктуацій, до перетину з віссю абсцис дає точні значення $T_c^{mf} = 67.55 \text{ K}$ для $P = 0$ та $T_c^{mf} = 70.55 \text{ K}$ для $P = 1.1 \text{ ГПа}$. На цьому ж рисунку позначено температуру Гінзбурга T_G , до якої працює середньо польова теорія, та температуру 3D-2D кросоверу T_0 . Вище T_0 експериментальні дані відхиляються праворуч від прямої

лінії, що є індикатором переходу системи в режим двовимірних (2D) надпровідних флуктуацій Макі-Томпсона (МТ).

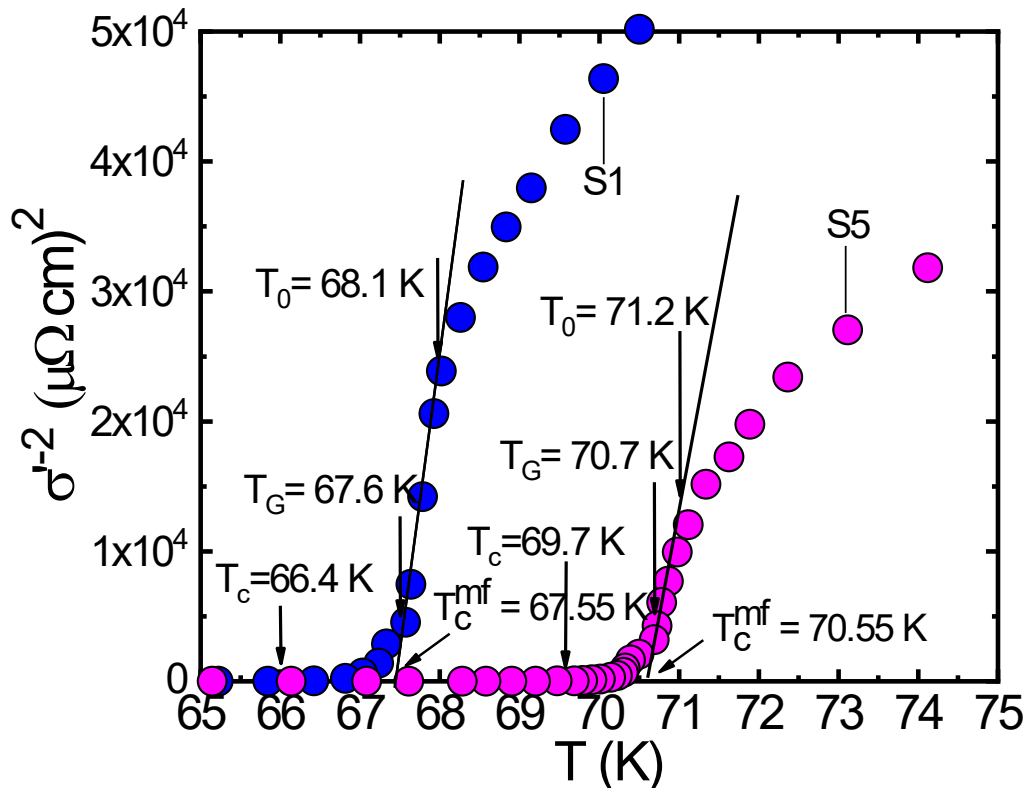


Рис. 4.2. Температурні залежності оберненого квадрата надлишкової провідності, $\sigma^{-2}(T)$, які визначають T_c^{mf} в монокристалі $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$. Сині точки $-P = 0$ (зразок S1), пурпурові точки $-P = 1.1$ ГПа (S5). Стрілками показано характерні температури: T_c , критичну температуру в середньо польовому наближенні T_c^{mf} (яка визначається точкою перетину лінійної екстраполяції з віссю абсцис) , температуру Гінзбурга T_G , що визначає межу застосовності теорії , та температуру 3D-2D кросоверу T_0 . Прямі чорні лінії відповідають температурному інтервалу тривимірних надпровідних флуктуацій Асламазова-Ларкіна (3D-АЛ) поблизу T_c .

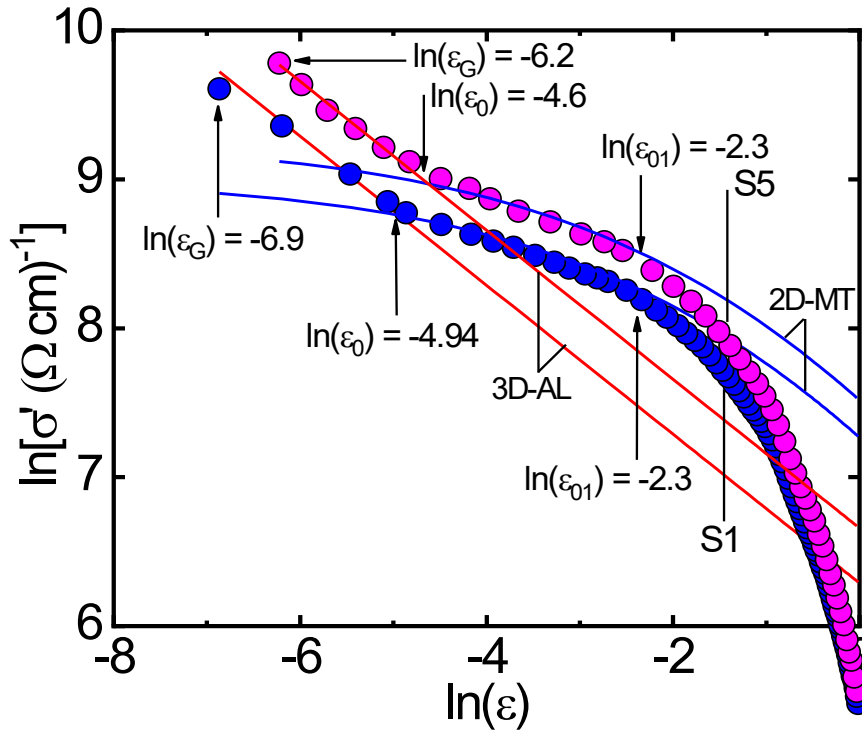


Рис. 4.3. Порівняльний аналіз експериментальних даних флуктуаційної провідності з теоретичними моделями для монокристала $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ в координатах $\ln\sigma'$ від $\ln\epsilon$. Сині точки – $P = 0$ (зразок S1), пурпурові точки – $P = 1.1$ ГПа (S5).. Суцільні червоні прямі з нахилом $-1/2$ відповідають теорії 3D-АЛ, сині криві відповідають теорії 2D-МТ, що реалізується при вищих температурах. Стрілками позначено відповідні температури: Гінзбурга T_G , $\ln(\epsilon_G)$, 3D-2D кросоверу T_0 , $\ln(\epsilon_0)$, та T_{01} , $\ln(\epsilon_{01})$, яка обмежує стан НП флуктуацій зверху.

Найбільш інформативним є графік залежності $\ln\sigma'$ від $\ln\epsilon$, представлений на Рис. 4.3. Як і очікувалося, у безпосередній близькості до T_c експериментальні точки ідеально лягають на теоретичні прямі теорії 3D-АЛ (червоні суцільні лінії з нахилом $\lambda = -1/2$) для обох тисків. Однак, оскільки вище T_c довжина когерентності $\xi_c(T) = \xi_c(0)\epsilon^{-1/2}$ [88, 89] стрімко зменшується зі зростанням температури, вище температури кросоверу T_0 виконується умова $\xi_c(T) < d$, і стан 3D-АЛ флуктуацій руйнується. Тим не менш, $\xi_c(T)$ все ще перевищує d_{01} (де $d_{01} \sim 3.4$ Å — відстань між провідними площинами CuO_2 у структурі $YPrBCO$ [46]). Тому аж до температури T_{01} ці

площини залишаються зв'язаними джозефсонівською взаємодією, формуючи 2D флуктуаційний стан. У структурно досконалих зразках [89, 134] цей стан чудово описується 2D теорією Макі-Томпсона (2D-МТ) в модифікації Хікамі та Ларкіна (ХЛ) для ВТНП (Рів. 1.4) [49]. Як чітко видно з Рис. 4.3, вище T_0 експериментальні точки ідеально збігаються з теоретичним 2D-МТ внеском (сині криві). Це узгодження є фундаментальним доказом того, що кількість структурних дефектів, індукованих присутністю PrBCO, є порівняно невеликою.

Таблиця 4.1. Еволюція транспортних властивостей та параметрів надлишкової провідності монокристала $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ під впливом гідростатичного тиску.

$P, \text{ ГПа}$	$\rho(300\text{K}),$ $\mu\Omega(\text{cm})$	$\rho(100\text{K}),$ $\mu\Omega(\text{cm})$	$T_c, \text{ K}$	$T_c^{mf}, \text{ K}$	$T_0, \text{ K}$	$T_{01}, \text{ K}$	$T_G, \text{ K}$	$d_{01}, \text{ \AA}$	$\xi_c(0), \text{ \AA}$
0	331.24	141.16	66.4	67.55	68.1	74.0	67.6	3.12	0.99
0.41	296.9	124.6	68.3	69.18	70.0	76.9	69.3	4.27	1.46
0.64	275.6	113.4	68.9	69.76	70.4	77.4	69.9	3.43	1.14
0.87	259.3	108.3	69.1	70.2	70.6	77.9	70.3	3.57	1.16
1.1	247.36	102.14	69.7	70.55	71.2	78.2	70.7	3.7	1.17

Еволюція параметрів системи під тиском (Таблиця 4.1) виявляє низку важливих закономірностей. З умови $T = T_0$ довжина когерентності при $T = 0$ легко визначається за співвідношенням $\xi_c(0) = d\sqrt{\epsilon_0}$ [19, 60]. Загалом $\xi_c(0)$ демонструє тенденцію до слабкого зростання з тиском [136, 125, 137], за винятком локальної аномалії при $P = 0.41 \text{ ГПа}$. Принципово важливим є те, що масштабний коефіцієнт S_{3D} залишається близьким до одиниці для більшості тисків (Таблиця 4.2). Це є беззаперечним доказом того, що, на відміну від YBCO [141] застосування високого

гідростатичного тиску у $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ з одного боку є вельми специфічним, з іншого боку не генерує великої кількості додаткових макроскопічних дефектів чи центрів розсіювання при великих тисках, зберігаючи високу структурну цілісність монокристала.

Аналіз ефективної товщини 2D шару $d_{01} = d\sqrt{\epsilon_0}/\sqrt{\epsilon_{01}}$ також демонструє цікаву фізику. Оскільки гідростатичний тиск фізично стискає кристалічну ґратку, макроскопічний параметр d (розмір елементарної комірки) закономірно має зменшуватися. Проте, що дивно, ефективна відстань d_{01} (Таблиця 4.1) плавно зростає від 3.12 Å при $P = 0$ до 3.7 Å при $P = 1.1$ ГПа, наближаючись до реальної міжатомної відстані Cu(2) - Cu(2) ~ 3.44 Å між суміжними провідними площинами CuO_2 . Аномально мале стартове значення $d_{01} = 3.12$ Å при атмосферному тиску прямо вказує на деформаційний вплив магнітних домішок PrBCO на структуру зразка (можливе збільшення відстані Cu(2) - Cu(1)) [115]. Водночас, зростання d_{01} вказує на те, що підвищення тиску плавно змінює характер взаємодії між носіями заряду та магнітними домішками у $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, що підтверджується стабілізацією фактора C_{3D} навколо 1.1. Нагадаємо, що $C_{3D}=1.0$ є типовим для YBCO без дефектів [152]. Усі ці нетипові для класичних надпровідників риси флуктуаційної провідності можливі виключно завдяки екстремально малій довжині когерентності $\xi_c(T)$, яка виявляється сумірною з кристалографічними параметрами ґратки d та d_{01} вздовж осі c . Для отримання додаткової інформації було вивчено поведінку ПЩ при різних тисках, як показано в наступних розділах.

4. 3. Температурна залежність псевдощільни та кросовер БЕК-БКШ під дією гідростатичного тиску

Як було детально розглянуто в Розділах 1 та 3, відкриття стану псевдощільни у купратних високотемпературних надпровідниках відбувається при температурах $T \leq T^*$, що на макроскопічному рівні синхронно супроводжується відхиленням температурної залежності питомого опору вниз від строгої лінійності

нормального стану та відповідною появою надлишкової (флуктуаційної) провідності $\sigma'(T)$ [60, 67]. З огляду на цю фундаментальну кореляцію, стає абсолютно очевидним, що надлишкова провідність, яка генерується в системі завдяки появі флуктуаційних куперівських пар, повинна імпліцитно містити в собі інформацію про енергетичний параметр псевдощілини.

Для вилучення цієї інформації та кількісного опису еволюції системи в рамках моделі локальних пар (модель ЛП) була запропонована аналітична формула, яка здатна адекватно описувати надлишкову провідність $\sigma'(T)$ у всьому досліджуваному температурному діапазоні від температури відкриття псевдощілини T^* аж до температури Гінзбурга T_G . Фундаментальна особливість цього рівняння полягає в тому, що воно явно включає в себе параметр псевдощілини Δ^* - відповідне рівняння (1.11). Алгебраїчно розв'язуючи рівняння відносно параметра Δ^* , було отримано пряме аналітичне рівняння для розрахунку температурної залежності енергетичної щілини (псевдощілини) $\Delta^*(T)$ – рівняння 1.12.

Нагадаємо, що емпіричний множник $(1 - T/T^*)$ під логарифмом враховує специфічну температурну еволюцію густини локальних пар, які починають формуватися безпосередньо при охолодженні системи нижче T^* . Тоді як фактор $(\exp(-\Delta^*/T))$ відображає ймовірність руйнування ЛП під впливом теплових флуктуацій у міру наближення системи до T_c

Принципово важливим моментом запропонованого теоретичного підходу, який вигідно відрізняє його від багатьох інших моделей, є той факт, що абсолютно всі змінні та параметри, які входять до рівнянь (1.11) та (1.12), не є довільними підгоночними коефіцієнтами, а визначаються безпосередньо з незалежних експериментальних даних. Зокрема, такі фундаментальні характеристики як середньо польова критична температура T_c^{mf} , зведена температура ε , температура відкриття псевдощілини T^* та довжина когерентності вздовж осі c $\xi_c(0)$ вже були

достовірно визначені нами на попередньому етапі під час прецизійного аналізу питомого опору та флуктуаційної провідності (див. Таблицю 4.1).

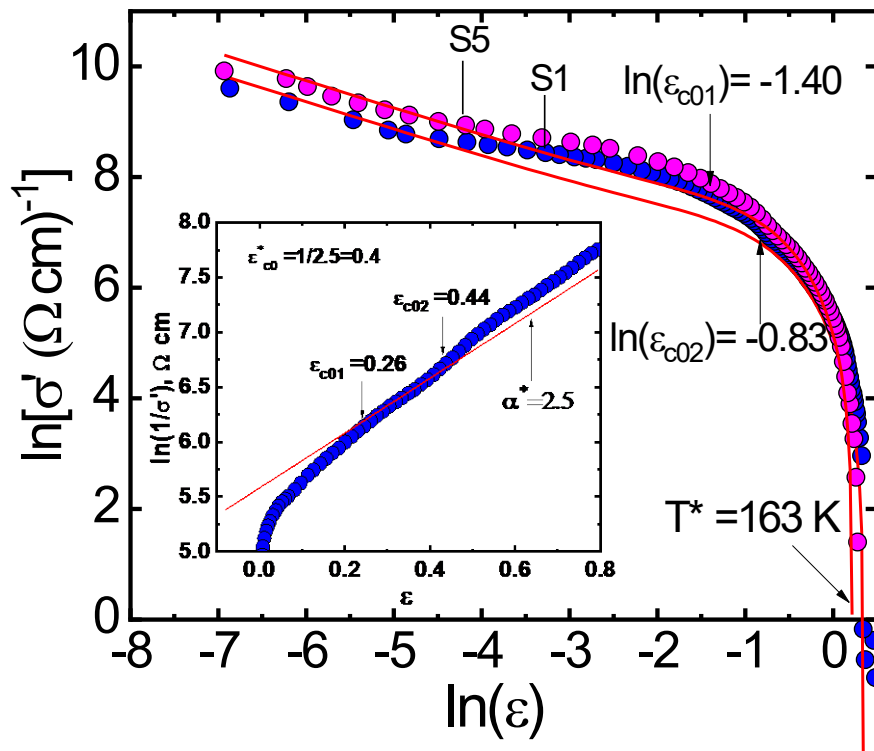


Рис. 4.4. Температурна еволюція надлишкової провідності в координатах $\ln\sigma'$ від $\ln\epsilon$ для монокристала $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $P = 0$ (крива S1, сині точки) та $P = 1.1$ ГПа (крива S5, пурпурові точки) у всьому інтервалі температур від T^* до T_c^{mf} . Суцільні червоні криві відображають апроксимацію експериментальних даних за допомогою Рівняння 1.11 з параметрами знайденими із експерименту. Стрілками виділено специфічні діапазони, де виконується залежність $\sigma'^{-1} \sim \exp(\epsilon)$. На вставці деталізовано залежність $\ln\sigma'^{-1}$ від зведеної температури ϵ . Суцільна червона лінія на вставці ідентифікує лінійну ділянку в інтервалі між ϵ_{c01} та ϵ_{c02} , нахил якої ($\alpha^* = 2.5$) дозволяє розрахувати параметр $\epsilon_{c0}^* = 1/\alpha^*$.

Інші критично важливі змінні, такі як значення псевдощільни $\Delta^*(T_G)$, теоретичний параметр ϵ_{c0}^* [96] та числовий коефіцієнт A_4 , безпосередньо витягуються з подальшого комплексного аналізу надлишкової провідності [60, 67],

використовуючи підхід, який було детально розглянуто в Підрозділі 3.3. Для знаходження параметра ε^*_{c0} використовується той факт, що в усіх купратних ВТНП обернена надлишкова провідність $1/\sigma'(\varepsilon)$ пропорційна $\exp(\varepsilon)$ у певному, чітко визначеному температурному інтервалі $\ln \varepsilon_{c01} < \ln \varepsilon < \ln \varepsilon_{c02}$, який розташований вище температури T_{01} [89, 96, 97, 106, 134]. Прості математичні перетворення показують, що в цьому інтервалі величина $\ln(\sigma'^{-1})$ є строго лінійною функцією від зведеної температури ε з певним нахилом $\alpha^* = 2.5$. Саме цей нахил прямої дозволяє аналітично визначити шуканий параметр: $\varepsilon^*_{c0} = 1/\alpha^* = 0.4$ при атмосферному тиску $P = 0$ (див. вставку на Рис. 4.4). Цей підхід забезпечує отримання вкрай надійних значень ε^*_{c0} для всіх досліджуваних тисків (що відображено у зведених таблицях), які, у свою чергу, суттєво впливають на кривизну теоретичних кривих при високих температурах [60, 89, 134] та виявляють тенденцію до слабкого зростання під дією тиску.

Таблиця 4.2. Характеристики псевдощільни в монокристалі $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ за різних рівнів гідростатичного стиснення.

$P, \text{ ГПа}$	$T^*, \text{ К}$	C_{3D}	A_4	α^*	ε^*_{c0}	$T_{pair}, \text{ К}$	$D^*, \text{ К}$	$\Delta^*(T_G), \text{ К}$	$\Delta^*(T_{pair}), \text{ К}$
0	163	0.7	16	2.5	0.4	105.1	5	183.0	151.9
0.41	166.0	1.45	28	2.7	0.37	107.8	5	166.3	159.6
0.64	166.3	1.075	23	2.8	0.36	107.4	5	170.0	152.0
0.87	166.0	1.1	25	2.8	0.36	106.7	5	179.0	151.9
1.1	164.3	1.2	26	2.9	0.34	106.1	5	174.2	148.0

Наступним кроком є визначення величини $\Delta^*(T_G)$. З цією метою експериментальні дані надлишкової провідності будуються в координатах $\ln\sigma'$ відносно оберненої температури $1/T$ [60, 89, 106], як це детально представлено на

Рис. 4.5. Отримані експериментальні точки ретельно апроксимуються теоретичною залежністю, розрахованою за допомогою рівняння (1.11). При такій специфічній побудові форма теоретичних кривих (особливо наявність та протяжність лінійної ділянки) виявляється екстремально чутливою до фіксованого значення параметра $\Delta^*(T_G)$ [60, 97, 89].

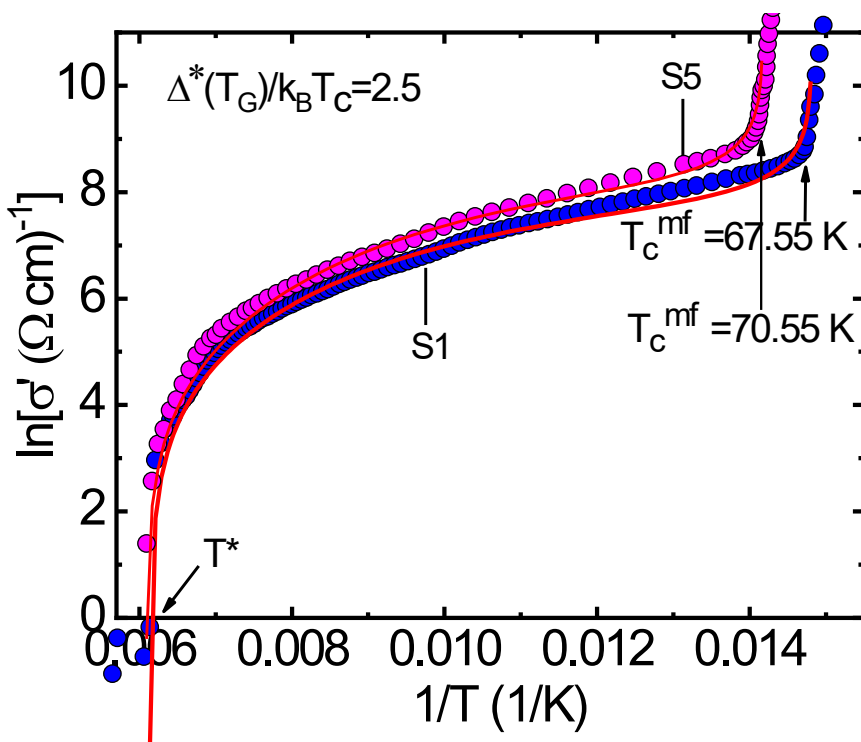


Рис. 4.5. Експериментальні залежності надлишкової провідності в координатах, $\ln \sigma'$ від $1/T$, для досліджуваного монокристала $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$. Сині точки – $P = 0$ (крива S1), та зразка S5 під максимальним тиском $P = 1.1$ ГПа (пурпурові точки). Дані охоплюють повний температурний діапазон існування псевдоцілінного стану, від T^* до T_c^{mf} (локалізація цих температур позначена стрілками). Суцільні червоні криві – результати апроксимації експериментальних даних Рівнянням (1.11). Найкраще узгодження теорії з експериментом для всіх прикладених тисків досягається при фіксованому значенні співвідношення БКШ: $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c = 5.0$.

Фундаментальний фізичний зміст цього підходу полягає в тому, що в купратних надпровідниках величина псевдощільни при температурі Гінзбурга $\Delta^*(T_G)$ фактично розглядається як прямий еквівалент (аналог) надпровідної енергетичної щільни при абсолютному нулі, тобто $\Delta^*(T_G) = \Delta(0)$, отриманої в рамках класичної теорії БКШ [129, 130]. Беручи до уваги цю ключову обставину, ми отримуємо можливість розрахувати співвідношення БКШ: $D^* = 2\Delta(0)/k_B T_c = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c$, і таким чином витягнути точне значення $\Delta^*(T_G)$ для кожного конкретного прикладеного тиску. Як показує детальний аналіз Рис. 4.5, найкраща апроксимація для всіх досліджуваних тисків досягається при фіксованому значенні $D^* = 5.0$. Це значення є абсолютно типовим для нелегованих і легованих систем YBCO [153] і є прямим свідченням того, що в досліджуваних монокристалах $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ реалізується режим сильного зв'язку, незважаючи на потужний руйнівний вплив індукованих празеодимом дефектів та його локалізованих магнітних моментів.

І нарешті, щоб знайти масштабний коефіцієнт A_4 , ми наводимо експериментальні дані $\sigma'(T)$ для всіх тисків у всьому діапазоні температур від T^* до T_G (Рис. 4.4) та апроксимуємо їх за допомогою рівняння (1.11), розрахованого з урахуванням вже знайдених параметрів (червоні криві на рисунку) 3,31,50,60. Як і раніше, ми показуємо результати лише для $P = 0$ (сині крапки) та $P = 1,1$ ГПа (пурпурові крапки). Тепер єдиним параметром підгонки є A_4 . Підбираючи A_4 , ми апроксимуємо експеримент теоретичними кривими в області 3D-АЛ-флуктуацій, де $\ln \sigma'$ є лінійною функцією $\ln \varepsilon$ з нахилом $\lambda = -1/2$ 3,20,31,50,60,74 (Рис. 4.4, червоні криві) (Див. Розділ 3.3, Рис. 3.9). Такі ж результати були отримані для всіх інших зразків (Таблиця 4.2). Як видно з таблиці, A_4 помітно збільшується від $A_4 = 16$ ($P = 0$) до 28 ($P = 0,41$ ГПа), найімовірніше, через збільшення дефектів під дією прикладеного тиску. Незважаючи на це, як видно з рисунку, між даними та нашою теоретичною моделлю спостерігається дуже хороша відповідність. Це дає підстави припускати, що вирішуючи Рив. 1.12 з усіма знайденими параметрами ми

отримаємо правильні величину і температурну залежність псевдощільни для всіх тисків.

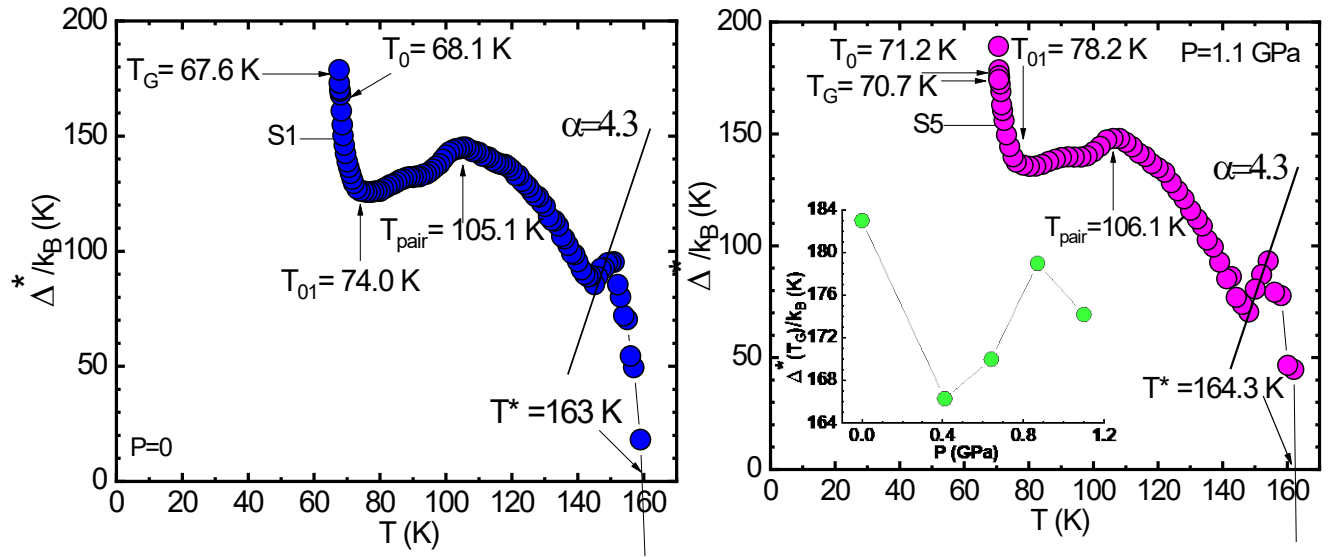


Рис. 4.6. Еволюція температурних залежностей параметра псевдощільни $\Delta^*(T)/k_B$ у монокристалі $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, розрахованих на основі Рівняння (1.11) з використанням параметрів, визначених з експерименту. Ліва панель – $P = 0$ (крива S1, сині точки), права панель – $P = 1.1$ ГПа (крива S5, пурпурові точки). Стрілками деталізовано положення ключових характеристичних температур. Зазначимо, що нахил високотемпературного магнітного максимуму, $\alpha = d\Delta^*/dT = 4.3$, не залежить від тиску. На вставці наведено баричну залежність величини псевдощільни при температурі Гінзбурга, $\Delta^*(T_G)$, при P від 0 до 1.1 ГПа. Суцільні лінії слугують для візуального полегшення сприйняття фізичних тенденцій.

Температурні залежності псевдощільни $\Delta^*(T)$, побудовані з використанням відповідних параметрів показані на Рис. 4.6 для $P = 0$ та 1.1 ГПа. Наприклад, $\Delta^*(T)$ при $P = 0$, розрахована за допомогою Рів. (1.12) з наступними параметрами, знайденими з експерименту: $T^* = 163$ К, $T_c^{mf} = 67.5$ К, $\xi_c(0) = 0.99$ Å, $\varepsilon_{c0}^* = 0.4$, $A_4 = 16$ і $D^* = 5$ (сині точки). Принципово важливою характеристикою цих залежностей є наявність максимуму при температурі T_{pair} , яка фізично відповідає точці кросоверу

БЕК-БКШ. Відповідно до моделі локальних пар, температурна область вище T_{pair} характеризується існуванням міцно зв'язаних бозонів (режим БЕК), які при охолодженні системи нижче T_{pair} плавно трансформуються у флуктуаційні куперівські пари (режим БКШ). Інша важлива характеристика це високотемпературний магнітний максимум при $T_m \approx 150$ К, який є типовим для магнітних надпровідників і зазвичай зростає при збільшенні вмісту Pr [89].

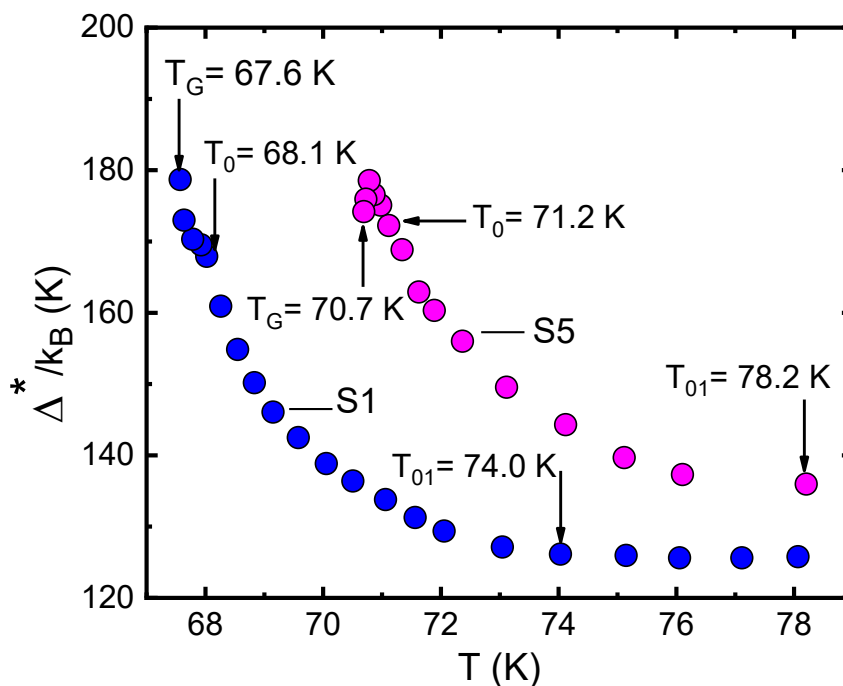


Рис. 4.7. Деталізований вигляд залежностей $\Delta^*(T)/k_B$ у безпосередній близькості до T_c . Дані для монокристала $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ порівнюються при $P = 0$ (крива S1, сині точки) та при максимальному тиску $P = 1.1$ ГПа (крива S5, пурпурові точки). Графіки чітко ілюструють структурну чутливість системи: за нормальних умов ($P = 0$) очікуваний теоретичний мінімум на кривій $\Delta^*(T)/k_B$ при температурі Гінзбурга T_G повністю пригнічується наявними кристалічними дефектами та магнітними домішками, тоді як високий тиск сприяє частковому впорядкуванню дефектів та відновленню цього мінімуму. Локалізація всіх характеристичних температур ідентифікована стрілками.

Відзначимо, що під впливом дефектів при $P = 0.87$ ГПа цей максимум на температурній залежності ПЩ практично зникає. Але, що цікаво, під дією високого тиску ($P = 1.1$ ГПа) відбувається певне впорядкування (вибудовування) магнітних моментів PrBCO, внаслідок чого на кривій $\Delta^*(T)$ знову з'являється і стає ще більш вираженим цей магнітний максимум, нахил лінійної ділянки якого ($\alpha = d\Delta^*/dT = 4.3$) залишається інваріантним щодо зовнішнього тиску (Рис. 4.6, пурпурові точки).

Зміни механізмів розсіяння безпосередньо відображаються на температурній еволюції псевдощілини $\Delta^*(T)$ поблизу T_c (Рис. 4.7). При максимальному прикладеному тиску (пурпурові точки) фізичне стиснення ґратки сприяє впорядкуванню дефектів та відновленню форми кривої $\Delta^*(T)$, яка є типовою для більшості купратних ВТНП [89, 90]. На цих залежностях чітко ідентифікуються характерні екстремуми: яскраво виражений мінімум при T_{01} , максимум безпосередньо нижче температурі 3D-2D кросоверу T_0 , а також невеликий мінімум при температурі Гінзбурга T_G , який за атмосферного тиску ($P = 0$) (сині точки) повністю пригнічується наявними дефектами (Рис. 4.7).

Детальний аналіз отриманих результатів виявляє складну, немонотонну баричну залежність параметра псевдощілини $\Delta^*(T_G)/k_B$, яка наочно представлена на вставці до Рис. 4.6 (зелені точки). Ця залежність, у сукупності з попередніми оцінками, дозволяє реконструювати наступний фізичний сценарій еволюції системи. При відносно низьких тисках (зокрема, при $P = 0.41$ ГПа) спостерігається інтенсифікація формування дефектів, спричинених наявністю магнітних включень діелектричної фази PrBCO. Наслідком цього є різке падіння величини $\Delta^*(T_G)/k_B$ до свого мінімального значення 166.3 К (Таблиця 4.2). Ця аномалія чудово корелює з раніше виявленими особливостями поведінки довжини когерентності та міжплощинної відстані, а також із найвищим зафіксованим значенням масштабного фактора $C_{3D} = 1.45$, що підтверджує домінуючий вплив порушеної дефектної структури на цьому етапі. Однак, при подальшому зростанні тиску, починаючи з 0.6

ГПа, мікроскопічний механізм взаємодії між електронною підсистемою носіїв заряду та магнітними дефектами PrBCO зазнає суттєвих змін. Гідростатичний тиск починає відігравати роль просторового стабілізатора, частково нейтралізуючи руйнівний вплив магнітних домішок. У результаті, при $P = 0.87$ ГПа величина псевдощільності поступово відновлюється до високого значення 179.0 К, параметр C_{3D} наближається до одиниці, але специфічний високотемпературний магнітний максимум на температурній залежності ПЩ практично зникає. Тим не менш, при досягненні тисків близько 1 ГПа (зокрема, $P \approx 1.1$ ГПа), механізм міжатомної взаємодії знову трансформується, що призводить до повторного, хоча й менш глибокого, зниження $\Delta^*(T_G)/k_B$ до 174.2 К і, як зазначено вище, до відновлення магнітного максимуму.

Для доведення універсальності виявлених закономірностей було проведено порівняльний аналіз отриманих результатів із даними для інших магнітних надпровідників. На Рис. 4.8 наведено порівняння кривих у зведених координатах $\Delta^*(T)/\Delta^*_{max}$ відносно T/T^* для досліджуваного нами зразка з $x \approx 0.23$ із даними для монокристалів із суттєво вищим рівнем легування празеодимом ($x \approx 0.43$), а також із ВТНП на основі заліза (FeAs пніктіди) [90]. Аналіз цих залежностей демонструє фундаментальну подібність поведінки псевдощільності: нахил лінійної ділянки $\Delta^*(T)/\Delta^*_{max}$ безпосередньо під магнітним максимумом (у температурному інтервалі між T_s та T_{SDW}) залишається практично ідентичним для всіх представлених зразків. Ця суворя універсальність нахилу у зведених координатах є надійним доказом саме магнітної природи максимуму, що спостерігається в наших експериментах, і вказує на глибоку спільність мікроскопічних механізмів співіснування магнетизму та надпровідності у різних ВТНП.

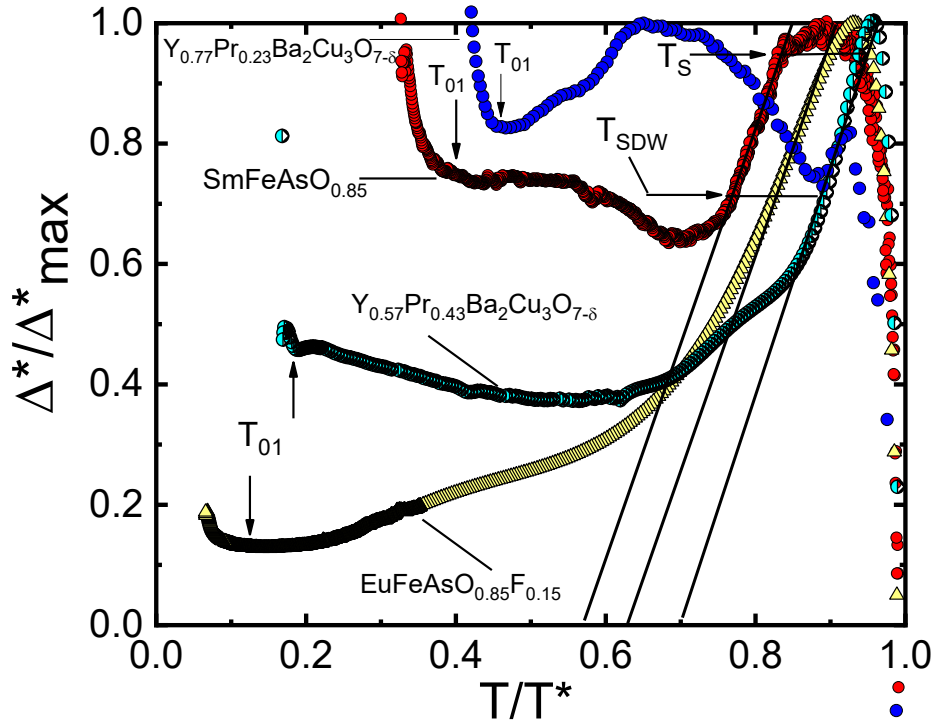


Рис. 4.8. Універсальний скейлінг температурної залежності псевдощілини. Графік демонструє нормовану величину $\Delta^*(T)/\Delta^*(T)_{\max}$ як функцію зведеної температури T/T^* для досліджуваного монокристала $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (сині точки) у порівнянні з даними для сильно легovanого Pr купрату $Y_{0.57}Pr_{0.43}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ та ВТНП на основі заліза ($SmFeAsO_{0.85}$ і $EuFeAsO_{1-x}F_x$) [90]. Ключовим результатом є те, що нахил лінійної ділянки кривої $\Delta^*(T)/\Delta^*(T)_{\max}$ у температурному інтервалі між T_s та T_{SDW} залишається практично однаковим для всіх зразків, що вказує на фундаментальну спільність механізмів співіснування магнетизму та надпровідності у різних ВТНП.

Нарешті, для кількісної оцінки еволюції мікроскопічної густини носіїв заряду, експериментальні температурні залежності псевдощілини поблизу T_c були ретельно зіставлені з теоретичними розрахунками густини локальних пар $\langle n\uparrow n\downarrow \rangle$, виконаними в рамках теорії Петерса-Бауера (на основі тривимірної притягальної моделі Хаббарда) [51]. Прецизійна підгонка показала, що для зразка при максимальному тиску $P = 1.1$ ГПа досягається відмінне узгодження з теоретичною кривою при параметрі взаємодії $U/W = 0.6$. Це узгодження дозволяє безпосередньо

визначити густину локальних пар при температурі Гінзбурга. На відміну від атмосферного тиску, де сильне розсіювання на магнітних домішках вносить суттєву невизначеність у розрахунки (сині точки), прикладання гідростатичного тиску призводить до чітко зафіксованого зростання густини (локальних пар, $\langle n\uparrow n\downarrow \rangle$ до значення 0.4 (рожеві точки) [144]. Таким чином, зіставлення наочно демонструє індуковану високим тиском незвичайну поведінку густини носіїв заряду (локальних пар) у монокристалі $\text{Y}_{0.77}\text{Pr}_{0.23}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

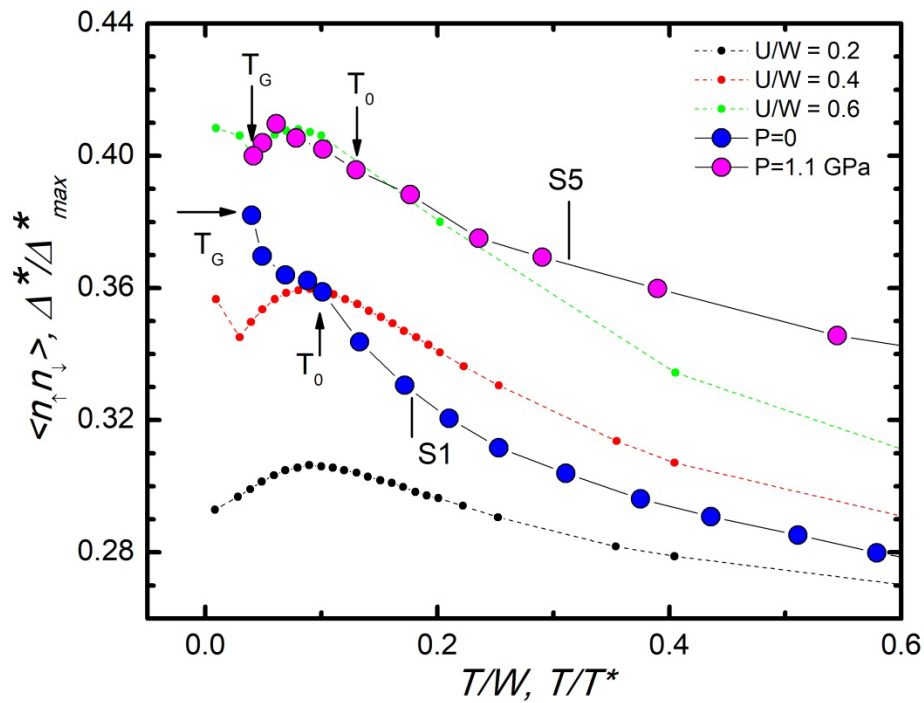


Рис. 4.9. Порівняльний аналіз експериментальних даних із розрахунками теоретичної густини локальних пар $\langle n\uparrow n\downarrow \rangle$ в теорії Пітерса-Бауера. Дрібні точки, ілюструють $\langle n\uparrow n\downarrow \rangle$ як функцію зведеного параметра T/W при різних значеннях енергії взаємодії: $U/W = 0.2$ (чорні точки), $U/W = 0.4$ (помаранчеві точки) та $U/W = 0.6$ (зелені точки). Великими точками відзначено експериментальні залежності $\Delta^*(T)/\Delta^*(T)_{\max}$ у вузькому температурному інтервалі між T_G та T_0 для $P = 0$ (сині кола S1) та зразка під тиском $P = 1.1$ ГПа (пурпурові кола, S5). Суцільні криві, що з'єднують експериментальні точки, наведені виключно як напрямні лінії.

Підсумовуючи проаналізовані результати, можна стверджувати, що гідростатичний тиск у системі $Y_{0.77}Pr_{0.23}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ виступає як надзвичайно складний термодинамічний регулятор. На початковому етапі слабого стиснення він може провокувати посилення локального впливу магнітних підсистем іонів Pr та генерувати додаткові центри розсіяння. Проте, при досягненні вищих значень тиску домінуючим стає ефект просторового впорядкування кристалічної та дефектної структури. Це глобальне стиснення супроводжується вибудовуванням магнітних моментів і істотним зростанням концентрації рухомих носіїв заряду, що в кінцевому підсумку ефективно нейтралізує пригнічуючий вплив празеодиму, призводить до зменшення опору та зростання T_c і взагалі сприяє загальному зміцненню надпровідного стану.

Висновки до Розділу 4

У цьому розділі наведено результати комплексного дослідження впливу високого гідростатичного тиску на транспортні властивості, флуктуаційну провідність та температурну залежність псевдощільни в монокристалах $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($x \sim 0.23$). На основі проведеного експериментального та теоретичного аналізу можна зробити такі підсумкові висновки:

1. Вперше досліджено вплив гідростатичного тиску на різні властивості монокристалу $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($x \sim 0.23$), барична поведінка яких виявилася дуже цікавою та вельми несподіваною. Це свідчить про незвичайний характер взаємодії тиску з дефектами, створюваними домішками PrBCO.
2. Виявлено, що під дію тиску флуктуаційна провідність $\sigma'(T)$, довжина когерентності $\xi_c(0)$ і, що найбільш дивно, відстань між провідними площинами CuO_2 , d_{01} , незначно зростають. У той самий час спостерігається очікуване зменшення опору та зростання T_c .

3. Показано, що справжнє значення ПЩ, $\Delta^*(T_G)$ при малих тисках до $P = 0.41$ ГПа швидко зменшується, потім поступово зростає при $P = 0.87$ ГПа, а потім знову дещо зменшується при $P = 1.1$ ГПа демонструючи виражену немонотонну залежність від тиску. Водночас, магнітний максимум при $T_m \approx 150$ К при проміжних тисках зникає, але стає ще більш вираженим при максимальному тиску $P = 1.1$ ГПа.
4. З порівняного аналізу отриманих результатів із даними для інших магнітних ВТНП доведено, що нахил лінійної ділянки високотемпературного максимуму $\alpha = d\Delta^*/dT$ нижче за $d\Delta^*_{max}$ залишається практично однаковим для всіх розглянутих ВТНП. Це є надійним доказом саме магнітної природи максимуму, що спостерігається в наших експериментах.
5. З аналізу еволюції мікроскопічної густини носіїв заряду в рамках теорії Пітерса-Бауера, виявлено зростання густини локальних пар з 0.36 ($P=0$) до 0.4 ($P=1.1$ ГПа). З зіставлення з теорією також видно, що типова для добре структурованих ВТНП залежність $\Delta^*(T)$ поблизу T_c , з вираженим мінімумом при T_{01} , максимумом поблизу температури 3D-2D кросоверу T_0 і невеликим мінімумом при T_G , зруйнована дефектами PrBCO при $P = 0$, також повністю відновлюється при $P = 1.1$ ГПа. Це ще раз підтверджує зроблений вище висновок що до специфіки взаємодії тиску з магнітними дефектами.

РОЗДІЛ 5. ВПЛИВ ТРИВАЛОГО ВІДПАЛУ НА ВЛАСТИВОСТІ СЛАБО ДОПОВАНИХ МОНОКРИСТАЛІВ $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Як добре відомо поведінка ВТНП у нормальному стані виходить далеко за рамки стандартного підходу фермі-рідини. Заміна Y у монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ на Ho з досить великим магнітним моментом ($\mu_{\text{Ho}} = 10.6\mu\text{B}$ та $9.7\mu\text{B}$ для $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) свідчить про зміну поведінки системи через парамагнітні властивості $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ у її нормальному стані [91]. Зразки з кисневою нестехіометрією становлять особливий інтерес. У цьому стані перерозподіл лабільного кисню та структурна релаксація відбуваються одночасно, що суттєво впливає на параметри електронного транспорту системи [92, 93]. У цьому випадку іон рідкісного лужноземельного металу може служити сенсором, чутливим до локальної симетрії свого оточення та розподілу густини заряду, на які можуть впливати зовнішні фактори, такі як температура, високий тиск (Розділ 4) або відпал за кімнатної температури. У цьому розділі ми розглянемо вплив відпалу на різноманітні властивості слабо допованого монокристалу $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Для вивчення фізичної природи взаємодії між надпровідністю та магнетизмом було обрано монокристали, які мають перевагу в тому, що їхні властивості можуть помітно змінюватися або під час відпалу зразків в атмосфері кисню через збільшення щільності носіїв заряду n_f , або через утворення додаткових дефектів, в результаті швидкого гартування від $\sim 600^\circ\text{C}$ з подальшим покращенням їх параметрів шляхом витримки зразків на повітрі при кімнатній температурі (так званий відпал при кімнатній температурі) одразу після виготовлення [94, 95].

Вплив відпалу за кімнатної температури (далі просто відпал) на T_c , n_f та зміну параметрів ґратки киснево дефіцитних монокристалів $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, або систем 1-2-3, ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}$) після їх гартування від $T = 600^\circ\text{C}$ пояснюється впорядкуванням їхньої структури завдяки впорядкуванню атомів кисню в площинах CuO_2 без помітної зміни вмісту кисню у зразку [94, 95] (та посиланнях

там). Тим не менш, незважаючи на низку досліджень процесів релаксації в системі 1–2–3 під час відпалу [94, 95, 120] або, наприклад, під високим тиском [106] (та посилення в них), багато аспектів, такі як перенесення заряду та природа перерозподілу вакансійної підсистеми, все ще залишаються невизначеними. Вивчення впливу власного магнетизму Ho на флуктуаційну провідність (ФЛП) та ПЩ у монокристалах $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ після відпалу за кімнатної температури вважається дуже перспективним для з'ясування механізмів взаємного впливу надпровідності та магнетизму у ВТНП, що важливо для остаточного з'ясування природи як псевдощілини, так і ВТНП загалом.

5.1 Температурні залежності питомого опору та вплив відпалу на надпровідний перехід

Метод вирощування монокристалів $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, їх розмір та методика їх вимірювання описано у деталях в підрозділі 2.2.3. Розташування вимірювальних контактів схематично показано на рис. 2.2. Нагадаємо, що для зменшення вмісту кисню зразки відпалювали при температурі 600 °C у навколишньому середовищі протягом 24 годин. Після етапу відпалу кристали гартували до кімнатної температури протягом 2-3 хвилин, встановлювали на тримач та додатково охолоджували до температури рідкого азоту протягом 15 хвилин. Всі вимірювання проводилися під час нагріву зразків. Вимірювання проводилися зі швидкістю близько 0,1 K/хв поблизу T_c та 0,5 K/хв при $T \gg T_c$. Щоб визначити вплив відпалу при кімнатній температурі на електропровідність, після першого вимірювання $\rho(T)$ (загартований зразок S1) зразки витримували при кімнатній температурі протягом 20 годин, після чого вимірювання повторювали (зразок S2). Останню серію вимірювань проводили після відпалу зразків при кімнатній температурі протягом близько 5 днів (120 годин) (зразок S3), залежно від завершення процесів релаксації. На Рис. 5.1 детально проілюстровано температурні залежності питомого опору для досліджуваних зразків на різних етапах кімнатного відпалу (S1, S2, S3), а також

показано метод визначення T^* . Загалом ми маємо три криві або фактично три зразки. Параметри зразків наведено в таблицях.

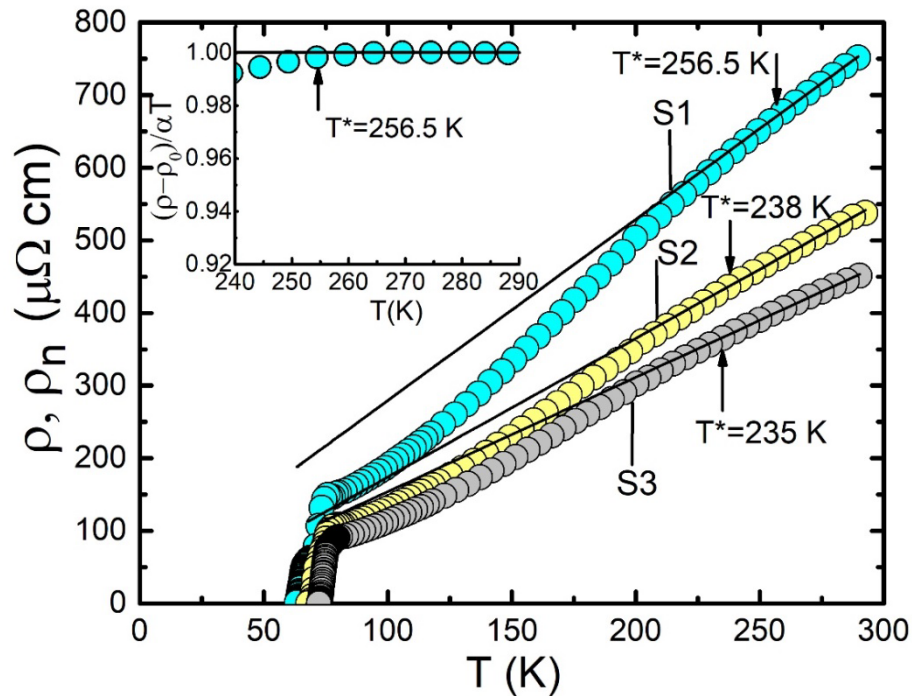


Рис. 5.1. Еволюція температурних залежностей питомого електричного опору в площині ab (ρ_{ab}) для слабо допованих монокристалів $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.65}$ під впливом витримування (відпалу) за кімнатної температури. Експериментальні дані наведено для трьох послідовних структурних станів: вихідного загартованого зразка без відпалу (S1), на проміжному етапі релаксації після 20 годин відпалу (S2) та після тривалого відпалу протягом п'яти діб, тобто 120 годин (S3). Суцільними лініями показано лінійну екстраполяцію питомого опору нормального стану (ρ_N) в область низьких температур. На вставці детально проілюстровано алгоритм визначення температури відкриття псевдоцілини T^* .

Аналіз загального вигляду отриманих кривих питомого опору (Рис. 5.1) показав, що всі температурні залежності мають характерну S-подібну форму з вираженим позитивним термічно активованим вигином, яка є типовою візитівкою слабодопованих купратних надпровідників [83, 154]. При високих температурах спостерігалася строго лінійна поведінка $\rho(T)$, відхилення від якої в бік менших

значень маркувало температуру відкриття псевдощілини T^* . Важливо зазначити, що для незалежного і більш точного визначення параметра T^* було застосовано спеціальний аналітичний критерій, математично виражений рівнянням $(\rho(T) - \rho_0)/\alpha T = (\rho(T) - \rho_0)/\alpha T = 1$ [53]. Для загартованого зразка S1 ця температура становила $T^* = 256.5$ K, а нахил лінійної високотемпературної ділянки дорівнював $d\rho/dT = 2.48 \mu\Omega \cdot \text{cm} \cdot \text{K}^{-1}$. Для зразка S2 спостерігалася відчутна трансформація цих параметрів: $T^* = 238$ K, а нахил зменшився до $d\rho/dT = 1.91 \mu\Omega \cdot \text{cm} \cdot \text{K}^{-1}$. Фінальний відпал (зразок S3) призвів до подальшого зниження температури відкриття псевдощілини до $T^* = 235$ K та суттєвого зменшення нахилу до $d\rho/dT = 1.57 \mu\Omega \cdot \text{cm} \cdot \text{K}^{-1}$. Зменшення нахилу $d\rho/dT$ дійсно вказує на термічно активований характер процесу релаксації опору. Той факт, що енергія активації релаксації $\rho(T)$ збігається з енергією активації дифузії кисню, підтверджує можливість упорядкування кисню в площинах CuO_2 . Також слід зазначити, що після першого відпалу питомий опір швидко зменшується, але досягає насичення, коли час відпалу збільшується до 120 годин. Наголосимо, що явище насичення зміни опору при тривалому відпалі (120 год) узгоджується з даними про швидкість дифузії кисню в базисних площинах CuO_2 , яка становить близько $150 \text{ \AA}$ на добу [94].

Найбільш драматичні зміни під час відпалу зазнала конфігурація самого надпровідного переходу (Рис. 5.2). Відомо, що наслідком загартування є виникнення великої кількості неупорядкованих кисневих вакансій, що призводить до мікроскопічного фазового розшарування і формування ступінчастого резистивного переходу [94, 95, 120, 106]. Саме ці дефекти відповідають за підвищений питомий опір зразка S1. Ці фази характеризуються різним вмістом кисню та його впорядкуванням і, відповідно, мають різну T_c (Рис. 5.2). Перетин прямих ліній з віссю x показує, як визначалась T_c . Внаслідок кімнатного відпалу критична температура T_c монотонно зростає від 63.6 K для зразка S1 до $T_c = 72.7$ K для зразка S3 (Таблиця 5.1). Окрім зростання T_c , спостерігалася різке звуження

переходу — зменшення ширини резистивного переходу ΔT_c приблизно в 1.8 рази після відпалу.

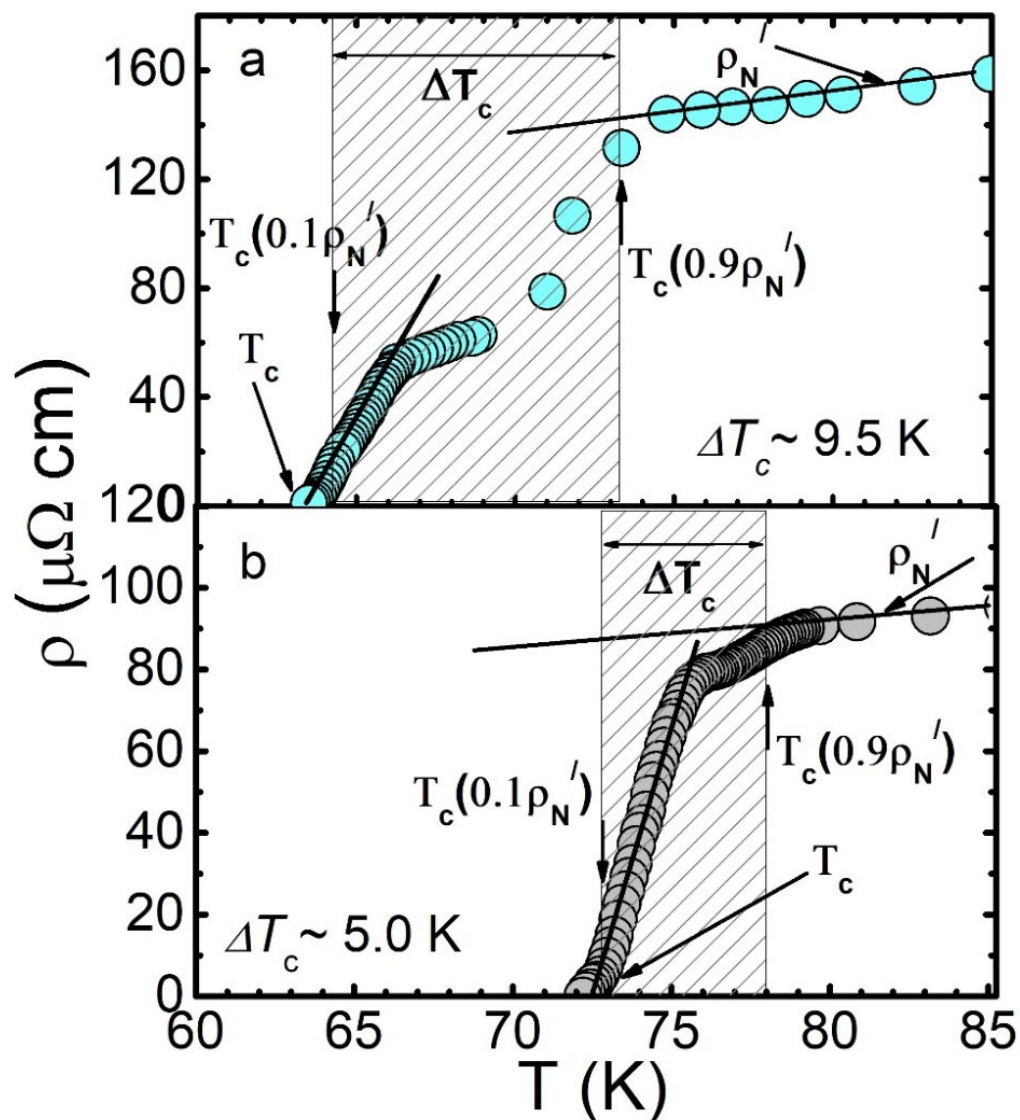


Рис. 5.2. Детальний вигляд ділянок надпровідних резистивних переходів для досліджуваних монокристалів $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.65}$ у двох крайніх етапах структурної релаксації. Панель (a) (бірюзові крапки) – температурна залежність для початкового загартованого стану зразка (S1). Панель (b) – (сірі крапки) представлено аналогічний перехід для цього ж зразка після завершення процесу тривалого кімнатного відпалу тривалістю 120 годин (S3).

Аналіз температурних залежностей похідної $dp(T)/dT$ виявив наявність низькотемпературних та високотемпературних піків на кривих, що є прямим свідченням співіснування двох різних надпровідних фаз із відмінними локальними концентраціями кисню [95, 155]. При збільшенні часу витримки інтенсивність високотемпературного піку пригнічувалася, що свідчить про гомогенізацію зразка (Рис. 5.2 b). Відповідно, двоступенева форма $\rho(T)$ практично зникає (рис. 5.2(b)), що свідчить про впорядкування кристалічної структури внаслідок перерозподілу кисню. Фізична природа зростання T_c та покращення макроскопічної провідності при відпалі може бути комплексною і включати такі механізми, як локальне впорядкування кисню у площинах CuO_2 [156], збільшення ефективної густини носіїв заряду n_f [157], а також зміну параметрів ґратки, зокрема міжатомних відстаней [158]. Можна зробити висновок, що зменшення $\rho(T)$ та збільшення T_c , що спостерігаються під час відпалу, зумовлені впорядкуванням лабільного кисню в площинах CuO_2 внаслідок дифузії, але без збільшення вмісту кисню.

5.2. Вплив відпалу на флуктуаційну провідність

Як видно на рисунку 5.1, при температурі відкриття ПЩ $T^* \gg T_c$, резистивні криві монокристалів $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.65}$ починають відхилятися вниз від лінійної залежності, характерної для високих температур, що є типовим для всіх ВТНП (див. Розділ 1). Фізичним наслідком такого відхилення є виникнення надлишкової провідності (або флуктуаційної провідності (ФЛП) біля T_c), яку можна визначити як різницю між експериментально виміряним питомим опором та екстрапольованим лінійним опором нормального стану, про що говорилося в Розділі 1 більш детально. Для кількісного аналізу цього явища використовується рівняння (1.1). У межах моделі локальних пар вважається, що як псевдощілина (ПЩ), так і надлишкова провідність $\sigma'(T)$ зумовлені процесом формування локальних пар (ЛП) при температурах, нижчих за T^* (див. Розділ 1)[25, 33, 51]. Властивості цих пар визначаються довжиною когерентності вздовж осі c , яка

залежить від зведеної температури $\varepsilon = (T - T_c^{mf})/T_c^{mf}$ (рівняння (1.3) як $\xi_c(T) = \xi_c(0)\varepsilon^{-1/2}$ [49, 88], (див. Підрозділ 3.2).

Тому визначальним параметром у цьому аналізі є критична температура в теорії середнього поля T_c^{mf} , яка розділяє область надпровідних флуктуацій від області критичних флуктуацій безпосередньо поблизу T_c [48, 88]. Для знаходження цього параметра був застосований метод Біслі, який передбачає побудову залежності $\sigma'^{-2} \sim \varepsilon \sim (T - T_c^{mf})/T_c^{mf}$ [48]. Зрозуміло, що при $T = T_c^{mf}$, величина σ'^{-2} прямує до нуля (див. Підрозділ 3.2). Надійність цього підходу підтверджена у численних експериментах із вивчення флуктуаційної провідності [25, 86, 89]. На Рис. 5.3 а,б представлено температурні залежності оберненого квадрата надлишкової провідності σ'^{-2} від T для зразків S1 та S3. Перетин екстрапольованих лінійних ділянок з віссю температур дозволив прецизійно визначити значення температури: $T_c^{mf} = 70.65$ К для вихідного загартованого зразка (S1), 73.88 К після 20 годин відпалу (S2) та 74.35 К після 120 годин відпалу (S3). Цікаво відзначити, що хоча на резистивних кривих після відпалу спостерігалось співіснування низькотемпературної (НТ) та високотемпературної (ВТ) фаз, лінійна екстраполяція обох фаз у цих координатах дає однакове значення T_c^{mf} .

Після того, як визначено T_c^{mf} , можна розрахувати ε і побудувати залежності σ' як функції ε , як зазвичай у подвійних логарифмічних координатах (Рис. 5.4). У безпосередній близькості до T_c , де довжина когерентності $\xi_c(T)$ перевищує розмір елементарної комірки вздовж осі c ($d = 11.68$ Å), локальні пари мають значні розміри та інтенсивно взаємодіють у всьому об'ємі зразка, утворюючи тривимірний (3D) стан. У цій температурній області флуктуаційна провідність описується класичним рівнянням Асламазова-Ларкіна для 3D систем (3D-АЛ) [20]: рівняння (1.2) (див. Підрозділ 1.4.2.).

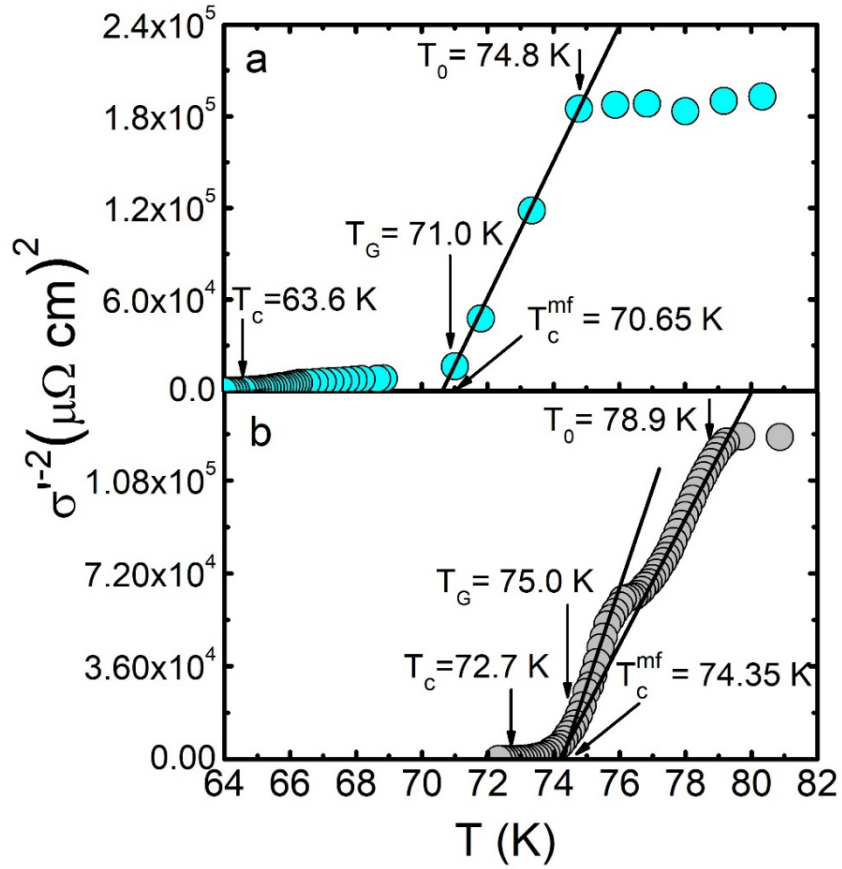


Рис. 5.3. Температурні залежності оберненого квадрата флуктуаційної (надлишкової) провідності $\sigma^{-2}(T)$ для вихідного загартованого зразка S1 (панель a, бірюзові символи) та відпаленого протягом 120 годин зразку S3 (панель b, сірі символи). Графіки побудовані за методом Біслі для точного визначення середньопольової критичної температури T_c^{mf} . Стрілками позначено: критичні температури: T_c , температуру Гінзбурга T_G та температуру 3D-2D кросовера T_0 .

Як видно з детального порівняння експерименту та теорії, представленого на Рис. 5.4, експериментальні дані (точки) для всіх зразків добре узгоджуються з теоретичними прямими 3D-АЛ (червоні лінії) в інтервалі від температури Гінзбурга T_G до температури кросовера T_0 . Значення температури 3D-2D кросовера T_0 становили 74.8 K (S1), 77.5 K (S2) та 78.9 K (S3). У цій точці довжина когерентності зменшується до величини d , що дозволяє обчислити ключовий мікроскопічний параметр системи — довжину когерентності вздовж осі c при нулі Кельвіна, за

допомогою рівняння (1.9). Застосування цього рівняння дало наступні значення $\xi_c(0)$: 2.82 Å для S1, 2.60 Å для S2 та 2.89 Å для S3 (Таблиця 5.1).

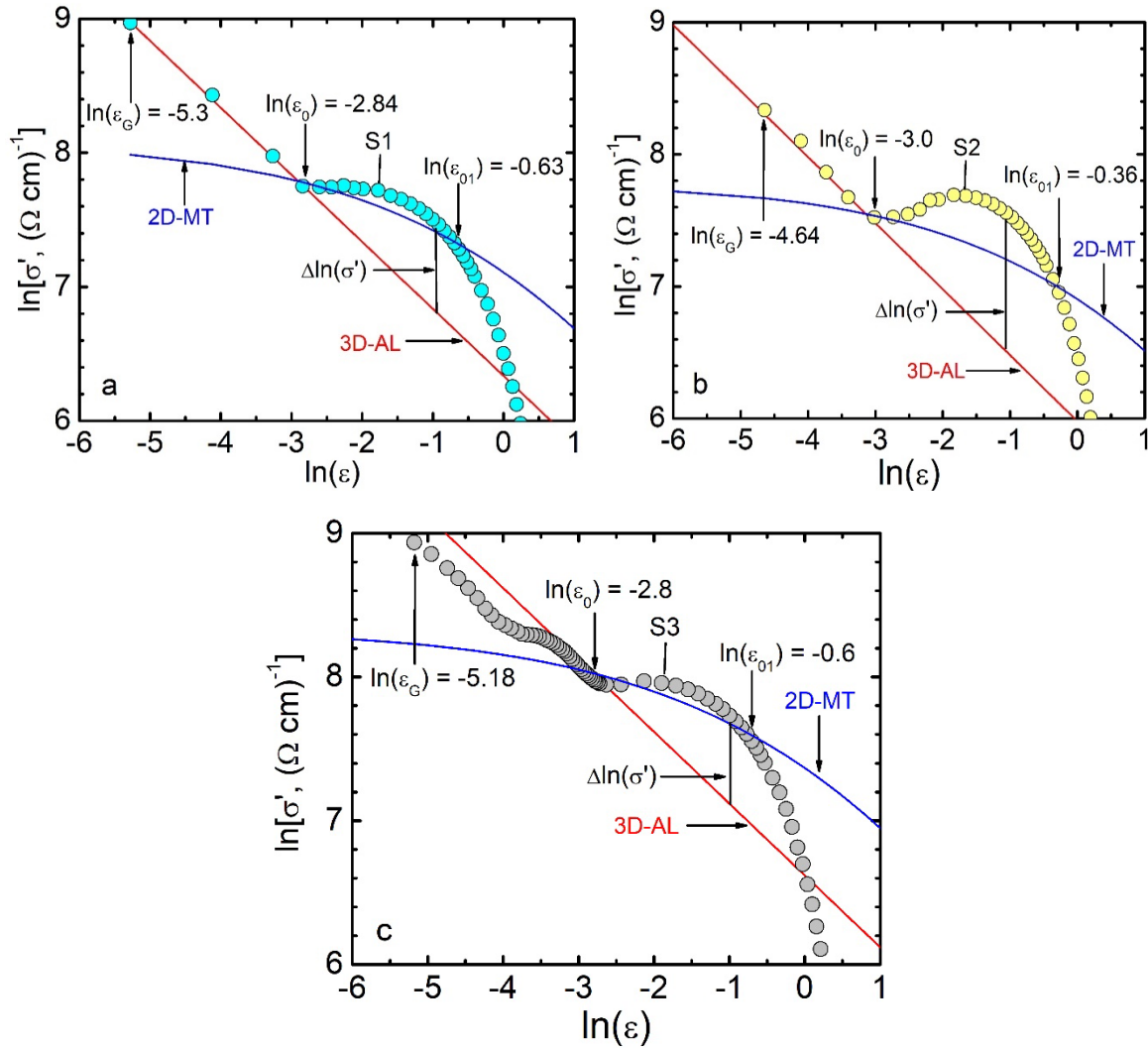


Рис. 5.4. Аналіз флуктуаційної (надлишкової) провідності в координатах $\ln \sigma'$ від $\ln \epsilon$ у зіставленні з класичними флуктуаційними теоріями для трьох етапів відпаду: S1 (панель a, бірюзові точки), S2 (панель b, жовті точки) та S3 (панель c, сірі точки). Суцільні червоні прямі відповідають тривимірної теорії Асламазова-Ларкіна (3D-АЛ), сині криві відповідають двовимірної теорії Макі-Томпсона (2D-MT). Вертикальними відрізками $\Delta \ln(\sigma')$ візуалізовано величину максимального відхилення експериментальних даних від екстрапольованих ліній 3D-АЛ.

Таблиця 5.1. Показники електрокінетичних властивостей та параметри надлишкової провідності монокристалічних зразків $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.65}$ залежно від тривалості структурної релаксації.

	$\rho(300\text{K}),$ $\mu\Omega(\text{cm})$	$\rho(100\text{K}),$ $\mu\Omega(\text{cm})$	T_c, K	T_c^{mf}, K	T_G, K	T_o, K	T_{01}, K	$\Delta \ln \sigma'$	$d_{01},$ $\text{\AA}$	$\xi_c(0),$ $\text{\AA}$
S1	751.5	192.1	63.6	70.65	71.0	74.8	108.2	0.68	3.87	2.82
S2	537.5	130.1	69.6	73.88	74.6	77.5	125.3	1.0	3.10	2.60
S3	451.5	112.1	72.7	74.35	75.0	78.9	113.4	0.60	3.90	2.89

При підвищенні температури вище T_0 умова $\xi_c(T) < d$ призводить до руйнування тривимірного режиму, і система переходить у двовимірний (2D) флуктуаційний режим. У цій області купратні площини CuO_2 все ще залишаються зв'язаними джозефсонівською взаємодією. Цей режим описується флуктуаційним внеском Макі-Томпсона (МТ) в рамках теорії Хікамі-Ларкіна (ХЛ) [49, 159, 160], рівняння (1.4). У якому рівнянні $\alpha = 2[\xi_c(0)/d]^2 \varepsilon^{-1}$ виступає параметром зв'язку між площинами, а δ — параметром розриву пар, що залежить від часу фазової релаксації (див. Підрозділ 1.4.2.). Вище за T_0 експериментальні дані на Рис. 5.4 демонструють відхилення вправо від прямої 3D-АЛ, слідуючи за теоретичними синіми кривими 2D-МТ. Однак, при досягненні ще вищої температури T_{01} , дані різко відхиляються вниз від будь-якої теоретичної моделі. Ця температура T_{01} фізично обмежує область надпровідних флуктуацій. Вище неї локальні пари виявляються жорстко обмеженими всередині провідних площин CuO_2 , відстань між якими становить d_{01} . Аналіз показав, що T_{01} дорівнює 108.2 К для S1, 125.3 К для S2 та 113.4 К для S3, що відповідає розрахованим відстаням між площинами d_{01} : 3.87 Å (S1), 3.10 Å (S2) та 3.90 Å (S3) (Таблиця 5.1).

Найбільш фундаментальним і несподіваним результатом дослідження став детальний аналіз аномальної поведінки зразків у області 2D флуктуацій, проілюстрований на Рис. 5.4. Якщо для загартованого зразка S1 (Рис.5.4 а)

максимальне відхилення експериментальних даних від екстрапольованої 3D-АЛ прямої становило $\Delta \ln \sigma' = 0.68$, та дані практично описуються теорією 2D-МТ, то для зразка S2 (Рис. 5.4 b) на проміжному етапі відпалу було зафіксовано аномально велике значення $\Delta \ln \sigma' = 1.0$. При такому великому відхиленні апроксимація даних за допомогою стандартної теорії 2D-МТ виявилася абсолютно неможливою. Така посиленна поведінка 2D флуктуацій є глибоко нетиповою для класичних купратів, але вона вражаюче нагадує поведінку магнітних надпровідників на основі FeSe та суперґраток з магнітними домішками YBCO-PrBCO [89, 161-163]. Фізична природа цієї аномалії криється у дуже великому магнітному моменті іонів гольмію $\mu_{eff} \approx 9.7 \mu_B$. У стані S2 процеси перерозподілу лабільного кисню знаходяться в активній фазі, що призводить до формування специфічних локальних конфігурацій, за яких магнітні моменти гольмію виявляються сильно некомпенсованими. Цей посилений локальний магнетизм генерує потужну магнітну взаємодію, яка радикально модифікує спектр флуктуаційної провідності та унеможливорює її опис у рамках стандартної теорії Макі-Томпсона.

Натомість, після 120 годин відпалу (зразок S3), процеси кисневої дифузії та структурної релаксації практично завершуються. Максимальне відхилення різко зменшується до $\Delta \ln \sigma' = 0.60$, і форма кривої на Рис. 5.4 с знову стає схожою на ту, що спостерігалася для вихідного зразка S1. Цей факт свідчить про те, що остаточне впорядкування кристалічної ґратки та кисневих атомів у площинах створює специфічний електронний або структурний екран, який частково екранує та компенсує згубний вплив некомпенсованих магнітних моментів гольмію. Завдяки цій структурній стабілізації, магнітна взаємодія пригнічується до рівня, який знову дозволяє адекватно описувати 2D флуктуації за допомогою стандартної теоретичної моделі 2D-МТ. Це відкриття яскраво демонструє складну та немонотонну конкуренцію між структурним впорядкуванням, магнітними взаємодіями та формуванням надпровідного стану у сильно корельованих системах.

5.4. Аналіз псевдощільності та еволюція її параметрів під час відпалу

Фундаментальна проблема мікроскопічного опису високотемпературних надпровідників у нормальному стані тісно пов'язана з фізичною природою псевдощільності. Як було зазначено раніше, класична теорія фермі-рідини Ландау виявляється нездатною пояснити аномалії електронного транспорту в купратах. У зв'язку з цим у сучасній літературі розглядається велика кількість не-фермі-рідинних моделей (див. Вступ). Однак наявність такого широкого спектра альтернативних феноменологічних підходів викликає обґрунтовані сумніви щодо великої кількості не-фермі-рідинних моделей та їхньої здатності побудувати універсальну картину явища [25, 33, 55]. Головним недоліком більшості існуючих концепцій є те, що вони не здатні надати прямого аналітичного виразу для розрахунку температурної залежності параметра псевдощільності $\Delta^*(T)$, який міг би бути безпосередньо верифікований в експерименті. Це критичне обмеження було успішно подолано в рамках розробленої моделі локальних пар [83, 164].

В основі моделі локальних пар лежить строге математичне рівняння для розрахунку надлишкової провідності $\sigma'(\epsilon)$, яке враховує баланс між динамікою формування спарених ферміонів (локальних пар) та їх термічним руйнуванням при температурах, що значно перевищують критичну температуру переходу в макроскопічний надпровідний стан. Це рівняння має вигляд (1.11). Вирішуючи Рів. (1.11) щодо ПЩ параметра $\Delta^*(T)$, знайдено рівняння для псевдощільності (Рів. 1.12). Нагадаємо, що в рамках аналізу ЛП-моделі всі параметри, що входять до цих рівнянь, можуть бути знайдені безпосередньо з експерименту (див. Розділ 1). T – поточна температура, з резистивних вимірів знаходимо T^* . Довжину когерентності $\xi_c(0)$ знаходимо з вимірювань ФЛП, $\sigma'(T)$ – це виміряна в експерименті надлишкова провідність. Невизначеними залишаються теоретичний параметр ϵ_{c0}^* , величина ПЩ за температури Гінзбурга $\Delta^*(T_G)$ і скейлінговий коефіцієнт A_4 .

Для коректного застосування рівнянь (1.11, 1.12) необхідно прецизійно визначити теоретичний параметр ε_{c0}^* [96]. Цей параметр знаходиться з аналізу експериментальних даних у проміжному температурному інтервалі, де виконується експоненційна залежність $\sigma'^I \sim \exp(\varepsilon)$. На Рис. 5.5 детально зображено температурну залежність $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$ для вихідного загартованого зразка S1 у всьому температурному інтервалі від T^* до T_G . На вставці до цього рисунка показано графік залежності $\ln(1/\sigma')$ від зведеної температури ε . Як уже зазначалося у попередніх Розділах, завжди спостерігається лінійна ділянка зворотний нахил якої $\alpha^* = 1.56$ визначає ε_{c0}^* . Відповідно, шуканий теоретичний параметр становить $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha^* = 0.64$. Цей алгоритм був аналогічно застосований і для інших станів зразка під час відпалу.

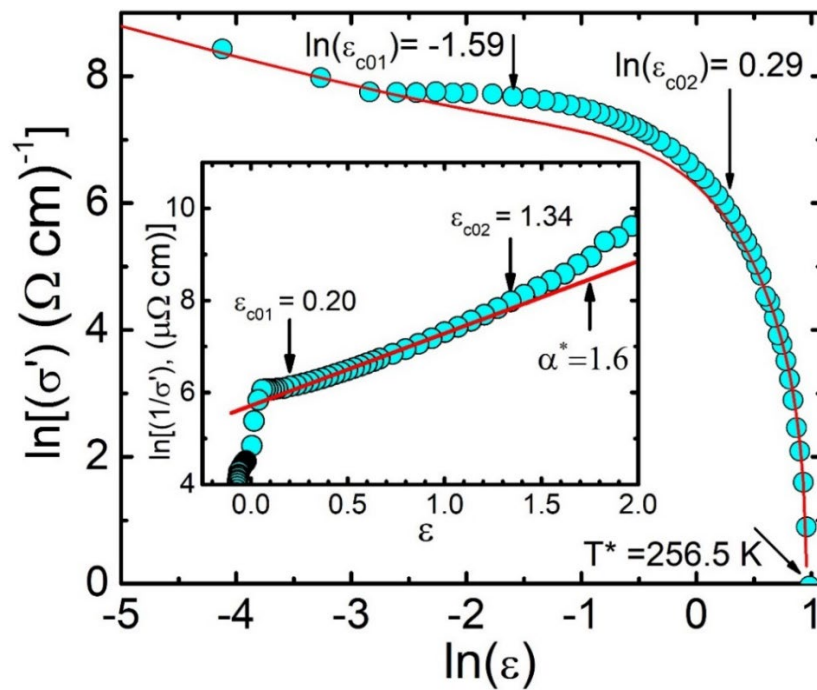


Рис. 5.5. Температурна залежність флуктуаційної (надлишкової) провідності у координатах $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$ для вихідного загартованого зразка S1 (бірюзові точки). Дані представлено для всього температурного інтервалу від T^* до T_c^{mf} . Суцільна червона крива демонструє результати теоретичної апроксимації експериментальних даних за рівнянням (1.12). На вставці наведено залежність $\ln(1/\sigma')$ від зведеної температури ε .

Наступним етапом аналізу є знаходження величини псевдощільності при найнижчій температурі флуктуаційної області — температурі Гінзбурга T_G . В аналізі використовується фундаментальне припущення $\Delta^*(T_G) = \Delta(0)$ [129, 130]. На Рис. 5.6 графічно проілюстровано залежність $\ln\sigma'$ від оберненої температури $1/T$ для зразка S1 (основна панель) та для зразка після 120 годин відпалу S3 (на вставці).

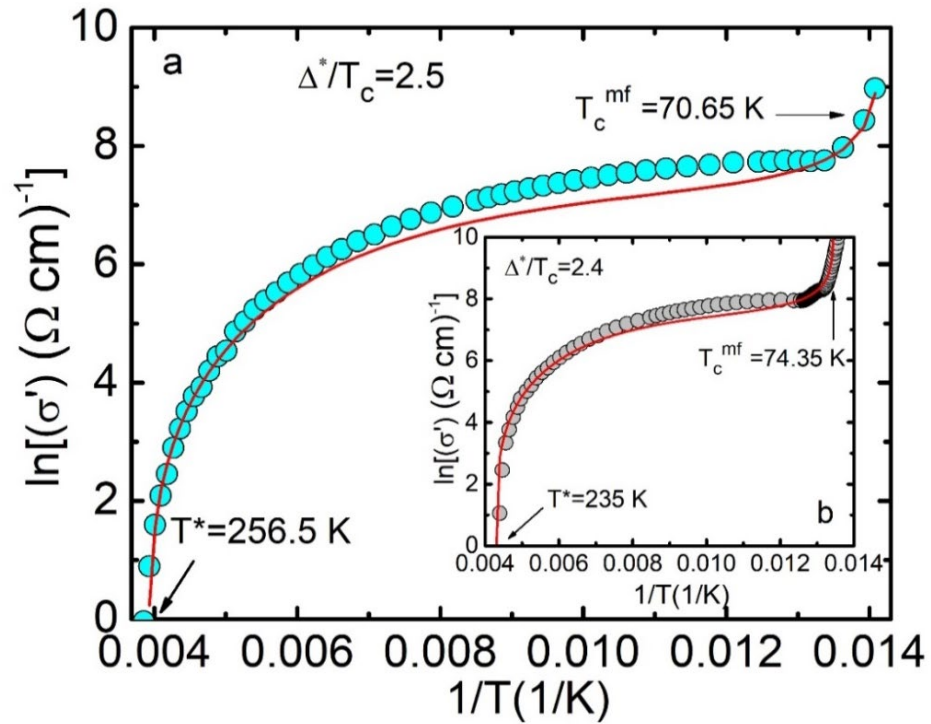


Рис. 5.6. Залежність логарифма надлишкової провідності $\ln\sigma'$ від оберненої температури $1/T$ у всьому діапазоні від T^* до T_G . Дані наведено для двох контрастних структурних станів: вихідного загартованого зразку без відпалу S1 (основна панель, бірюзові точки) та повністю релаксованого зразка після 120 годин відпалу S3 (вставка, сірі точки). Суцільні теоретичні червоні лінії побудовані за допомогою рівняння (1.11).

Червоні суцільні криві демонструють теоретичну апроксимацію експериментальних точок за рівнянням (1.11) моделі локальних пар аж до температури T_G . Як видно з графіка, точність узгодження експерименту та теорії критично залежить від параметра БКШ $D^* = 2\Delta(0)/k_B T_c = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c$. Для

вихідного загартованого зразка S1 ідеальна збіжність досягається при значенні $D^* = 5$, що є абсолютно типовим значенням для купратів [153]. Після завершення релаксаційних процесів (зразок S3), структурне впорядкування кристалічної ґратки дещо змінює електронний спектр, і оптимальним параметром стає $D^* = 4.8$ (Таблиця 5.2).

Таблиця 5.2. Еволюція параметрів псевдощільни у монокристалічних зразках $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.65}$ під впливом впорядкування.

	T^* , К	α	ε_{c0}^*	C_{3D}	A_4	D^*	$\Delta^*(T_G)$, К	$\Delta^*(T_{max})$, К	T_{max1} , К	T_{max2} , К	ΔT_{max} , К
S1	256.5	1.57	0.64	2.1	26	2.5	156.1	190.1	199.7	214.5	14.8
S2	238	1.4	0.71	1.35	20	2.5	170.5	221.9	202.7	217.5	14.8
S3	235	1.5	0.67	2.85	40	2.4	189.3	232.8	200.2	215.0	14.8

Після визначення параметрів ε_{c0}^* та $\Delta^*(T_G)$, потрібно визначити масштабний коефіцієнт A_4 у Рівнянні (1.11). Як і у попередніх Розділах, A_4 розраховувався шляхом оптимізації експериментальних даних $\ln\sigma'$ від $\ln\varepsilon$ в інтервалі від T^* до T_G для кожного часу відпалу (ці теоретичні апроксимації показані суцільними червоними кривими на Рис. 5.5 та Рис. 5.6). Для забезпечення коректності вибору коефіцієнта A_4 , теоретична крива поєднується з експериментальними даними в області 3D флуктуацій безпосередньо поблизу T_c , де залежність $\ln\sigma'$ від $\ln\varepsilon$ має строго лінійний характер із нахилом $\lambda = -1/2$ (Рис. 5.5). Важливо підкреслити, що отримане Рівняння (1.11), враховуючи повний набір знайдених параметрів, чудово апроксимує поведінку надлишкової провідності $\sigma'(T)$ у всьому інтервалі температур від T^* до T_G при всіх рівнях відпалу. Це беззаперечно підтверджує універсальність та адекватність застосованого теоретичного підходу.

Отримавши повний набір параметрів, були розраховані температурні еволюції псевдощілинного стану при різних рівнях відпалу. На Рис. 5.7 наведено температурні залежності псевдощілини $\Delta^*(T)$ для всіх досліджуваних рівнів відпалу (S1, S2, S3). Наприклад, залежність $\Delta^*(T)$ для S1 отримана з наступним набором параметрів, отриманих з експерименту в рамках ЛП-моделі: $T^* = 256,5$ К, $T_c^{mf} = 70,7$ К, $\xi_c(0) = 2.82$ Å, $\varepsilon_{c0}^* = 64$, $A_4 = 26$. Графік (5.7) є центральним для розуміння взаємодії надпровідності та магнетизму в досліджуваній системі. Відзначимо, що отримані залежності $\Delta^*(T)$ виявилися дуже цікавими, несподіваними та інформативними.

Отримана для загартованого зразка S1 форма $\Delta^*(T)$ (Рис. 5.7 а, бірюзові точки) з відносно широким високотемпературним максимумом при $T_{max} = 239,5$ К, за якою слідує ділянка лінійної залежності $\Delta^*(T)$ з помірним позитивним нахилом $\alpha_{max} = d\Delta^*/dT = 1,16 \pm 0,01$ (червона лінія), є типовою для слабо легованих монокристалів ВТНП, що містять різні дефекти, включаючи границі двійників (ГРД). Це підтверджує наше вищезгадане припущення про численні дефекти в загартованому кристалі.

Низькотемпературна поведінка $\Delta^*(T)$ в S1 з мінімумом при T_{0l} , максимумом приблизно при T_0 та кінцевим мінімумом при T_G також характерна для всіх ВТНП (див. Рис. 3.12 при $B=0$). Діапазон НП флуктуацій $\Delta T_{fl} = T_{0l} - T_G = 37,2$ К є досі великим, але порівнянним з ΔT_{fl} , отриманим для слабо легованих монокристалів YBCO з ГРД.61 Особливістю, що зустрічається лише на монокристалах HoBCO, є поява двох локальних максимумів $T_{max1} = 199,7$ К та $T_{max2} = 214,5$ К відстань між якими становить $\Delta T_{max} = 14.8$ К і, як було виявлено, не змінюється під відпалом.

Кардинальні зміни поведінки $\Delta^*(T)$ відбуваються на проміжному етапі відпалу (зразок S2, 20 годин відпалу) (Рис. 5.7 б, жовті точки). Температура відкриття ПЩ зменшується до $T^* = 238$ К. Форма кривої радикально трансформується: широка лінійна ділянка зникає, а високотемпературний нахил

демонструє різке, аномальне зростання до значення $\alpha_{max} = 4.0$, тобто в 3.5 рази крутіший, ніж у S1. В області більш низьких температур S2 теж демонструє досить специфічну $\Delta^*(T)$ з вираженим широким мінімумом при $T_{01} \approx 125,3$ К. Це призводить до аномально великого діапазону НП флуктуацій, $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G$, приблизно на 50 К вище T_c . Крім того, два максимуми при T_{max1} та T_{max2} виглядають більш вираженими та дещо зміщеними в бік вищих температур. Але $\Delta T_{max} = 14.8$ К, що дивно, не змінюється. Беручи до уваги результати дослідження ФЛП (рис. 5.4 (b)), ми пов'язуємо цю форму $\Delta^*(T)$ зі збільшеним магнетизмом некомпенсованих магнітних моментів Но.

При подальшому відпалі до 120 годин зразок S3 (Рис. 5.7 с, сірі точки) демонструє $\Delta^*(T)$ яка характерна для монокристалів НоВСО з упорядкованими дефектами, [26,34], що дозволяє зробити висновок, що після п'яти днів відпалу дифузія кисню майже припинилася. Дійсно, температура T^* стабілізується на рівні 235 К, мінімум при $T_{01} = 113,4$ К вже не такий глибокий, а високотемпературні максимуми не такі виражені, як для S2. Водночас, діапазон НП флуктуацій $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G$ зменшився до 38.4 К і температури цих максимумів $T_{max1} = 202,2$ К та $T_{max2} = 215,0$ К у цьому випадку майже такі ж, як і для загартованого зразка S1 (рис. 5.7 а). Це дозволяє нам зробити наступний висновок що впорядкований кисень дещо екранує магнітну взаємодію в кристалі. З іншого боку, загалом, форма залежності $\Delta^*(T)$ помітно відрізняється від форми S1. Значення $\Delta^*(T_G)$, яке поступово збільшується під час відпалу, досягає максимального значення 189,3 К для S3 (Таблиця 5.2). Крім того, мінімум при T_{01} все ще досить виражений і, що ще важливіше, нахил даних при високій температурі $\alpha_{max} = 4,0$, позначений на рисунку червоною лінією, такий самий, як і для S2. Важливо відзначити, що незважаючи на структурні перетворення, у тому числі можливий вплив явища, відомого як висхідна дифузія [106], енергетична відстань між локальними максимумами залишається строго незмінною, а саме: $\Delta T_{max} = 14.8$ К у всіх трьох станах.

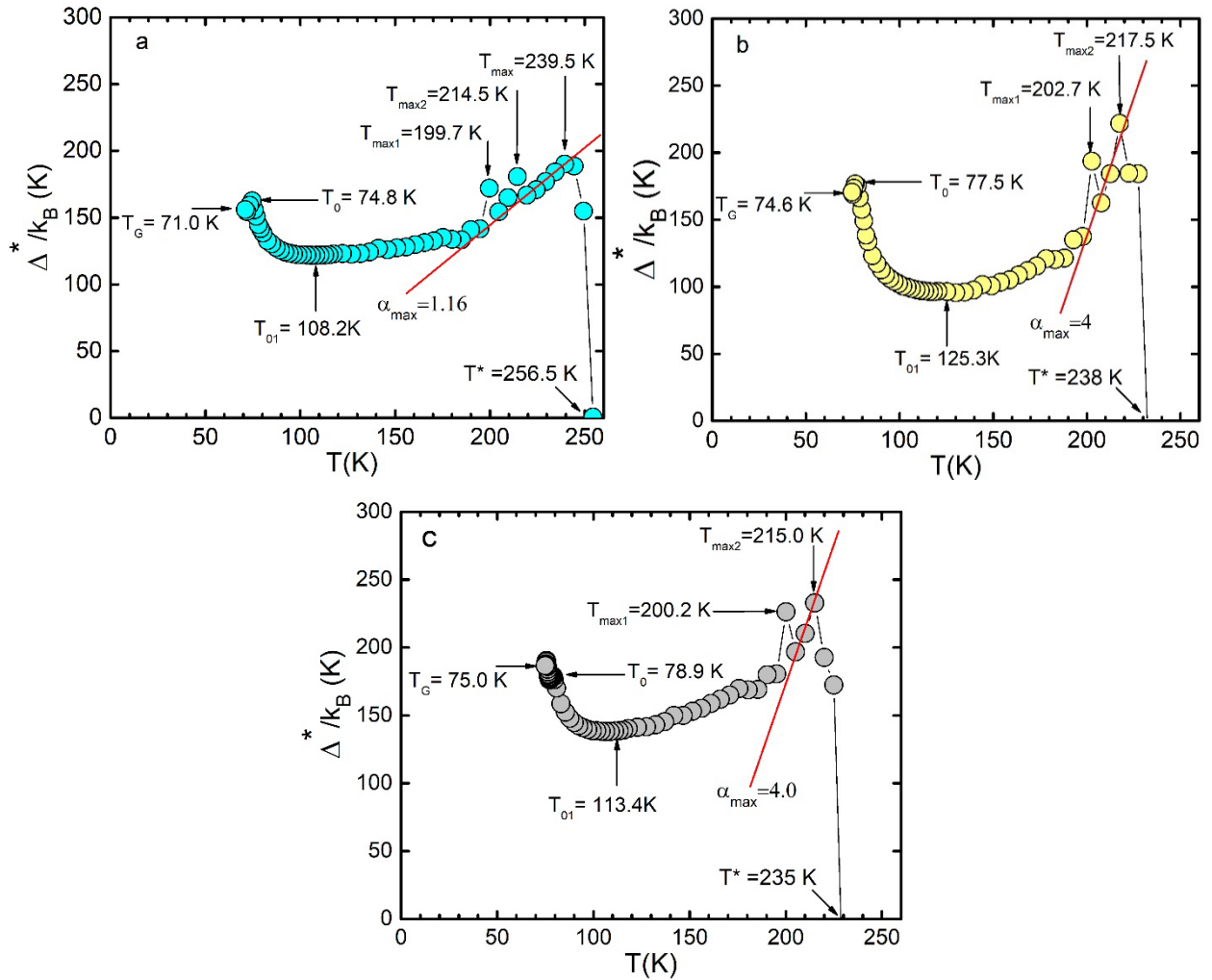


Рис. 5.7. Температурні залежності параметра псевдощілини $\Delta^*(T)/k_B$, розраховані в рамках моделі локальних пар за рівнянням (1.12). Еволюцію ПЩ стану детально показано для трьох етапів кімнатного відпалу: (а) загартований зразок S1 (бірюзові крапки), (б) проміжний стан релаксації, зразок S2 (жовті крапки) та (с) відпалений протягом 120 годин зразок S3 (сірі крапки). Усі характерні температури, включаючи T^* та локальні максимуми, відмічено стрілками. Суцільні червоні прямі візуалізують кут нахилу кривих у високотемпературній області (α_{max}). Чорні суцільні лінії наведено як візуальні орієнтири.

Аномалія різкого збільшення нахилу до $\alpha_{max} = 4.0$ вимагає глибокого фізичного обґрунтування. Магнітний максимум не спостерігається у немагнітних ітрієвих купратах, однак він є типовим для систем із сильною внутрішньою

магнітною взаємодією. На Рис. 5.8 представлено пряме порівняння нормованої кривої $\Delta^*(T)/\Delta^*_{max}$ для повністю відпаленого зразка S3 із даними для сильно магнітної суперґратки SL3 (7YBCO $\times$ 14PrBCO). З графіка очевидно, що нахили кривих при високих температурах збігаються ідеально. Крім того, подібні значення α_{max} фіксуються у надпровідниках на основі пниктидів заліза (типу SmFeAsO_{0.15}).

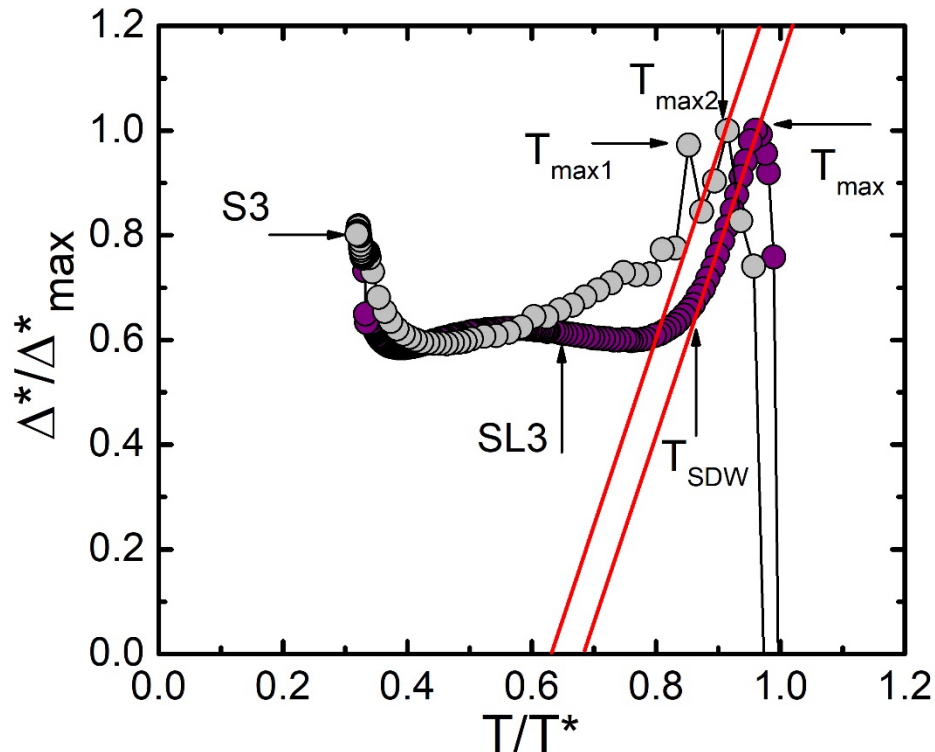


Рис. 5.8. Порівняльний аналіз нормованого параметра псевдощільності $\Delta^*(T)/\Delta^*_{max}$ від зведеної температури T/T^* . На графіку зіставлено дані для досліджуваного монокристала $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.65}$ після 120 годин відпалу (зразок S3) та для еталонної сильно магнітної суперґратки 7YBCO $\times$ 14PrBCO (зразок SL3 [90]). Характерні температури для обох систем позначено стрілками. Червоні прямі ілюструють кут нахилу високотемпературних ділянок експериментальних кривих. Чорні лінії з'єднують точки для кращого сприйняття форми залежностей.

Цей беззаперечний експериментальний факт прямо вказує на те, що великі некомпенсовані магнітні моменти іонів гольмію ($\mu_{eff} \approx 9.7\mu_B$) індукують у системі

потужну антиферомагнітну кореляцію. Як наслідок, по аналогії с пниктидами, у нормальному стані монокристалів $HoBCO$ можуть виникати хвилі спінової густини (SDW) як механізм магнітної взаємодії, відповідальний за НП спарювання [75, 165-168]. Відповідно, кімнатний відпал, стимулюючи перерозподіл кисню, виступає каталізатором посилення SDW, що і відображається у стрімкому зростанні параметра α_{max} .

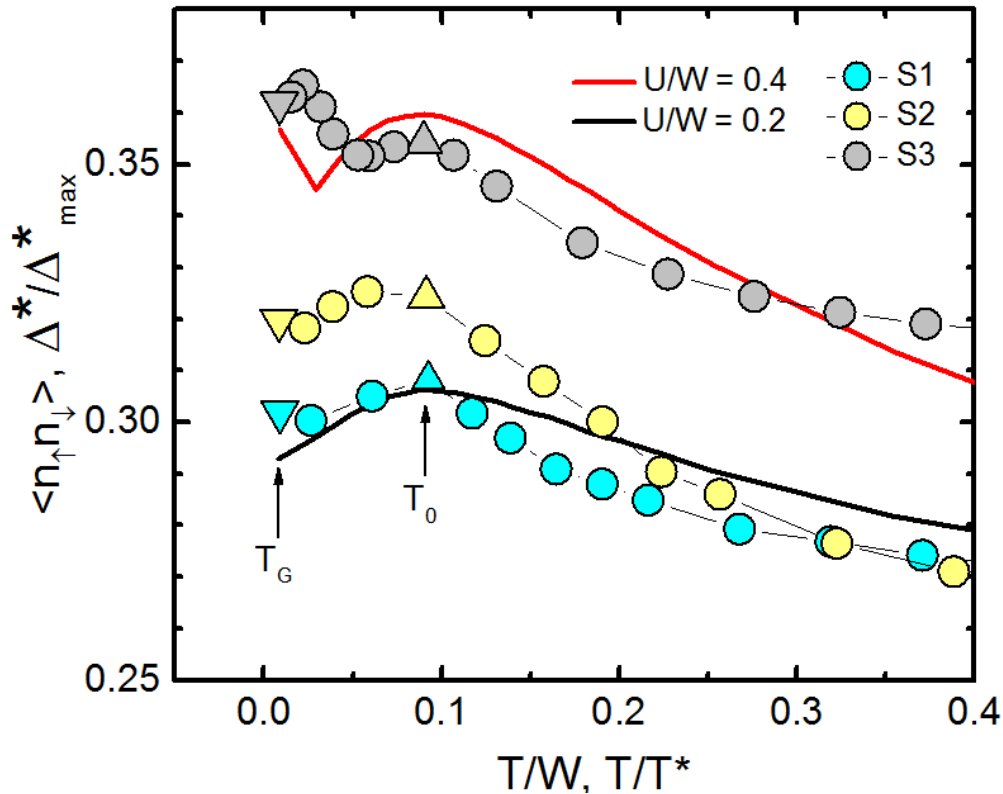


Рис. 5.9. Експериментальні залежності Δ^*/Δ^*_{max} від T/T^* для трьох досліджуваних зразків: S1 (бірюзові крапки), S2 (жовті крапки) та S3 (сірі крапки) у порівнянні з ефективною густиною спарених носіїв заряду $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle$ з мікроскопічної теорії Пітерса-Бауера. Експериментальні дані зіставляються з теоретичними кривими як функціями T/W при відповідних значеннях параметра кулонівської взаємодії $U/W = 0.2$ (чорна суцільна крива) та 0.4 (червона суцільна крива). Трикутниками вказано положення температури кросовера T_0 ($\blacktriangle$) та температури Гінзбурга T_G ($\blacktriangledown$).

Нарешті, для з'ясування мікроскопічної природи підвищення критичної температури під час відпалу був проведений аналіз із залученням мікроскопічної теорії. На Рис. 5.9 зображено порівняння експериментальних нормованих кривих $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ для зразків S1, S2 та S3 із теоретичними кривими, які пропонує теорія Пітерса-Бауера [51]. Згідно з цією теорією, густина спарених носіїв заряду (локальних пар) $\langle n\uparrow n\downarrow \rangle$, розрахована в рамках тривимірної моделі Хаббарда, є функцією температури T/W , взаємодії U/W та коефіцієнта заповнення, де W — ширина енергетичної зони. Форма псевдощільни $\Delta^*/\Delta^*_{\max}$ як функція T/T^* в низькотемпературній області поблизу T_c збігається з формою теор-кривих показаних суцільними лініями при $U/W=0.2$ (чорна крива) та $U/W = 0.4$ (червона крива). Видно, що $\Delta^*/\Delta^*_{\max}(T/T^*)$ пропорційна ефективній густині спарених носіїв заряду. Відомо, що типове значення $\langle n\uparrow n\downarrow \rangle \approx 0.3$ для ВТНП [134, 169] є характерним для оптимально легованих систем. Розрахунки показали, що для вихідного загартованого зразка (S1) розрахункова густина локальних пар становить $\langle n\uparrow n\downarrow \rangle \approx 0.30$. У процесі структурної релаксації під час відпалу ця величина монотонно зростає: до $\langle n\uparrow n\downarrow \rangle = 0.33$ для проміжного стану S2 та досягає $\langle n\uparrow n\downarrow \rangle \approx 0.366$ для повністю відпаленого стану S3. Таке динамічне збільшення густини локальних пар через дифузію кисню під час відпалу [157, 170] є прямим наслідком впорядкування лабільного кисню у базисних площинах CuO_2 . Відповідно, саме це мікроскопічне зростання густини локальних пар $\langle n\uparrow n\downarrow \rangle$ дає вичерпне фізичне пояснення макроскопічному факту — експериментально зафіксованому зростанню критичної температури T_c на 9 K у процесі кімнатного відпалу.

Висновки до Розділу 5

У п'ятому розділі дисертаційної роботи наведено результати комплексного експериментального дослідження та глибокого теоретичного аналізу транспортних властивостей і параметрів нормального стану високотемпературних надпровідників на основі гольмію. На підставі отриманих даних сформульовано такі підсумкові положення:

1. Вперше досліджено вплив кімнатного відпалу на транспортні властивості слабологованих ($T_c = 63,6$ K) монокристалів $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Виявлено, що стимульовані відпалом процеси дифузії кисню та загальна структурна релаксація в об'ємі ґратки призводять до суттєвого зменшення нормального електричного опору зразків, та монотонного зростання критичної температури надпровідного переходу T_c на ~ 9 K.

2. Виявлено велике аномальне зростання 2D флуктуацій, для зразка на проміжному етапі відпалу (зразок S2, відпал 20 годин), що принципово унеможливило використання стандартної теоретичної моделі Макі-Томпсона для їх апроксимації. Доведено, що ця аномалія пов'язана з посиленням впливу некомпенсованих магнітних моментів іонів гольмію ($\mu_{eff} \approx 9.7\mu_B$), які вивільняються під час перерозподілу лабільного кисню.

3. Встановлено, що після тривалого відпалу (120 годин, зразок S3) надмірний вплив магнітних моментів гольмію частково екранується впорядкованою кисневою підсистемою, що повертає поведінку 2D флуктуацій до режиму, який знову адекватно описується теорією 2D-MT.

4. Виявлено, що температурні залежності псевдощільності $\Delta^*(T)$ демонструють вузький максимум при високих T з двома додатковими максимумами на зростаючій лінійній ділянці, що виявляється типовим для монокристалів $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Доведено, що відстань між цими максимумами не залежить від часу відпалу.

5. Показано, що при збільшенні часу відпалу (зразки S2 та S3) нахил лінійної ділянці при високих T зростає у 3,5 рази. Доведено, що цій нахил збігається з відповідним нахилом $\Delta^*(T)$ інших магнітних надпровідників, що підтверджує його магнітну природу і вказує на можливість формування хвиль спінової густини (SDW) у псевдощільнинному стані $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

6. З порівняльного аналізу з теорією Пітерса-Бауера встановлено зростання густини носіїв заряду (локальних пар), що може пояснювати зростання критичної температури T_c у процесі відпалу.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі вирішено важливе наукове завдання — встановлено закономірності еволюції псевдощільного стану, флуктуаційної провідності та механізмів спарювання носіїв заряду в купратних високотемпературних надпровідниках систем $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $\text{Y}_{1-x}\text{P}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ під впливом зовнішніх факторів (сильного магнітного поля, високого гідростатичного тиску та структурної релаксації). На основі проведеного комплексу експериментальних досліджень та теоретичного аналізу в рамках моделі локальних пар отримано такі основні результати:

1. Вперше виявлено несподіваний вплив магнітного поля на псевдощільну у плівках YBCO при високих T , водночас жодного впливу на опір у нормальному стані немає. Таким чином доведено, що магнітне поле порізному взаємодіє з нормальними електронами, що відповідають за опір, та локальними парами, що відповідають за псевдощільну, що підтверджує існування локальних пар у ВТНП.
2. Вперше показано, що польові залежності довжини когерентності вздовж осі $-c$, $\xi_c(0)$, псевдощільни при температурі Гінзбурга $\Delta^*(T_G)$ і числа Гінзбурга Gi лінійні, але змінюють нахил при $B \geq 1$ Тл. Доведено, що лінійні залежності у полі від 0 до 1 Тл обумовлені ефектом руйнування пар магнітним полем, а при $B > 1$ Тл — взаємодією поля з двовимірною ґраткою магнітних вихорів Абрикосова, сформованої в надпровіднику магнітним полем.
3. Вперше спостерігалось восьмиразове збільшення числа Гінзбурга $Gi(B)$, на основі аналізу якого з'ясовано необхідність трикратного зменшення довжини когерентності в площині ab $\xi_{ab}(0)$, що призводить до несподіваного результату: $\xi_c(0) = \xi_{ab}(0)$ при $B \sim 9$ Тл і дозволяє зробити фундаментальний висновок щодо магнітоіндукованої ізотропізації куперівських пар.
4. Вперше виявлено немонотонний вплив тиску на властивості монокристалів YPrBCO. При малих P тиск стимулює збільшення впливу дефектів, створюваних магнітними домішками PrBCO, при цьому параметр ПЩ $\Delta^*(T_G)$ швидко зменшується, а магнітний максимум при $T_m \approx 150$ К пригнічується. При збільшенні P $\Delta^*(T_G)$ помітно зростає, а магнітний максимум при $P = 1.1$ ГПа стає ще більш вираженим, що вказує на упорядкування структури та екранування впливу магнітних дефектів.

5. Вперше виявлено аномальне зростання 2D флуктуацій у слабо допованому монокристалі HoBCO на проміжному етапі відпалу і доведено, що ця аномалія пов'язана з посиленням впливу некомпенсованих магнітних моментів гольмію ($\mu_{\text{eff}} \approx 9.7\mu\text{B}$), які вивільняються під час перерозподілу лабільного кисню, однак тривалий відпал призводить до впорядкування кисневої підсистеми та частково екранує надмірний вплив магнітних моментів гольмію, що суттєво зменшує зростання 2D флуктуацій.
6. Вперше виявлено, що температурні залежності псевдощільності $\Delta^*(T)$ демонструють вузький максимум при високих T з двома додатковими максимумами на зростаючій лінійній ділянці, відстань між якими не залежить від часу відпалу. З'ясовано, що при збільшенні часу відпалу нахил лінійної ділянці при високих T зростає у 3,5 рази і збігається з відповідним нахилом $\Delta^*(T)$ інших магнітних надпровідників, що підтверджує його магнітну природу і вказує на можливість формування хвиль спінової густини (SDW) у псевдощільному стані $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

ПЕРЕЛІК ЛІТЕРАТУРИ

1. A. S. Kolisnyk, M. V. Shytov, E. V. Petrenko, A. V. Terekhov, L. V. Bludova, A. Sedda, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, Effect of a magnetic field up to 9 T on the temperature dependence of the pseudogap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films. *Low Temperature Physics*, **52**, 3–17 (2026).
2. A. L. Solovjov, L. V. Bludova, A. S. Kolesnik, E. V. Petrenko, N. V. Shytov, A. Sedda, E. Lähderanta, D. Sergeyev, R. V. Vovk, Hydrostatic pressure effect on the pseudogap in $\text{Y}_{0.77}\text{Pr}_{0.23}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. *Low Temperature Physics*, **52**, 475–487 (2026).
3. A. L. Solovjov, A. S. Kolesnik, E. Lähderanta, R. V. Vovk, K. Rogacki, Unusual behavior of pseudogap in high-temperature superconductors under the influence of external factors. Part II (Review article). *Low Temperature Physics*, **51**, 1406–1426 (2025).
4. A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, E. V. Petrenko, Yu. A. Kolesnichenko, S. Dzhumanov, R. V. Vovk, Effects of annealing on the fluctuation conductivity and pseudogap in slightly doped $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. *Low Temperature Physics*, **49**, 108–119 (2023).
5. P. Drozdov, P. P. Kong, V. S. Minkov, S. P. Besedin, M. A. Kuzovnikov, S. Mozaffari, L. Balicas, F. F. Balakirev, D. E. Graf, V. B. Prakapenka, E. Greenberg, D. A. Knyazev, M. Tkacz and M.I. Eremets, Superconductivity at 250 K in lanthanum hydride under high pressures. *Nature*, **569**, 528-531 (2019).
6. F. Foong, B. Bedard, Q. L. Xu, and S. H. Liou, C-axis oriented (Hg,Ti) based superconducting films with $T_c = 125$ K. *Applied Physics Letters*, **68**, 1153-1155, (1996).

7. Y. Moriwaki, T. Sugano, C. Gasser, A. Fukuoka, K. Nakanishi, S. Adachi, and K. Tanabe, Epitaxial $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ films on SrTiO_3 substrates prepared by spray pyrolysis technique. *Applied Physics Letters*, **69**, 3423- 3425, (1996).
8. R. L. Meng, B. Hickey, Y. Q. Wang, Y. Y. Sun, L. Gao, Y. Y. Xue, and C. W. Chu, Processing of highly oriented $(\text{Hg}_{1-x}\text{Re}_x)\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ tape with $x = 0.1$. *Applied Physics Letters*, **68**, 3177-3179, (1996).
9. L. Gao, Y. Y. Xue, F. Chen, Q. Xiong, R. L. Meng, D. Ramirez, C. W. Chu, J. H. Eggert and H. K. Mao, Superconductivity up to 164 K in $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{m-1}\text{Cu}_m\text{O}_{2m+2+\delta}$ ($m=1, 2$ and 3) under quasihydrostatic pressures. *Physical Review B*, **50**, 4260-4263, (1994).
10. A. P. Drozdov, M. I. Erements, I. A. Troyan, V. Ksenofontov and S. I. Shylin, Conventional superconductivity at 203 kelvin at high pressures in the sulfur hydride system. *Nature*, **525**, 73-67, (2015).
11. Maddury Somayazulu, Muhtar Ahart, Ajay K. Mishra, Zachary M. Geballe, Maria Baldini, Yue Meng, Viktor V. Struzhkin, and Russell J. Hemley, Evidence for Superconductivity above 260 K in Lanthanum Superhydride at Megabar Pressures. *Physical Review Letters*, **122**, 027001, (2019).
12. R. J. Cava, Structural chemistry and the local charge picture of copper oxide superconductors. *Science*, **243**, 656-662, (1990).
13. M. Asta, D. de Fontaine, G. Ceder, E. Salomons, M. Kraitichman, One- and two-dimensional oxygen ordering in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, *J. Less. Common Metals*, **168**, 39-51, (1991).
14. K. W. Wong, W. Y. Ching, Wong K. W. Theory of simultaneous excitonic-superconductivity condensation II: Experimental evidence and stoichiometric interpretations. *Physica C: Superconductivity*, **158**, 15-31, (1989).

- 15.M.R. Norman, D. Pines and C. Kallin, The pseudogap: friend or foe of high T_c . Adv. Phys., **54**, 715, (2005).
- 16.Y.Iye, Y. Transport properties of high- T_c cuprates, Phys. Properties of High-Temp. Superconductors. – Ed. D. M. Ginsberg. – Singapore: World Scientific, **3**, 285-361, (1992).
- 17.Ed. K. H. Bennemann and J. B. Katterson, The Physics of Superconductors. Conventional and High- T_c superconductors. – Berlin: Springer, **1**, 96, (2003).
- 18.J. Paul Attfield, Chemistry and high temperature superconductivity. Journal of Materials Chemistry, **21**, 4756, (2011).
- 19.Y. Ando, S. Komiya, K. Segawa, S. Ono, and Y. Kurita, Electronic Phase Diagram of High- T_c Cuprate Superconductors from a Mapping of the In-Plane Resistivity Curvature. Phys. Rev. Lett., **93**, 267001, (2004).
- 20.L.G. Aslamazov and A. L. Larkin, The influence of fluctuation pairing of electrons on the conductivity of the normal metal. Phys. Lett., **26A**, 238-239, (1968).
- 21.L. Taillefer, Scattering and Pairing in Cuprate Superconductors, Annual Rev. of Condens. Matter Phys., **1**, 51-70, (2010).
- 22.B.P. Stojkovic, D. Pines, Theory of the longitudinal and Hall conductivities of the cuprate superconductors. Phys. Rev. B., **55**, 8576 – 8595, (1997).
- 23.A. A. Kordyuk, Pseudogap from ARPES experiment: three gaps in cuprates and topological superconductivity. Low Temp. Phys. **41**, 417–444 (2015).
- 24.Rui-Hua He, M. Hashimoto, H. Karapetyan, J. D. Koralek, J. P. Hinton, J. P. Testaud, V. Nathan, Y. Yoshida, Hong Yao, K. Tanaka, W. Meevasana, R. G. Moore, D. H. Lu, S.-K. Mo, M. Ishikado, H. Eisaki, Z. Hussain, T. P. Devereaux, S. A. Kivelson, J. Orenstein, A. Kapitulnik, Z.-X. Shen, From a single-band metal

- to a high-temperature superconductor via two thermal phase transitions. *Science*, **331**, 1579-1583, (2011).
25. A. L. Solovjov, Pseudogap and local pairs in high- T_c superconductors, in: *Superconductors-Materials. Properties and Applications*, A. Gabovich (ed.). InTech, Rijeka (2012), Chap. 7, p. 137-170.
 26. T. Timusk and B. Statt, The pseudogap in high-temperature superconductors: an experimental survey. *Rep. Prog. Phys.*, **62**, 161 – 122, (1999).
 27. A. A. Abrikosov, Properties of the pseudogap phase in high- T_c superconductors. *Phys. Rev. B*, **64**, 104521 (2001).
 28. J. L. Tallon, F. Barber, J. G. Storey, J. W. Loram, Coexistence of the superconducting energy gap and pseudogap above and below the transition temperature of cuprate superconductors. *Phys. Rev. B.*, **87**, 140508, (2013).
 29. I. Esterlis, S. A. Kivelson, and D. J. Scalapino, Pseudogap crossover in the electron-phonon system. *Phys. Rev. B*, **99**, 174516 (2019).
 30. H. Alloul, T. Ohno, P. Mendels, 89Y NMR evidence for a Fermi-liquid behavior in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 1700, (1989).
 31. Ed. H. Yasuoka, T. Imai, and T. Shimizu, *Strong Correlation and Superconductivity*. – Berlin Heidelberg New York: SpringerVerlag, *Solid State Science*, **89**, 254, (1989).
 32. B. Bucher, P. Steiner, J. Karpinski, E. Kaldis, and P. Wachter, Influence of the spin gap on the normal state transport in $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$, *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 2012, (1993).
 33. M. Randeria, Ultracold Fermi gases: Pre-pairing for condensation. *Nature Phys.*, **8**, 561-562, (2010).

34. V.J. Emery, S.A. Kivelson, Importance of phase fluctuations in superconductors with small superfluid density. *Nature (London)*, **374**, 434-437, (1995).
35. J. Corson, R. Mallozzi, J. Orenstein, J. N. Eckstein, I. Bozovic, Vanishing of phase coherence in underdoped $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. *Nature*, **398**, 221 – 223, (1999).
36. K. Kawabata, S. Tsukui, Y. Shono, O. Michikami, H. Sasakura, K. Yoshiara, Y. Kakehi and T. Yotsuya, Detection of a coherent boson current in the normal state of a high – temperature superconductors $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ film patterned to micrometer – sized rings. *Phys. Rev. B*, **58**, 2458, (1998).
37. V. M. Loktev. High-Tc superconductivity mechanisms in copper oxides. *Low Temp. Phys.* **22**, 1–32 (1996).
38. J.R. Engelbrecht, A. Nazarenko, M. Randeria, E. Dagotto, Pseudogap above in a model with $\text{dx}_2\text{-y}_2$ pairing. *Phys. Rev B*, **57**, 13406, (1988).
39. R. Haussmann, Properties of a Fermi liquid at the superfluid transition in the crossover region between BCS superconductivity and Bose-Einstein condensation. *Phys. Rev. B*, **49**, 12975, (1994).
40. C.A.R. Sa de Melo, M. Randeria, and J.R. Engelbrecht, Sa de Melo C.A.R. Crossover from BCS to Bose superconductivity: Transition temperature and time-dependent Ginzburg-Landau theory. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 3202, (1993).
41. J.R. Engelbrecht, M. Randeria, C.A.R. Sa de Melo, BCS to Bose crossover: Broken-symmetry state. *Phys. Rev. B*, **55**, 15153, (1997).
42. A. L. Solovjov, V. M. Dmitriev, Fluctuation conductivity and pseudogap in YBCO high-temperature superconductors. *Low Temp. Phys.* **35**, 169-197 (2009).
43. A. L. Solovjov, H.-U. Habermeier, and T. Haage, Fluctuation conductivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ films of various oxygen content. II. YBCO films with $T_c \gg 80$ K. *Low Temp. Phys.* **28**, 99-111 (2002).

- 44.F. Rullier-Albenque, H. Alloul, and G. Rikken, High-field studies of superconducting fluctuations in high- T_c cuprates: Evidence for a small gap distinct from the large pseudogap. *Phys. Rev. B* **84**, 014522-014522 (2011).
- 45.W. Lang, G. Heine, P. Schwab, X. Z. Wang, and D. Bauerle, Paraconductivity and excess Hall effect in epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ films induced by superconducting fluctuations. *Phys. Rev. B* **49**, 4209-4217 (1994).
- 46.G. D. Chryssikos, E. I. Kamitsos, J. A. Kapoutsis, A. P. Patsis, V. Psycharis, A. Koufoudakis, Ch. Mitros, G. Kallias, E. Gamari-Seale, and D. Niarchos, 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). *Physica C*, **254**, 44 (1995).
47. P. G. De Gennes, *Superconductivity Of Metals And Alloys*, CRC Press, 292 (2018).
- 48.B. Oh, K. Char, A.D. Kent, M. Naito, M. R. Beasley, T. H. Geballe, R. H. Hammond, and A. Kapitulnik, Upper critical field, fluctuation conductivity, and dimensionality in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. *Phys. Rev. B*, **37**, 7861- 7864, (1988).
- 49.S. Hikami and A. I. Larkin, Magnetoresistance of high temperature superconductors, *Mod. Phys. Lett. B*, **2**, 693 (1988).
- 50.J. B. Bieri, K. Maki, and R. S. Thompson, Nonlocal effect in magnetoconductivity of high- T_c superconductors. *Phys. Rev. B*, **44**, 4709 (1991).
- 51.R. Peters, J. Bauer, Local origin of the pseudogap in the attractive Hubbard modeland. *Phys. Rev. B*, **92**, 014511, (2015).
- 52.A. L. Solovjov, V. M. Dmitriev, Resistive studies of the pseudogap in YBCO films with consideration of the transition from BCS to Bose–Einstein condensation. *Low. Temp. Phys.*, **32**, 99-108, (2006).

53. E. V. L. de Mello, M. T. D. Orlando, J. L. Gonzalez, E. S. Caixeiro, and E. Baggio-Saitovich, Pressure studies on the pseudogap and critical temperatures of a high- T_c superconductor. *Phys. Rev. B* **66**, 092504 (1-4) (2002)
54. E. V. Petrenko, K. Rogacki, A. V. Terekhov, L. V. Bludova; Yu. A. Kolesnichenko, N. V. Shytov, D. M. Sergeyev, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, Evolution of the pseudogap temperature dependence in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films under the influence of a magnetic field. *Low Temp. Phys.* **50**, 299-307 (2024)
55. E. V. Petrenko, L. V. Omelchenko, Yu. A. Kolesnichenko, N. V. Shytov, K. Rogacki, D. M. Sergeyev, A. L. Solovjov, Study of fluctuation conductivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films in strong magnetic fields, *Low Temp. Phys.* **47**, 1050-1057 (2021)
56. P. Przyslupski, I. Komissarov, W. Paszkowicz, P. Dłuzewski, R. Minikayev, and M. Sawicki, Structure and magnetic characterization of $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ superlattices *J. Appl. Phys.* **95**, 2906-2911 (2004).
57. V. M. Loktev, R. M. Quick, and S. G. Sharapov, Phase fluctuations and pseudogap phenomena. *Phys. Rep.* **349**, 1-123 (2001).
58. O. Tchernyshyov, Non-interacting Cooper pairs inside a pseudogap. *Phys. Rev. B* **56**, 3372 -3380 (1997).
59. J. Gao, J. W. Park, K. Kim, S. K. Song, H. R. Park, J. Lee, J. Park, F. Chen, X. Luo, Y. Sun, and H. W. Yeom, Pseudogap and Weak Multifractality in 2D Disordered Mott Charge-Density-Wave Insulator. *Nano. Lett.* **20**, 6299-6305 (2020).
60. J. L. Tallon, J. G. Storey, J. R. Cooper, and J. W. Loram, Locating the pseudogap closing point in cuprate superconductors: Absence of entrant or reentrant behavior. *Phys. Rev. B* **101**, 174512 (2020).

61. Y. Y. Peng, R. Fumagalli, Y. Ding, M. Minola, S. Caprara, D. Betto, M. Bluschke, G. M. De Luca, K. Kummer, E. Lefrançois, M. Salluzzo, H. Suzuki, M. Le Tacon, X. J. Zhou, N. B. Brookes, B. Keimer, L. Braicovich, M. Grilli, and G. Ghiringhelli, Re-entrant charge order in overdoped $(\text{Bi,Pb})_{2.12}\text{Sr}_{1.88}\text{CuO}_{6+\delta}$ outside the pseudogap regime. *Nat. Mater.* **17**, 697-702 (2018).
62. D. Chakraborty, M. Grandadam, M. Y. Hamidian, J. C. S. Davis, Y. Sidis, and C. Pépin, Fractionalized pair density wave in the pseudogap phase of cuprate superconductors. *Phys. Rev. B* **100**, 224511-224533 (2019).
63. G. Yu, D.-D. Xia, D. Pelc, R.-H. He, N.-H. Kaneko, T. Sasagawa, Y. Li, X. Zhao, N. Barisic, A. Shekhter, and M. Greven, Universal precursor of superconductivity in the cuprates. *Phys. Rev. B* **99**, 214502 (2019).
64. J. G. Bednorz and K. A. Mueller, Possible highsuperconductivity in the Ba-La-Cu-O system. *Z. Phys. B: Condens. Matter* **64**, 189 (1986).
65. A. L. Solovjov, R. V. Vovk, and K. Rogacki, Unusual behavior of pseudogap in high-temperature superconductors under the influence of external factors. Part I, *Low Temp. Phys.* **51**, 1061 (2025) [*Fiz. Nyzk. Temp.* **51**, 1180 (2025)].
66. S. Badoux, W. Tabis, F. Laliberté, G. Grissonnache, B. Vignolle, D. Vignolles, J. Béard, D. A. Bonn, W. N. Hardy, R. Liang, N. Doiron-Leyraud, Louis Taillefer, and C. Proust, Change of carrier density at the pseudogap critical point of a cuprate superconductor. *Nature* **531**, 210 (2016).
67. A. L. Solovjov and K. Rogacki, Local pairs in high-temperature superconductors: The concept of pseudogap. *Low Temp. Phys.* **49**, 345 (2023).
68. C. P. Slichter, Experimental evidence for spin fluctuations in high-temperature superconductors, in: *Strongly Correlated Electronic Materials, The Los Alamos Symposium 1993*, K. S. Bedell, Z. Wang, and D. Meltzer (eds.) Addison-Wesley, New York (1994), p. 427

- 69.S. M. Quinlan, D. J. Scalapino, and N. Bulut, Superconducting quasiparticle lifetimes due to spin-fluctuation scattering. *Phys. Rev. B* **49**, 1470 (1994).
- 70.S. Chakravarty and P. W. Anderson, Interlayer Josephson tunneling and breakdown of Fermi liquid theory. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3859 (1994).
- 71.P. A. Lee and N. Nagaosa, Gauge theory of the normal state of high- T_c superconductors. *Phys. Rev. B* **46**, 5621 (1992).
- 72.B. L. Altshuler, L. B. Ioffe, A. I. Larkin, and A. J. Millis, Spin-density-wave transition in a two-dimensional spin liquid. *Phys. Rev. B* **52**, 4607 (1995).
- 73.C. M. Varma, P. B. Littlewood, S. Schmitt-Rink, E. Abrahams, and A. E. Ruckenstein, Phenomenology of the Normal State of Cu-O High-Temperature Superconductors. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1996 (1989).
- 74.N. J. Robinson, P. D. Johnson, T. M. Rice, and A. M. Tsvelik, Anomalies in the pseudogap phase of the cuprates: Competing ground states and the role of umklapp scattering, *Rep. Prog. Phys.* **82** 126501 (2019).
- 75.S. A. Kivelson and S. Lederer, Linking the pseudogap in the cuprates with local symmetry breaking: A commentary. *PNAS* **116**, 14395 (2019).
- 76.A. M. Gabovich and A. I. Voitenko, Spatial distribution of superconducting and charge-density-wave order parameters in cuprates and its influence on the quasiparticle tunnel current, *Low Temp. Phys.* **42**, 1103-1114 (2016).
- 77.S. Dzhumanov, U.T. Kurbanov, The coexisting of insulating and metallic/superconducting phases and their competing effects in various underdoped cuprates. *Modern Physics Letters B* **32**, 1850312-1850322 (2018).
- 78.S. Dzhumanov, U.T. Kurbanov, The new metal–insulator transitions and nanoscale phase separation in doped cuprates. *Superlattices and Microstructures* **84**, 66-71 (2015).

79. Zengyi Du, Hui Li, Sang Hyun Joo, E. P. Donoway, Jinho Lee, J. C. Séamus Davis, Genda Gu, Peter D. Johnson, and Kazuhiro Fujita, Imaging the energy gap modulations of the cuprate pair-density-wave state. *Nature* **580**, 65 (2020).
80. Sh. Wang, P. Choubey, Y. X. Chong, W. Chen, W. Ren, H. Eisaki, S. Uchida, P. J. Hirschfeld, and J. C. Séamus Davis, Scattering interference signature of a pair density wave state in the cuprate pseudogap phase. *Nature Commun.* **12**, 6087 (2021).
81. V. J. Emery and S. A. Kivelson, Superconductivity in bad metals. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3253 (1995).
82. M. Randeria, Pre-pairing for condensation. *Nat. Phys.* **6**, 561-562 (2010).
83. A. L. Solovjov and V. M. Dmitriev, Resistive studies of the pseudogap in YBCO films with consideration of the transition from BCS to Bose–Einstein condensation. *Fiz. Nizk. Temp.* **32**, 139 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 99 (2006)].
84. M. Hashimoto, I. M. Vishik, Rui-Hua He, T. P. Devereaux, and Zhi-Xun Shen, Energy gaps in high-transition-temperature cuprate superconductors. *Nature Physics* **10**, 483 (2014).
85. A. L. Solovjov and K. Rogacki, Local pairs in high-temperature superconductors: The concept of pseudogap, *Low Temp. Phys.* **49**, 345-363 (2023).
86. R. V. Vovk and A. L. Solovjov, Electric transport and pseudogap in hightemperature superconducting compounds of system 1-2-3 under conditions of all-round compression. *Low Temp. Phys.* **44**, 81 (2018).
87. R. Fehrenbacher and T. M. Rice, Unusual electronic structure of $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3471 (1993).
88. Y. B. Xie, Superconducting fluctuations in the high-temperature superconductors: Theory of the dc resistivity in the normal state. *Phys. Rev. B* **46**, 13997 (1992).

89. A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, V. B. Stepanov, R. V. Vovk, H.-U. Habermeier, H. Lochmayer, P. Przysławski, and K. Rogacki, Specific temperature dependence of pseudogap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nanolayers. *Phys. Rev. B* **94**, 224505-1-224505-11 (2016).
90. A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, R. V. Vovk, and S. N. Kamchatnaya, Pseudogap and fluctuation conductivity in $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with different concentrations of praseodymium. *Low Temp. Phys.* **43**, 841 (2017).
91. B. N. Goshchitskii, V. L. Kozhevnikov, and M. V. Sadovskii, High studies in Sverdlovsk. *Int. J. Mod. Phys.* **2**, 1331 (1988).
92. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, I. L. Goulatis, V. I. Beletskii, and A. Chroneos, Structural relaxation, metal-to-insulator transition and pseudogap in oxygen deficient $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. *Physica C* **469**, 203 (2009).
93. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, A. V. Bondarenko, I. L. Goulatis, A. V. Samoilov, and A. I. Chroneos, Effect of high pressure on the fluctuation conductivity and the charge transfer of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. *J. Alloys Compd.* **453**, 69 (2008).
94. M. A. Obolensky, A. V. Bondarenko, R. V. Vovk, and A. A. Prodan, Resistive relaxation processes in oxygen-deficient single crystals of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. *Low Temp. Phys.* **23**, 882 (1997).
95. G. Ya. Khadzhai, R. V. Vovk, N. R. Vovk, Yu. I. Boiko, S. N. Kamchatnaya, V. M. Pinto Simoes, and O. V. Dobrovolskiy. *Mod. Phys. Lett. B* **32**, 1750367 (2017).

96. B. Leridon, A. Défossez, J. Dumont, J. Lesueur, and J. P. Contour, Conductivity of underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: Evidence for incoherent pair correlations in the pseudogap regime. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 197007 (2001).
97. A. L. Solovjov, K. Rogacki, N. V. Shytov, E. V. Petrenko, L. V. Bludova, A. Chroneos, and R. V. Vovk, Influence of strong electron irradiation on fluctuation conductivity and pseudogap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. *Phys. Rev. B* **111**, 174508 (2025).
98. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, Z. F. Nazyrov, I. L. Goulatis, and A. Chroneos, Electro-transport and structure of 1-2-3 HTSC single crystals with different plane defects topologies. *J. Mater. Science: Materials in Electronics* **23**, 1255 (2012).
99. S. K. Tolpygo, J. Lin, M. Gurvitch, S. Y. Hou, and J. M. Phillips, Universal suppression by in-plane defects in high-temperature superconductors: Implications for pairing symmetry. *Phys. Rev. B* **53**, 12454 (1996).
100. R. V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, and O. V. Dobrovolskiy, Effect of electron irradiation and Pr doping on the charge transport in YBCO single crystals. *Solid State Commun.* **282**, 5 (2018).
101. F. Rullier-Albenque, H. Alloul, and R. Tourbot, Influence of pair breaking and phase fluctuations on disordered high- T_c cuprate superconductors. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 047001 (2003).
102. V. Mishra, U. Chatterjee, J. C. Campuzano and M. R. Norman, Effect of the pseudogap on the transition temperature in the cuprates and implications for its origin. *Nat. Phys. Lett.* **10**, 357 (2014).
103. J. Giapintzakis, W. C. Lee, J. P. Rice, D. M. Ginsberg, I. M. Robertson, R. Wheeler, M. A. Kirk, and M.-O. Ruault, Production and identification of flux-pinning defects by electron irradiation in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ single crystals. *Phys. Rev. B* **45**, 10677 (1992).

104. R. Prozorov, M. Kończykowski, M. A. Tanatar, A. Thaler, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, V. Mishra, and P. J. Hirschfeld, Effect of electron irradiation on superconductivity in single crystals of $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ru}_x)_2\text{As}_2$ ($x = 0.24$). *Phys. Rev. X* **4**, 041032 (2014).
105. H. Alloul, F. Rullier-Albenque, B. Vignolle, D. Colson, and A. Forget, Superconducting fluctuations, pseudogap and phase diagram in cuprates. *EPL* **91** 37005 (2010).
106. A. L. Solovjov, M. A. Tkachenko, R. V. Vovk, and A. Chreneos, Fluctuation conductivity and pseudogap in $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals under pressure with transport current flowing under an angle 45° to the twin boundaries. *Physica C* **501**, 24 (2014).
107. Y. T. Petrusenko, A. V. Bondarenko, A. M. Kozyrenko, and S. M. Shkirida, Anisotropic character of the defects and recovery processes in twinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ crystals irradiated with 0.5–2.5 MeV electrons, Problems of atomic science and technology (VANT). *Physics of Radiation Effect and Radiation Materials Science*, **1**, 42 (2010).
108. 50. Ye Sun and K. Maki, Impurity effects in d-wave superconductors. *Phys. Rev. B* **51**, 6059 (1995).
109. Y. Ando, Y. Kurita, Seiki Komiya, S. Ono, and Kouji Segawa, Evolution of the Hall coefficient and the peculiar electronic structure of the cuprate superconductors. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 197001 (2004).
110. R. V. Vovk, Z. F. Nazyrov, G. Ya. Khadzhai, V. M. Pinto Simoes, V. V. Kruglyak, Effect of transverse and longitudinal magnetic field on the excess conductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with a given topology of plane defects. *Functional Materials* **20**, 208-216 (2013).

111. B. A. Malik, G. H. Rather, K. Asokan, M. A. Malik, Study on excess conductivity in YBCO + xAg composites. *Applied Physics A* **127** 294-1-294-10 (2021).
112. R. I. Rey, C. Carballeira, J. M. Doval, J. Mosqueira, M. V. Ramallo, A. Ramos-Álvarez, D. Sónora, J. A. Veira, J. C. Verde and F. Vidal, The conductivity and the magnetization aroundin optimally-doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ revisited: quantitative analysis in terms of fluctuating superconducting pairs. *Supercond. Sci. Technol.* **32**, 045009 (2019).
113. V. L. Ginzburg, L. D. Landau, On the theory of superconductivity, in: *On Superconductivity and Superfluidity*. Springer, Berlin-Heidelberg (2009).
114. E. M. Lifshitz, L. P. Pitaevski, *Statistical Physics: Theory of the Condensed State*, Elsevier, 387 (2013)
115. T. Schneider, J. M. Singer, *Phase Transition Approach to High-Temperature Superconductivity: Universal Properties of Cuprate Superconductors* (Imperial College Press, London, 2000).
116. Quantum Design. Physical Property Measurement System, Heat Capacity Option User's Manual, Quantum Design, San Diego, (1999).
117. M. A. Obolenskii, R. V. Vovk, A. V. Bondarenko, and N. N. Chebotaev, f and pseudogap state in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with different oxygen content. *Low Temp. Phys.* **32**, 571 (2006).
118. R. V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, Z. F. Nazyrov, I. L. Goulatis, and A. Chroneos, Relaxation of the normal electrical resistivity induced by high-pressure in strongly underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals *Physica B* **407**, 4470 (2012).
119. J. D. Thompson, Low-temperature pressure variations in a self-clamping pressure cell *Rev. Sci. Instrum.* **55**, 231 (1984).

120. R. Vovk, G. Ya. Khadzhai, I. Goulatis, and A. Chroneos, Fluctuation conductivity of oxygen underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. *Physica B: Condens. Matter* **436**, 88 (2014).
121. E. Nazarova, A. Zaleski, and K. Buchkov, Doping dependence of irreversibility line in $\text{Y}_{1-x}\text{Ca}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. *Physica C* **470**, 421-427 (2010)
122. R. V. Vovk, N. R. Vovk, G. Ya. Khadzhai, I. L. Goulatis, A. Chroneos, Effect of praseodymium on the electrical resistance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. *Solid State Commun.* **190**, 18-22 (2014).
123. R. V. Vovk, N. R. Vovk, G. Ya. Khadzhai, O. V. Dobrovolskiy, and Z. F. Nazyrov, Effect of high pressure on the fluctuation paraconductivity in $\text{Y}_{0.95}\text{Pr}_{0.05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. *Curr. Appl. Phys.* **14**, 1779- 1782 (2014).
124. R. V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, and O. V. Dobrovolskiy, Resistive measurements of the pseudogap in lightly Pr-doped $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals under high hydrostatic pressure. *Solid State Commun.* **204**, 64-66 (2015).
125. A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, R. V. Vovk, O. V. Dobrovolskiy, S. N. Kamchatnaya, and D. M. Sergeev, Peculiarities in the pseudogap behavior in optimally doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals under pressure up to 1 GPa. *Curr. Appl. Phys.* **16**, 931-938 (2016).
126. T. Kondo, A. D. Palczewski, Y. Hamaya, T. Takeuchi, J. S. Wen, Z. J. Xu, G. Gu, and A. Kaminski, Formation of gapless Fermi arcs and fingerprints of order in the pseudogap state of cuprate superconductors. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 157003 (2013).
127. P. Pieri, G. C. Strinati, and D. Moroni, Magnetic Field Effect on the Pseudogap Temperature within Precursor Superconductivity. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 127003 (2002).

128. T. Shibauchi, L. Krusin-Elbaum, Ming Li, M. P. Maley, and P. H. Kes, Closing the Pseudogap by Zeeman Splitting in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ at High Magnetic Fields. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5763 (1-6) (2001).
129. Y. Yamada, K. Anagawa, T. Shibauchi, T. Fujii, T. Watanabe, A. Matsuda, and M. Suzuki, Interlayer tunneling spectroscopy and doping-dependent energy-gap structure of the trilayer superconductor $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$. *Phys. Rev. B* **68**, 054533 (2003).
130. J. Stajic, A. Iyengar, K. Levin, B. R. Boyce, and T. R. Lemberger, Cuprate pseudogap: Competing order parameters or precursor superconductivity. *Phys. Rev. B* **68**, 024520 (2003)
131. D. S. Inosov, J. T. Park, A. Charnukha, Y. Li, A. V. Boris, B. Keimer, and V. Hinkov, Crossover from weak to strong pairing in unconventional superconductors. *Phys. Rev. B* **83**, 214520 (2011).
132. Ø. Fischer, M. Kugler, I. Maggio-Aprile, and C. Berthod, Scanning tunneling spectroscopy of high-temperature superconductors. *Rev. Mod. Phys.* **79**, 353-419 (2007).
133. A. I. D'yachenko, V. Y. Tarenkov, V. V. Kononenko, and E. M. Rudenko, Effect of Pressure on the Pseudogap in Bi_{2223} : Cuprates Are Not Strongly Coupled Superconductor *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.* **38**, 565-599 (2016).
134. A. L. Solovjov, E. V. Petrenko, L. V. Omelchenko, R. V. Vovk, I. L. Goulatis, and A. Chroneos, Effect of annealing on a pseudogap state in untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. *Sci. Rep.* **9**, 9274-9286 (2019).
135. A. Kapitulnik, M. R. Beasley, C. Castellani, C. Di Castro, Thermodynamic fluctuations in the high- T_c perovskite superconductors. *Phys. Rev. B* **37**, 537-540 (1988).

136. L. M. Ferreira, P. Pureur, H. A. Borges, P. Lejay, Effects of pressure on the fluctuation conductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. *Phys. Rev. B* **69**, 212505 (1-4) (2004).
137. A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, E. V. Petrenko, R. V. Vovk, V. V. Khotkevych & A. Chroneos, Peculiarities of pseudogap in $\text{Y}_{0.95}\text{Pr}_{0.05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals under pressure up to 1.7 GPa. *Scientific Reports* **9**, 20424 (2019)
138. J.-M. Triscone, Ø Fischer, O. Brunner, L. Antognazza, A. D. Kent, and M. G. Karkut, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ superlattices: Properties of ultrathin superconducting layers separated by insulating layers. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 804 (1990).
139. R. V. Vovk, Z. F. Nazyrov, I. L. Goulatis, and A. Chroneos, Metal-to-insulator transition in $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with various praseodymium contents. *Physica C* **485**, 89 (2013).
140. A. L. Solovjov and V. M. Dmitriev, Fluctuation conductivity and pseudogap in $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ films. *Fiz. Nizk. Temp.* **32**, 753 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 576 (2006)].
141. A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, R. V. Vovk, O. V. Dobrovolskiy, Z. F. Nazyrov, S. N. Kamchatnaya, and D. M. Sergeyev, Hydrostatic-pressure effects on the pseudogap in slightly doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. *Physica B* **493**, 58 (2016).
142. Y. X. Jia, J. Z. Liu, M. D. Lan, and R. N. Shelton, Hall effect in the mixed state of $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. *Phys. Rev. B* **47**, 6043 (1993).
143. H. J. Liu, Q. Wang, G. A. Saunders, D. P. Almond, B. Chapman, and K. Kitahama, Hydrostatic-pressure effects on the a-axis resistance of monocrystalline $\text{Bi}_{2.2}(\text{Sr,Ca})_{2.8}\text{Cu}_2\text{O}_{8+y}$. *Phys. Rev. B* **51**, 9167 (1995).
144. H. Huang, H. Jang, M. Fujita, T. Nishizaki, Y. Lin, J. Wang, J. Ying, J. S. Smith, C. Kenney-Benson, G. Shen, W. L. Mao, C.-C. Kao, Y.-J. Liu, and J.-S.

- Lee, Modification of structural disorder by hydrostatic pressure in the superconducting cuprate $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.73}$. *Phys. Rev. B* **97**, 174508 (2018).
145. J. J. Neumeier and H. A. Zimmermann, Pressure dependence of the superconducting transition temperature of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ as a function of carrier concentration: A test for a simple charge-transfer model. *Phys. Rev. B* **47**, 8385 (1993).
 146. R. P. Gupta and M. Gupta, Relationship between pressure-induced charge transfer and the superconducting transition temperature in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconductors. *Phys. Rev. B* **51**, 11760 (1995).
 147. X. J. Chen, H. Q. Lin, and C. D. Gong, Pressure dependence of Y-Ba-Cu-O superconductors. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2180 (2000).
 148. A. Maisuradze, A. Shengelaya, A. Amato, E. Pomjakushina, and H. Keller, Muon spin rotation investigation of the pressure effect on the magnetic penetration depth in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. *Phys. Rev. B* **84**, 184523 (2011).
 149. F. Rullier-Albenque, P. A. Vieillefond, H. Alloul, A. W. Tyler, P. Lejay, and J. F. Marucco, Universal depression by irradiation defects in underdoped and overdoped cuprates. *Europhys. Lett.* **50**, 81 (2000).
 150. M. R. Norman, H. Ding, M. Randeria, J. C. Campuzano, T. Yokoya, T. Takeuchi, T. Takahashi, T. Mochiku, K. Kadowaki, P. Guptasarma, and D. G. Hinks, Destruction of the Fermi surface in underdoped high- T_c superconductors. *Nature* **392**, 157 (1998).
 151. S. A. Kivelson and S. Lederer, Linking the pseudo-gap in the cuprates with local symmetry breaking: A commentary. *Proc. Natl. Acad. Sci.* **116**, 14395 (2019).

152. A.L. Solovjov, H.-U. Habermeier and T. Haage, Fluctuation conductivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ films with different oxygen content. I. Optimally and lightly doped YBCO films. *Low Temp. Phys.* **28** (1), 17-24 (2002)
153. K. W. Wang and W. Y. Ching, A structural-based microscopic theory on high-temperature cuprate superconductors. *Physica C* 416, **47** (2004).
154. Y. Ando, S. Komiya, K. Segawa, S. Ono, and Y. Kurita, Electronic Phase Diagram of High- T_c Cuprate Superconductors from a Mapping of the In-Plane Resistivity Curvature. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 267001 (2004)
155. R. V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, O. V. Dobrovolskiy, S. N. Kamchatnaya, and V. M. Pinto Simoes, Conductivity relaxation in strongly underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. *Physica B: Condens. Matter* **518**, 47 (2017).
156. H. Claus, S. Yang, A. P. Paulikas, J. W. Downey, and B. W. Veal, Atomic short-range order in oxygen deficient $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\sigma}$. *Phys. C: Supercond.* **171**, 205 (1990).
157. J. Kircher, M. Cardona, A. Zibold, K. Widder, and H. P. Geserich, Optical investigation of room-temperature chain ordering in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. *Phys. Rev. B* **48**, 9684 (1993).
158. J. D. Jorgensen, S. Pei, P. Lightfoot, H. Shi, A.P. Paulikas, and B.W. Veal, Time-dependent structural phenomena at room temperature in quenched $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.41}$: Local oxygen ordering and superconductivity. *Phys. C: Supercond.* **167**, 571 (1990).
159. K. Maki, The Critical Fluctuation of the Order Parameter in Type-II Superconductors. *Prog. Theor. Phys.* **39**, 897, (1968).
160. R. S. Thompson, Microwave, Flux Flow, and Fluctuation Resistance of Dirty Type-II Superconductors. *Phys. Rev. B* **1**, 327 (1970).

161. A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, A. V. Terekhov, K. Rogacki, R. V. Vovk, E. P. Khlybov, and A. Chroneos, Fluctuation conductivity and possible pseudogap state in FeAs-based superconductor $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$. *Mater. Res. Express* **3**, 076001 (2016).
162. A. L. Solovjov, V. N. Svetlov, V. B. Stepanov, S. L. Sidorov, V. Yu. Tarenkov, A. I. Dyachenko, and A. B. Agafonov, Possibility of local pair existence in optimally doped SmFeAsO_{1-x} in pseudogap regime. *Low Temp. Phys.* **37**, 557 (2011).
163. A. L. Solovjov, A. V. Terekhov, E. V. Petrenko, L. V. Omelchenko, and Z. Cuiping, Features of Excess Conductivity Behavior in a Magnetic Superconductor $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$. *Low Temp. Phys.* **45**, 1193 (2019).
164. A. L. Solovjov and V. M. Dmitriev, Fluctuation conductivity and pseudogap in YBCO high-temperature superconductors (Review). *Low Temp. Phys.* **35**, 169 (2009).
165. M. V. Sadovskii, *Phys. Usp.* **51**, 1201 (2008).
166. A. J. Drew, C. Niedermayer, P. J. Baker, F. L. Pratt, S. J. Blundell, T. Lancaster, R. H. Liu, G. Wu, X. H. Chen, I. Watanabe, V. K. Malik, A. Dubroka, M. Roessle, K. W. Kim, C. Baines, C. Bernhard, Coexistence of static magnetism and superconductivity in $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ as revealed by muon spin rotation. *Nature Mater.* **8**, 310 (2009).
167. S. Sanna, R. De Renzi, G. Lamura, C. Ferdeghini, A. Palenzona, M. Putti, M. Tropeano, and T. Shiroka. *Phys. Rev. B* **80**, 052503 (2009).
168. Rafael M. Fernandes, Daniel K. Pratt, Wei Tian, Jerel Zarestky, Andreas Kreyssig, Shibabrata Nandi, Min Gyu Kim, Alex Thaler, Ni Ni, Paul C. Canfield, Robert J. McQueeney, Jörg Schmalian, and Alan I. Goldman, Unconventional pairing in the iron arsenide superconductors. *Phys. Rev. B* **81**, 140501 (2010).

169. A. L. Solovjov, E. V. Petrenko, L. V. Omelchenko, E. Nazarova, K. Buchkov, and K. Rogacki, Features of excess conductivity and a possible pseudogap in FeSe superconductors. *Low Temp. Phys.* **46**, 538 (2020).
170. K. Widder, A. Zibold, M. Merz, H. P. Getherich, A. Erb, and G. Müller-Vogt, Ordering of chain oxygen in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Optical investigations on single-domain crystals. *Physica C* **232**, 82, (1994).

ДОДАТОК А. Список публікацій здобувача за темою дисертації

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

1. **A. S. Kolisnyk**, M. V. Shytov, E. V. Petrenko, A. V. Terekhov, L. V. Bludova, A. Sedda, E. Lähderanta, A. L. Solovjov, Effect of a magnetic field up to 9 T on the temperature dependence of the pseudogap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films. *Low Temperature Physics*, 52, 3–17, (2026), DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0042157>, Q3
2. A. L. Solovjov, L. V. Bludova, **A. S. Kolesnik**, E. V. Petrenko, N. V. Shytov, A. Sedda, E. Lähderanta, D. Sergeyev, R. V. Vovk, Hydrostatic pressure effect on the pseudogap in $\text{Y}_{0.77}\text{Pr}_{0.23}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. *Low Temperature Physics*, 52, 475–487 (2026), DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0043141>, Q3
3. A. L. Solovjov, **A. S. Kolesnik**, E. Lähderanta, R. V. Vovk, K. Rogacki, Unusual behavior of pseudogap in high-temperature superconductors under the influence of external factors. Part II (Review article). *Low Temperature Physics*, 51, 1406–1426 (2025), DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0039858>, Q3
4. A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, E. V. Petrenko, Yu. A. Kolesnichenko, **A. S. Kolesnik**, S. Dzhumanov, R. V. Vovk, Effects of annealing on the fluctuation conductivity and pseudogap in slightly doped $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. *Low Temperature Physics*, 49, 108–119 (2023), DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0016484>, Q3
5. **A. S. Kolisnyk**, A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, E.V. Petrenko, Yu.A. Kolesnichenko, S. Dzhumanov, R.V. Vovk Effects of annealing on the fluctuation conductivity and pseudogap in slightly doped $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals “CM<P 2023”: III International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics, June 5–11, 2023: Book of Abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2023. – P.53.

6. **A. S. Kolisnyk**, A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, E.V. Petrenko, Yu.A. Kolesnichenko, S. Dzhumanov, R.V. Vovk, Effects of annealing on the fluctuation conductivity and pseudogap in slightly doped $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals “HEUREKA-2024”: International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics, May 14–16, 2024: Book of Abstracts. – Ukraine, Lviv, 2024. – P.A2.
7. **A. S. Kolisnyk**, E.V. Petrenko, A.V. Terekhov, L.V. Bludova, K. Rogacki, A.L. Solovjov, Вивчення впливу магнітного поля на температурну залежність псевдощільнини у оптимально допованих плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ International Conference, присвячена 100-річчю з дня народження проф. Ю.М. Ломсадзе, December 17–18, 2024 – Ukraine, Uzhhorod, 2024.
8. **A. S. Kolisnyk**, E.V. Petrenko, A.V. Terekhov, L.V. Bludova, K. Rogacki, A.L. Solovjov, Дослідження еволюції температурної залежності псевдощільнини в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ плівках під впливом магнітного поля “HEUREKA-2025”: International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics, May 13–15, 2025: Book of Abstracts. – Ukraine, Lviv, 2025. – P.E2.
9. **A. S. Kolisnyk**, M.V. Shytov, E.V. Petrenko, A.V. Terekhov, L.V. Bludova, K. Rogacki, A.L. Solovjov Study of the effect of magnetic field on the temperature dependence of the pseudogap in optimally doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films “CM<P 2025”: IV International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics, June 2–6, 2025: Book of Abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2025. – P.77.

ДОДАТОК Б. Відомості про апробацію результатів дисертації

- III International Advanced Study Conference “CONDENSED MATTER AND LOW TEMPERATURE PHYSICS” (CM<P 2023), Kharkiv, Ukraine, 5 – 11 June, 2023.
- International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2024”, Lviv, Ukraine, 14 – 16 May, 2024.
- International Conference, присвячена 100-річчю з дня народження проф. Ю.М. Ломсадзе, Uzhhorod, Ukraine, 17 – 18 December, 2024.
- International Conference of Students and Young Researchers in Theoretical and Experimental Physics “HEUREKA-2025”, Lviv, Ukraine, 13 – 15 May, 2025.
- IV International Advanced Study Conference “CONDENSED MATTER AND LOW TEMPERATURE PHYSICS” (CM<P 2025), Kharkiv, Ukraine, 2 – 6 June, 2025.