

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУР
імені Б.І. Веркіна

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУР
імені Б.І. Веркіна

Кваліфікаційна наукова праця
на правах рукопису

Степанов Віктор Борисович

УДК 538.945

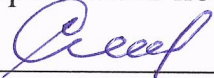
ДИСЕРТАЦІЯ

**«Транспортні властивості і термоЕРС міді і мідно-оксидних ВТНП,
роль дефектів»**

Спеціальність 104 – «Фізика та астрономія»

Галузь знань 10 – «Природничі науки»

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії. Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело


В. Б. Степанов
(підпис здобувача)

Науковий керівник: **Соловйов Андрій Львович**,
доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник

Харків – 2021

АНОТАЦІЯ

Степанов В.Б. **Транспортні властивості і термоЕРС міді і мідно-оксидних ВТНП, роль дефектів.** – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 «Фізика та астрономія». – Фізико-технічний інститут низьких температур імені Б.І. Веркіна Національної академії наук України, Харків, 2021.

Дисертаційна робота присвячена дослідженню основоположних електронних процесів, що виникають в полікристалічній міді і мідно-оксидних високотемпературних надпровідниках (ВТНП) $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ під впливом різних дефектів. Наявність домішок і дефектів, що виникають в модельному матеріалі – полікристалічній міді, під впливом пластичної деформації, досліджується за допомогою методу термоелектрорушійної сили (термоЕРС) – з метою отримання інформації про фізичну природу взаємодії електронної підсистеми з дислокаціями і домішками. Поряд з цим, за допомогою методу термоЕРС і псевдощільового аналізу в рамках моделі локальних пар, були досліджені полікристалічні зразки і тонкі плівки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при наявності домішок і дефектів, що виникають відповідно в результаті безкисневого відпалу полікристалів і в залежності від способу приготування плівок – з метою отримання інформації про фізичну природу взаємодії надпровідності і дефектів і їх можливий вплив на поверхню Фермі (ПФ). Показано, що вимірювання термоЕРС, яка залежить від величини і форми ПФ, є дуже інформативним методом дослідження позначених вище сполук.

У **вступі** коротко обґрунтована актуальність теми дисертаційної роботи, визначені мета та основні завдання досліджень, об'єкти, предмет і методи досліджень. Сформульована та викладена наукова новизна й практична значимість отриманих результатів. Наведено дані про особистий внесок дисертанта, апробацію роботи та публікації за темою дисертації, а також подається інформація про структуру та обсяг дисертаційної роботи.

Перший розділ «Поведінка коефіцієнту Зеєбека в міді та мідно – оксидних високотемпературних надпровідниках, основні властивості ВТНП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Огляд літератури)» присвячено аналізу літературних даних щодо структури та фізичних властивостей досліджуваних об'єктів. Розглянуті теоретичні основи фізики термоЕРС в металах, де приведені відомості про температурну залежність коефіцієнта Зеєбека, $S(T)$, в простих металах (міді), і складних з'єднаннях. Проведено аналіз поведінки термоЕРС в мідно-оксидних надпровідниках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в рамках різних моделей електронного транспорту. Описані основні властивості ВТНП, які відрізняють їх від низькотемпературних надпровідників (НТНП). Охарактеризовано такі поняття як псевлощілина і локальні пари, розглянуті різні точки зору на механізм надпровідного спарювання в ВТНП. Надається інформація стосовно структури і фазової діаграми купратів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Звернута увага на процеси які відбуваються в ВТНП при зниженні щільності носіїв заряду і затронуті питання анізотропії властивостей і специфіка поведінки локальних пар в ВТНП. Для вивчення взаємозв'язку між впливом дефектів на поведінку флуктуаційних куперовських пар вище T_c і властивостями ВТНП нижче T_c були детально розглянуті теоретичні аспекти опису температурних залежностей густини критичних струмів в ВТНП в порівнянні із флуктуаційною провідністю в тонких плівках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різною кількістю дефектів.

У **другому розділі «Досліджувані зразки і експериментальні методики»** наведено опис отримання і процедури підготовки до вимірювань досліджуваних зразків з міді (Cu), міднооксидних полікристалів і тонких плівок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Детально розглянута методика пластичної деформації мідного дроту і технологія виготовлення полікристалів і тонких плівок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ відповідно методами пресування і імпульсного лазерного напилення (PLD), а також технологія отримання зразків полікристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різною щільністю носіїв заряду з використанням відпалу в безкисневому середовищі. Надано опис конструкції кріостата, вставки для кріплення зразків, а також процедури підготовки зразків до

досліджень питомого опору і термоЕРС. Описані методи вимірювання електроопору і термоЕРС при низьких температурах.

Третій розділ «Вплив пластичної деформації на температурні залежності питомого опору і термоЕРС в міді» присвячений визначенню властивостей реальних металів при низьких температурах при зміні типу і щільності дефектів кристалічної структури під впливом пластичної деформації. Виявлено істотні аномалії температурних залежностей питомого опору і термоЕРС в полікристалічній міді.

Один з методів дослідження пластичних деформацій заснований на вимірюванні термоЕРС, використовуючи який, в дисертації зроблена спроба дати відповідь на питання про взаємодію домішок і дислокацій в полікристалічній міді. Вперше в температурному інтервалі 4,2–300К були отримані порівняльні результати експериментального дослідження питомого електроопору, $\rho(T)$, і термоЕРС, $S(T)$, зразків полікристалічної міді, під впливом пластичної деформації при кімнатній температурі. Вперше з високою точністю (похибка $\sim 1\div 3\%$) виявлено ряд корелюючих між собою аномалій на температурних залежностях ρ і термоЕРС, пов'язаних з дислокаціями. Показано, що ймовірною причиною цих аномалій може бути резонансне розсіювання вільних електронів і теплових фононів на локалізованих поблизу дислокацій електронах.

Виявлено, що під впливом пластичної деформації на залежностях диференціальної термоЕРС, $S_{AB}(T)$, умовно чистих (Cu-99,99%) і умовно брудних (Cu-99,9%) зразків міді виникає чіткий мінімум при низьких температурах, який є чутливим індикатором процесів, що протікають в зразку при різних ступенях пластичної деформації. Доведено, що величина мінімуму і його температура ($T_{min} \sim 25$ К) більше в чистих зразках. Зрушення мінімуму до $T_{min} \sim 13$ К, виявлене в брудних зразках, обумовлене більшою інтенсивністю взаємодії домішок з дислокаціями, що виникають у результаті деформації.

Проведено детальні дослідження залежностей температури і абсолютної величини мінімуму S_{AB} від величини пластичної деформації ε , від нуля до $\varepsilon = 95\%$. Паралельно з термоЕРС вимірювалося значення відносного питомого

електроопору зразка після деформації ρ_d , нормованого на величину залишкового питомого опору недеформованого зразка ρ_{nd} , виміряного при 4,2 К. На підставі отриманих даних зроблено висновок, що виявлений немонотонний характер деформаційних залежностей мінімуму термоЕРС і електроопору безпосередньо відображає еволюцію дефектної структури зразків зі збільшенням деформації. З великою ймовірністю така поведінка може бути також пов'язана з трансформацією поверхні Фермі (ПФ), обумовленої спотвореннями кристалічної структури міді під впливом пластичної деформації, оскільки термоЕРС залежить від величини і форми ПФ.

У четвертому розділі «Порівняльний аналіз температурних залежностей питомого опору, псевдощільності та термоЕРС у полікристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при зниженні щільності носіїв заряду» наведено результати дослідження впливу дефектів, отриманих відпалом, на щільність носіїв заряду n_f , питомий опір $\rho(T)$, термоЕРС $S(T)$, флуктуаційну провідність (ФЛП) $\sigma'(T)$ і псевдощільну (ПЩ) $\Delta^*(T)$ текстурованого полікристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) з малим відхиленням від кисневої стехіометрії (зразок S1 з $T_c=90$ К). Перевагою полікристалів є те, що в них n_f може помітно зменшуватися в процесі відпалу зразків в безкисневому середовищі. У разі сильної зміни n_f в зразках можуть виникати різні дефекти, які помітно змінюють структуру зразка. Здавалося дуже бажаним з'ясувати, як змінюються зазначені вище властивості одного і того ж зразка, якщо відпалом міняти в ньому щільність носіїв заряду з урахуванням формування дефектів. Зазначимо, що такі дослідження раніше не проводились.

Виявлено, що під впливом відпалу n_f , а, отже, і T_c оптимально допованого (ОД) зразка (S1) зменшувалася від 90 К відповідно до 86 К (S2) і 80 К (S3). Таким чином показано, що при зменшенні n_f під впливом відпалу T_c знижується на 10 К, тоді як температура відкриття ПЩ, T^* , помітно збільшується на ~ 18 К, що знаходиться в повній відповідності з фазовою діаграмою ВТНП для YBCO. Одночасно, $\rho(T)$ помітно зростає, що вказує на формування додаткових дефектів в зразках. В хороших текстурованих полікристалах YBCO такими дефектами

можуть бути точкові дефекти, що виникають при збільшенні кількості кисневих вакансій в площинах CuO_2 .

Одночасно були виміряні залежності $S(T)$ для всіх трьох зразків. Вперше показано, що залежності $S(T)$, лінійні при високих температурах, змінюють нахил точно при $T = T^*$. Залежності $S(T)$ вдалося описати в рамках емпіричної “двухзонної моделі з додатковим лінійним по температурі вкладом”, в якій передбачається наявність у функції густини станів, $D(E)$, вузького резонансного піку лоренцевої форми, розташованого поблизу рівня Фермі. Також було враховано, що $S(T)$ падає в нуль при $T \sim T_c$. Вперше було показано, що модель відмінно описує $S(T)$ всіх трьох зразків в області високих температур, але відхиляється вниз від експерименту при $T = T^*$. Виявлені істотні аномалії на залежностях $S(T)$ дозволяють зробити висновок що така поведінка підтверджує трансформацію ПФ при $T \leq T^*$, яку припускають деякі сучасні теорії. *Це перший найбільш вагомий результат дисертації.*

Збільшення числа дефектів при відпалі підтверджується виявленою зміною температурних залежностей $\sigma'(T)$ та $\Delta^*(T)$. Як добре відомо, лінійний хід $\rho(T)$ вище T^* є невід'ємною частиною нормального стану купратів (наприклад, YBCO), який характеризується стабільністю поверхні Фермі. При $T \leq T^*$ $\rho(T)$ відхиляється від лінійності, що призведе до появи надлишкової провідності $\sigma'(T)$, яка визначається рівнянням $\sigma'(T) = 1/\rho(T) - 1/\rho_N(T)$, де ρ – вимірюваний в експерименті питомий опір, а $\rho_N(T) = aT + \rho_0$ являє собою питомий опір зразка в нормальному стані, екстрапольований в область низької температури. Нагадаємо, що при $T = T^*$ не тільки $\rho(T)$ відхиляється від лінійності, але і густина станів $D(E)$ на рівні Фермі починає поступово зменшуватися, що означає відкриття ПЩ. Крім того, як зазначено вище, при $T = T^*$, поверхня Фермі починає змінюватися, швидше за все, через формування локальних пар трохи нижче T^* . Таким чином, правильне визначення T^* має першорядне значення для аналізу ФЛП і ПЩ. Наведений в дисертації точний метод знаходження T^* дозволяє впевнено і з достатньою точністю визначати T^* і проводити аналіз і ФЛП, і ПЩ.

Відповідно до сучасних уявлень, невелика довжина когерентності, в поєднанні з квазідвовимірною структурою ВТНП, призводить до утворення помітного, в порівнянні зі звичайними надпровідниками, діапазону надпровідних (НП) флуктуацій, ΔT_{fl} , в купратах вище T_c . Зазвичай в YBCO $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G = (10-20)$ К, де T_G – це температура Гінзбурга, до якої працює теорія середнього поля Боголюбова. Як вже зазначалося, у цьому діапазоні флуктуаційні куперовські пари поведуться, як звичайні НП пари, але без дальнього порядку (так звані «коротко діючі фазові кореляції»), а надлишкова провідність, $\sigma'(T)$, підпорядковується класичним флуктуаційним теоріям. Головне, як вже згадувалося вище, поведінка термоЕРС в діапазоні НП флуктуацій раніше детально не вивчалася.

Показано, що $\sigma'(T)$ зразка S1 поблизу T_c добре описується флуктуаційною теорією Асламазова-Ларкіна для 3D систем, демонструючи 3D-2D кросовер при підвищенні температури. Вище температури кросовера $T_0 > T_c$, тобто в області 2D флуктуацій, експеримент відмінно апроксимується 2D рівнянням Макі-Томпсона (МТ) теорії Хікамі-Ларкіна для ВТНП, що характерно для YBCO без дефектів. Відповідно, в разі зразків S2 і S3 МТ внесок повністю пригнічений дефектами, і вище T_0 $\sigma'(T)$ апроксимується рівнянням моделі Лоуренса-Доніаха, що типово для YBCO при наявності дефектів.

Нагадаємо, що для аналізу надлишкової провідності $\sigma'(T)$ у всьому діапазоні температур від T^* до T_G ми використовуємо рівняння в якому $(1 - T/T^*)$ визначає кількість спарених ферміонів, що виникають при $T \leq T^*$, і $\exp(-\Delta^*/T)$ дає кількість пар, зруйнованих тепловими флуктуаціями при наближенні до T_c . Вирішуючи це рівняння щодо $\Delta^*(T)$, ми отримуємо рівняння для аналізу ПЩ в усьому зазначеному діапазоні температур. Аналіз залежностей $\Delta^*(T)$ показав, що для зразка S1 залежність $\Delta^*(T)$ така ж, як і у ОД монокристала YBCO без дефектів, але, як і очікувалося, змінюється при збільшенні числа дефектів при відпалі.

Вперше проведено порівняння експериментальних даних отриманих для питомого опору і термоЕРС з температурною залежністю ФЛП і псевдощільни

$\Delta^*(T)$ при різних стадіях відпалу (різних n_f). Виявлено, що, поблизу T_c , $S(T)$ завжди демонструє максимум при $T = T_{01}$, яка обмежує область надпровідних флуктуацій зверху, а потім, як і очікувалося, починає зменшуватися і швидко падає до нуля при $T \leq T_0$. Це область, де починають формуватися флуктуаційні куперовські пари, які, швидше за все, закорочують електронний транспорт, зменшуючи, таким чином, термоЕРС. Той факт, що термоЕРС демонструє максимум точно при $T = T_{01}$, також був виявлений вперше.

На жаль, механізм формування термоЕРС в ВТНП до кінця нез'ясований. Згідно з однією із теорій, розвиненою для широкого спектра сильно корельованих електронних систем в межах переважаючого розсіювання на домішках / дефектах, $S/T \sim (C_e/T)(1/n_f e)$, де C_e – питома електронна теплоємність і e – заряд електрона. Таким чином, при низьких температурах термоЕРС в першому наближенні представляє електронну теплоємність, нормовану на n_f . Щоб з'ясувати еволюцію термоЕРС і прояснити можливу зміну електронної взаємодії і трансформацію поверхні Фермі в наших зразках зі зменшенням n_f при відпалі, були проаналізовані залежності S/T від $\log T$ в рамках даної моделі.

Вперше спостерігалось три різних типи залежностей S/T від $\log T$ для зразків S1, S2, S3, що дозволяє припустити, що механізм електронної взаємодії в YBCO змінюється після відпалу, оскільки $S/T \sim 1/n_f$. Показано, що S1 ($T_c = 90$ К) проявляє досить незвичайну, майже плоску залежність S/T від $\log T$ в інтервалі від ~ 280 К до T_c , при цьому, як вже зазначалося, спостерігається зміна нахилу при T^* . Ця залежність типова для $p \geq p^*$, де приведена щільність носіїв заряду p^* відповідає квантовій критичній точці (ККТ) в купратах, нижче якої виникає ПЩ у ВТНП. Відповідно, S2 ($T_c = 86$ К) виявляє нелінійну залежність S/T при високих T , але, як і очікувалося, чітка лінійна залежність $\log(T_0/T)$, де T_0 визначає масштаб вздовж осі Y , спостерігається в широкому діапазоні температур при $T < T^*$, що типowo для $p \leq p^*$. Для зразка S3 з допудванням набагато менше, ніж p^* ($T_c = 80$ К), S/T нелінійна в цілому температурному діапазоні від ~ 280 К до T_c і піддається значному збільшенню при низькій температурі.

Виявлені незвичайні залежності S/T від $\log T$ дозволяють зробити висновок, що така поведінка термоЕРС в наших зразках підтверджує, що p^* являє собою квантову критичну точку, нижче за яку виникає зарядове впорядкування (charge density wave, CDW), яке викликає перебудову поверхні Фермі, флуктуації якої, найімовірніше, відповідають за логарифмічну термоЕРС виявлену при $p \leq p^*$. Таким чином, запропоновано феноменологічну інтерпретацію ефектів, які спостерігаються на температурній залежності термоЕРС полікристалів YBCO при переході щільності носіїв заряду через ККТ. *Це другий, найбільш вагомий результат дисертації.*

У п'ятому розділі «Критичні струми і флуктуаційна провідність в плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ » наведено результати експериментальних досліджень густини критичних струмів нижче T_c в порівнянні з аналізом флуктуаційної провідності вище T_c в цих же зразках.

Механізми розсіювання нормальних носіїв в ВТНП вище T_c , також як і динаміка квазічастинок в ВТНП при $T < T_c$, як і раніше до кінця нез'ясовані. Як відомо температурна залежність довжини когерентності, як в площині ab , так і вздовж осі c , $\xi(T) = \xi(0)(1-T/T_c)^{-1/2}$, нижче T_c така ж, як і вище T_c . Логічно припустити, що поблизу T_c , де $\xi(T) \gg d$, також, як і для флуктуаційних куперовських пар (ФКП) вище T_c , при $T < T_c$ повинен спостерігатися 3D режим, який зі зменшенням температури переходить в 2D режим при $\xi(T) < d$, де d – розмір елементарної комірки YBCO уздовж осі c . Вочевидь, що при температурі 3D-2D кросовера T_0 при $T < T_c$ також має спостерігатися зміна температурної залежності критичного струму ВТНП, $j_c(T)$, проте це питання не було вивчено.

В дисертації вперше проведено порівняльний аналіз результатів, отриманих при вимірюванні флуктуаційної провідності $\sigma'(T)$ вище T_c та густини критичного струму $j_c(T)$ нижче T_c в плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, які мають різну кількість дефектів – зразки W62, W136 і W154. Показано, що з ростом числа дефектів $\rho(T)$ плівок помітно зростає. Збільшення числа дефектів підтверджується очікуваною зміною температурних залежностей $\sigma'(T)$. Виявлено, що, також як і в полікристалах YBCO (див. Розділ 4), $\sigma'(T)$ зразка W136 поблизу T_c підпорядковується 3D теорії

Асламазова-Ларкіна, демонструючи 3D-2D кросовер при підвищенні температури. Вище температури кросовера $T_0 > T_c$ в області 2D флуктуацій, експеримент відмінно апроксимується 2D рівнянням Макі-Томпсона для ВТНП, що характерно для YBCO з малою кількістю дефектів. Відповідно, в разі зразка W154 МТ внесок повністю пригнічений дефектами, і вище T_0 $\sigma'(T)$ апроксимується рівнянням моделі Лоуренса-Доніаха, що типово для YBCO при наявності дефектів.

З іншого боку, доведено, що в плівках, які практично не мають дефектів (зразок W62), залежність $j_c(T)$ повністю відповідає моделі малокутових границь розділу кристалічних блоків (МГРБ), що визначає залежність $j_c(T)$ в таких ВТНП. В області низьких температур $j_c(T) \sim t^{1.45}$, де $t = (1 - T/T_c)$, що близько до залежності $j_c(T) \sim t^{3/2}$, яку передбачає теорія для плівок без дефектів. Відповідно, при наближенні до T_c залежність $j_c(T)$ наближається до квадратичного закону $j_c(T) \sim t^2$. Згідно МГРБ, при температурі t_c зміни нахилу від $s = 3/2$ до $s = 2$ критичний кут $\theta_c(T)$ дорівнює максимальному куту на шляхах протікання НП струму, що дозволяє оцінити величину характерних кутів разорієнтації кристалічних блоків в плівці W62.

Таким чином, використовуючи модель МГРБ визначено такі параметри плівки як критичний кут разорієнтації кристалічних блоків в плівці, при якому змінюється нахил $j_c(T)$, та коефіцієнт прозорості міжблочних границь, які збігаються з даними літератури. Істотно, що в даному випадку поблизу T_c нахил $j_c(T)$ зростає. З іншого боку, якщо в зразку формується специфічна структура дефектів, що виникає при певних умовах в c -орієнтованих епітаксійних ВТНП плівках, то спостерігається різке зростання величини j_c . В той же час, нахил залежностей $j_c(T)$ поблизу T_c , навпаки, зменшується. Таким чином, встановлено, що в плівках YBCO, які мають дефекти, модель МГРБ не працює.

Вперше з'ясовано, що в плівках YBCO з дефектами нахил залежностей $j_c(T)$ поблизу T_c змінюється при тому ж значенні відносної температури $t_0 = (1 - T/T_c)$, при якому вище T_c спостерігається 3D-2D кросовер на температурній залежності ФЛП $\sigma'(T)$. Таким чином, з вимірювань густини критичного струму

вперше доведено, що в ВТНП нижче T_c також відбувається 3D-2D кросовер причому при тому ж значенні відносної температури, що і вище T_c . Іншими словами, нижче T_c 3D-2D кросовер також відбувається при температурі, при якій $\xi_c(T) = d$. Це, фактично, третій, найбільш вагомий результат дисертації.

Поблизу T_c , де $\xi_c(T) \gg d$, довжина когерентності, особливо в площині ab , дуже велика і практично не «відчуває» дефекти. Тобто, фактично, в НП стані в ВТНП поблизу T_c реалізується 3D режим з плавною течією вихорів (режим « r -flow»). При цьому розподіл струму по перетину зразка стає однорідним і, як наслідок, реалізується залежність $j_c(T) \propto t^{3/2}$, яка передбачається для плівок YBCO з хорошою структурою. Саме така залежність, близька до $j_c(T) \propto t^{3/2}$, вперше спостерігалася в наших експериментах для зразків W136 і W154 при малих t , тобто в 3D області поблизу T_c , підтверджуючи зроблений висновок.

Нижче t_0 ВТНП стає квазідвовимірним, оскільки тепер $\xi_c(T) \ll d$ і куперовські пари розташовані в площинах CuO_2 , які при низьких температурах не пов'язані кореляційною взаємодією (2D режим). Вперше показано, що в цьому режимі вимірюється нахил $j_c(T)$, $s=1.78$, який є характеристикою 2D стану тонких плівок YBCO при низьких температурах при наявності дефектів. Таким чином, вперше запропоновано феноменологічну інтерпретацію ефектів, які спостерігаються в поведінці густини критичних струмів $j_c(T)$ в плівках YBCO при зміні кількості дефектів.

На закінчення можна зробити висновок, що всі отримані в дисертації результати показують, що різні дефектні ансамблі, що виникають як в міді, так і в полікристалах і тонких плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при різних способах виготовлення, істотно впливають на властивості зразків.

Ключові слова: полікристалічна мідь, високотемпературні надпровідники, купрати, питомий опір, термоЕРС, надлишкова провідність, псевдощілина, флуктуаційна провідність, полікристали, тонкі плівки, критичний струм.

ABSTRACT

Stepanov V.B. Transport properties and thermoEMF of copper and copper-oxide HTSCs, the role of defects. – Qualification scientific paper, manuscript.

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, 2021.

The thesis is devoted to the study of fundamental electronic processes occurring in polycrystalline copper and copper-oxide high-temperature superconductors (HTSCs) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ under the influence of various defects. The thermoelectromotive force (thermoEMF) method was used to study the presence of impurities and defects in model substance, which is polycrystalline copper subjected to plastic deformation in order to obtain information on the physical nature of the interaction of the electronic subsystem with dislocations and impurities. In addition, using the method of thermoEMF and pseudogap analysis in the model of local pairs, polycrystalline samples and thin films of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ were studied in the presence of impurities and defects arising from oxygen-free annealing of polycrystals and depending on the method of films preparation, in order to obtain information about the physical nature of the interaction of superconductivity and defects and their possible impact on the Fermi surface (FS). It is shown that the measurement of thermoEMF, which depends on the size and shape of the FS, is a very informative method of studying the above compounds.

The **introduction** briefly justifies the relevance of the dissertation topic, defines the purpose and main tasks of the research, as well as objects, subject and research methods. The scientific novelty and practical value of the obtained results are formulated. The information about the publications, the personal applicant's contribution and the approbation of the results of thesis are discussed. The information about the structure and volume of the dissertation is also given.

The **first section "Behavior of the Seebeck coefficient in copper and copper-oxide high-temperature superconductors (HTSCs), the main properties of HTSCs $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Literature review)"** is devoted to the analysis of literature data on the

structure and physical properties of the studied objects. The theoretical foundations of thermoEMF physics in metals are considered, in which information on the temperature dependence of the Seebeck coefficient, $S(T)$, in simple metals (copper) and complex compounds, such as HTSCs, is given. The behavior of thermoEMF in copper oxide superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ is analyzed within the framework of various models of electron transport. The main properties of HTSCs that distinguish them from low-temperature superconductors (LTSCs) are considered. Concepts such as pseudogap and local pairs are characterized, and different points of view on the mechanism of superconducting (SC) pairing in HTSCs are discussed. Information on the structure and phase diagram of cuprates $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ is presented. Attention is paid to the processes occurring in HTSCs with decreasing charge carriers density and the issues of anisotropy of properties and specificity of local pair behavior in HTSCs are touched upon. To study the relationship between the effect of defects on the behavior of fluctuation Cooper pairs above T_c and the properties of the HTSCs below T_c , the fluctuation conductivity and critical current density in thin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films with different numbers of defects were investigated. Theoretical aspects of the description of fluctuation conductivity, pseudogap and critical current density in HTSCs are discussed in detail.

The **second section "Researched samples and experimental methods"** describes the production and preparation of test samples of copper (Cu), copper oxide polycrystals and thin films $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. The method of plastic deformation of copper wire and the technology of manufacturing polycrystals and thin films of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ by compression method and pulse laser deposition (PLD), respectively, as well as the technology of obtaining $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ polycrystals samples with different charge carrier density using annealing in an oxygen-free environment are considered in detail. A description of the design of the cryostat, as well as the procedure for preparing samples for resistivity and thermoEMF studies are discussed. Methods for measuring electrical resistivity and thermoEMF at low temperatures are also described.

The **third section "Influence of plastic deformation on the temperature dependences of resistivity and thermoEMF in copper"** is devoted to determining the

properties of real metals at low temperatures by changing the type and density of defects in the crystal structure under the influence of plastic deformation. Significant anomalies of temperature dependences of resistivity and thermoEMF in polycrystalline copper were revealed.

One of the methods of studying plastic deformations is based on the measurement of thermoEMF, using which, in the dissertation an attempt is made to answer the question of the interplay between impurities and dislocations in polycrystalline copper. For the first time in the wide temperature range 4.2–300 K, comparative results of an experimental study of the resistivity, $\rho(T)$, and thermoEMF, $S(T)$, of polycrystalline copper samples under the influence of plastic deformation at room temperature were obtained. For the first time with a high accuracy (error $\sim 1\div 3\%$) a number of correlated anomalies on temperature dependences $\rho(T)$ and thermoEMF associated with dislocations were revealed. It is shown that the probable cause of these anomalies may be the resonant scattering of free electrons and thermal phonons on electrons located near the dislocations.

It is found that under the influence of plastic deformation on the dependences of differential thermoEMF, $S_{AB}(T)$, of conditionally clean (Cu-99.99%) and conditionally dirty (Cu-99.9%) copper samples, there is a clear minimum at low temperatures, which is a sensitive indicator of processes occurring in the sample at different degrees of plastic deformation. It is proved that the value of the minimum and its temperature ($T_{min} \sim 25$ K) is higher in clean samples. The shift of the minimum to $T_{min} \sim 13$ K, detected in dirty samples, is due to the greater intensity of interaction of impurities with dislocations, arising as a result of deformation.

Detailed studies of the dependences of the temperature and the absolute value of the minimum on the value of plastic deformation ε , from zero to $\varepsilon = 95\%$, have been carried out. In parallel with the thermoEMF, the relative electrical resistivity of the sample after deformation ρ_d was measured, normalized to the value of the residual resistivity of the undeformed sample ρ_{nd} , measured at 4.2 K. Based on the obtained data, it was concluded that the discovered non-monotonic character of the deformation dependences of the minimum of thermoEMF and electrical resistivity directly reflects

the evolution of the defect structure of the samples with increasing deformation. Most likely, this behavior can also be associated with the transformation of the Fermi surface (FS), due to distortions of the crystal structure of copper under the influence of plastic deformation, because the thermoEMF depends on the size and shape of the FS.

The **fourth section "Comparative analysis of temperature dependences of resistivity, pseudogap and thermopower in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ polycrystals with decreasing charge carrier density"** presents the results of the study of the effect of annealing defects on the charge carrier density n_f , resistivity $\rho(T)$, thermoEMF $S(T)$, fluctuation conductivity $\sigma'(T)$ and pseudogap $\Delta^*(T)$ (PG) of a textured polycrystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) with a small deviation from oxygen stoichiometry (sample S1 with $T_c = 90$ K). Polycrystals have the advantage that in them n_f can be significantly reduced during the annealing of the samples in an oxygen-free environment. In the case of a strong change in n_f in the samples, various defects can occur, which significantly change the structure of the sample. It seemed highly desirable to find out how the above properties of the same sample change if the carrier density in it is changed by annealing taking into account the formation of defects. Note that such studies have not been conducted before.

It was found that under the influence of annealing n_f , and, consequently, T_c of the optimally doped (OD) sample (S1) decreased from 90 K to 86 K (S2) and 80 K (S3), respectively. Thus, it is shown that with decreasing n_f under the influence of annealing T_c decreases by 10 K, while the opening temperature of the PG, T^* , markedly increases by ~ 18 K, which is in full accordance with the phase diagram of HTSCs for YBCO. At the same time, $\rho(T)$ noticeably increases, which indicates the formation of additional defects in the samples. In good textured YBCO polycrystals, such defects may be point defects that occur when the number of oxygen vacancies in the CuO_2 planes increases.

Simultaneously, the dependences $S(T)$ were measured for all three samples. It is shown for the first time that the dependences $S(T)$, linear at high temperatures, change the slope exactly at $T = T^*$. The dependences $S(T)$ have been described in the framework of an empirical "two-band model with an additional linear temperature term", which assumes the presence in the function of density of states, $D(E)$, a narrow

resonant Lorentz peak located near the Fermi level. It was also taken into account that $S(T)$ falls to zero at $T \sim T_c$. For the first time, it was shown that the model perfectly describes the $S(T)$ of all three samples in the high temperature region, but deviates downwards from the experiment at $T = T^*$. The revealed significant anomalies on the $S(T)$ allow us to conclude that this behavior confirms the transformation of FS at $T \leq T^*$, which is predicted by some modern theories. *This is the first most important result of the dissertation.*

An increase in the number of defects during annealing is confirmed by the detected change in the temperature dependencies $\sigma'(T)$ and $\Delta^*(T)$. As is known, the linear dependence $\rho(T)$ above T^* is an integral part of the normal state of cuprates (e.g., YBCO), which is characterized by the stability of the Fermi surface. At $T \leq T^*$ $\rho(T)$ deviates from linearity, which leads to the appearance of excess conductivity $\sigma'(T)$, which is determined by the equation $\sigma'(T) = 1/\rho(T) - 1/\rho_N(T)$, where ρ is the resistivity measured in the experiment, and $\rho_N(T) = aT + \rho_0$ is a resistivity of the sample in the normal state, extrapolated to low temperatures. Recall that at $T = T^*$ not only $\rho(t)$ deviates from linearity, but also the density of states $D(E)$ at the Fermi level begins to gradually decrease, which means the opening of the PG. In addition, as noted above, at $T = T^*$, the FS begins to change, most likely due to formation of local pairs slightly below T^* . Thus, the correct determination of T^* is of paramount importance for the analysis of FLC and PG. The method for accurately determining T^* given in the dissertation allows us to confidently determine T^* and perform FLC and PG analysis.

According to modern concepts, the small coherence length in combination with the quasi-two-dimensional structure of HTSCs leads to the formation of a noticeable, in comparison with conventional superconductors, range of superconducting (SC) fluctuations ΔT_{fl} in cuprates above T_c . Usually in YBCO $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G = (10-20)$ K, where T_G is the Ginzburg temperature, down to which the Bogolyubov mean field theory works. As already noted, in this range, fluctuating pairs behave like ordinary SC pairs, but without long-range order (the so-called "short-range phase correlations"), and the excess conductivity $\sigma'(T)$ obeys the classical theories of fluctuations. The main

thing, as already mentioned above, has not been previously studied in detail the behavior of the thermoEMF in the region of SC fluctuations.

It is shown that the $\sigma'(T)$ of sample S1 near T_c is well described by the Aslamazov-Larkin fluctuation theory for the 3D systems, demonstrating a 3D-2D crossover with increasing temperature. Above the crossover temperature $T_0 > T_c$, i.e. in the range of 2D fluctuations, the experiment is perfectly approximated by the 2D Maki-Thompson (MT) equation of the Hikami-Larkin theory for HTSCs, which is characteristic of YBCO without defects. Accordingly, in the case of samples S2 and S3, the MT contribution is completely suppressed by defects, and above T_0 $\sigma'(T)$ is approximated by the Lawrence-Doniach model equation, which is typical for YBCO in the presence of defects.

Recall that to analyze the excess conductivity $\sigma'(T)$ over the entire temperature range from T^* to T_G , we use an equation in which $(1 - T/T^*)$ determines the number of paired fermions that arise at $T \leq T^*$, and $\exp(-\Delta^*/T)$ gives the number of pairs destroyed by thermal fluctuations when approaching T_c . Solving this equation with respect to $\Delta^*(T)$, we obtain an equation for the analysis of PG over the entire specified temperature range. Analysis of the dependences $\Delta^*(T)$ showed that for sample S1 the dependence $\Delta^*(T)$ is the same as in the OD YBCO single crystal without defects, but, as expected, changes with increasing number of defects during annealing.

For the first time, a comparison of experimental data obtained for resistivity and thermoEMF with the temperature dependences of FLC and pseudogap $\Delta^*(T)$ at different annealing stages (different n_f) was performed. It has been found that near T_c , $S(T)$ always demonstrates a maximum at $T = T_{0l}$, which limits the region of superconducting fluctuations from above, and then, as expected, begins to decrease and rapidly falls to zero at $T \leq T_0$. This is the area where fluctuating Cooper pairs (FCPs) begin to form, which are likely to shorten electronic transport, thus reducing thermoEMF. The fact that thermoEMF demonstrates the maximum exactly at $T = T_{0l}$ was also discovered for the first time.

Unfortunately, the mechanism of thermoEMF formation in HTSCs is not fully understood. According to one of the theories developed for a wide range of strongly

correlated electronic systems within the predominant scattering on impurities / defects, $S/T \sim (C_e/T)(1/n_f e)$, where C_e is the specific electron heat capacity and e is the electron charge. Thus, at low temperatures, the thermoEMF in the first approximation represents the electron heat capacity normalized to n_f . To elucidate the evolution of thermoEMF and to clarify the possible change in the electron interaction and the Fermi surface transformation in our samples with decreasing n_f during annealing, the dependences of S/T on $\log T$ were analyzed within this model.

For the first time, three different types of S/T dependences on $\log T$ were observed for YBCO samples S1, S2, S3, which suggests that the mechanism of electronic interaction in YBCO changes after annealing, since $S/T \sim 1/n_f$. It is shown that S1 ($T_c = 90$ K) shows a rather unusual, almost flat dependence of S/T on $\log T$ in the range from ~ 280 K to T_c , while, as already noted, there is a change in slope at T^* . This dependence is typical for $p \geq p^*$, where the reduced density of charge carriers p^* corresponds to the quantum critical point (QCP) in cuprates, below which a PG opens in HTSCs. Accordingly, S2 ($T_c = 86$ K) shows a nonlinear dependence of S/T at high T, but, as expected, a clear linear dependence on $\log (T_0/T)$, where T_0 defines the scale along the Y axis, is observed in a wide range of temperatures at $T < T^*$, which is typical for $p \leq p^*$. For sample S3 with doping much less than p^* ($T_c = 80$ K), S/T is nonlinear in the whole temperature range from ~ 280 K to T_c and is subjected to a significant increase at low temperature.

The revealed unusual dependences of $S(T)$ allow us to conclude that this behavior of thermoEMF in our samples confirms that p^* is a quantum critical point, below which arises a charge ordering (CDW), which causes the rearrangement of the Fermi surface, which fluctuations are most likely responsible for the logarithmic thermoEMF at $p \leq p^*$. Thus, a phenomenological interpretation of the effects observed on the temperature dependences of the thermoEMF of YBCO polycrystals during the transition of the charge carrier density through the QCP is proposed. *This is the second, most important result of the dissertation.*

The **fifth section "Critical currents and fluctuation conductivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films"** presents the results of experimental study of critical current

density below T_c in comparison with the analysis of fluctuation conductivity above T_c in the same samples.

The mechanism of scattering of normal carriers in HTSCs above T_c , as well as the dynamics of quasiparticles in HTSCs at $T \ll T_c$, are still not fully understood. As is known, the temperature dependence of the coherence length, both in the ab plane and along the c axis, $\xi(T) = \xi(0)(1 - T/T_c)^{-1/2}$, below T_c is the same as above T_c . It is logical to assume that near T_c , where $\xi(T) \gg d$, as well as for fluctuating Cooper pairs (FCPs) above T_c , at $T < T_c$ should be observed 3D mode, which goes over to the 2D mode at $\xi(T) < d$ with decreasing temperature, where d is the size of the YBCO unit cell along the c axis. Obviously, at the 3D-2D crossover temperature T_0 there should also be a change in the temperature dependence of the HTSC critical current, $j_c(T)$, but this issue has not yet been studied.

In the dissertation, for the first time, a comparative analysis of the results obtained by measuring the fluctuation conductivity (FLC) above T_c and the critical current density $j_c(T)$ below T_c in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films with different number of defects (samples W62, W136 and W154) is carried out. It is shown that with an increase in the number of defects, $\rho(T)$ of the films noticeably increases. The increase in the number of defects is confirmed by the expected change in the temperature dependences $\sigma'(T)$. It was found that, as in YBCO polycrystals (see Section 4), $\sigma'(T)$ of sample W136 near T_c obeys the 3D Aslamazov-Larkin theory, demonstrating a 3D-2D crossover with increasing temperature. Above the crossover temperature $T_0 > T_c$, that is, in the region of 2D fluctuations, the experiment is perfectly approximated by the 2D Maki-Thompson equation for HTSCs, which is typical for YBCO with a small number of defects. Accordingly, in the case of sample W154, the MT contribution is completely suppressed by defects, and above T_0 $\sigma'(T)$ is approximated by the Lawrence-Doniach model equation, which is typical for YBCO in the presence of defects.

On the other hand, it was proved that in practically defect-free films (sample W62), the $j_c(T)$ dependence fully corresponds to the model of low-angle crystalline block interfaces (LACBI), which determines the $j_c(T)$ dependence in such HTSCs. At low temperatures $j_c(T) \sim t^{1.45}$, which is close to $j_c(T) \sim t^{3/2}$, which is confirmed by the

theory for films without defects. Accordingly, as T_c is approached, the $j_c(T)$ dependence approaches the quadratic law $j_c(T) \sim t^2$. According to the LACBI model, at a given temperature t_c , of the slope change from $s = 3/2$ to $s = 2$, the critical angle $\theta_c(T)$ is equal to the maximum angle on the paths of the SC current flow that allows to estimate the value of characteristic angles of misorientation of crystal blocks in W62 film. Thus, using the LACBI model, we could determine such film parameters as the critical angle of misorientation of crystalline blocks in the film, at which the slope $j_c(T)$ changes, and the transparency coefficient of interblock boundaries, which coincide with the literature data. It is essential that in this case the slope increases near T_c .

On the other hand, if a specific structure of defects is formed in the sample, which arises under certain conditions in c-oriented epitaxial HTSC films, then a sharp increase in the value of j_c is observed, but the slope of $j_c(T)$ near T_c , on the contrary, decreases. Thus, it was found that the LACBI model does not work in YBCO films with defects. Finally, it was found for the first time that in YBCO films with defects, the slope of the $j_c(T)$ dependences near T_c changes at the same reduced temperature $t_0=(1-T/T_c)$, at which the 3D-2D crossover in the temperature dependences of FLC is observed above T_c . Thus, from measurements of the critical current density, it was proved for the first time that in HTSCs below T_c there is also a 3D-2D crossover at the same value of the relative temperature as above T_c . In other words, below T_c there is also a 3D-2D crossover, which also occurs at a temperature at which $\xi_c(T)=d$. *This is, in fact, the third most important result of the dissertation.*

Near T_c , where $\xi_c(T) \gg d$, the coherence length, especially in the ab plane, is very large and practically does not "feel" defects. That is, in fact, in the SC state in HTSCs near T_c , a 3D regime with a smooth flow of vortices (" ρ -flow" regime) is implemented. The current distribution over the sample becomes uniform and, as a consequence, the dependence $j_c(T) \propto t^{3/2}$ is realized, which is assumed for YBCO films with a good structure. This dependence, close to $j_c(T) \propto t^{3/2}$, was first observed in our experiments for samples W136 and W154 at low t , i.e. in the 3D region near T_c , which confirms the conclusion.

Below t_0 , the HTSC becomes quasi-two-dimensional, since now $\xi_c(T) < d$ and the Cooper pairs are confined in the CuO_2 planes, which at low temperatures are not related by a correlation interaction (2D mode). It is shown for the first time that in this mode the measured slope $j_c(T)$, $s = 1.78$, is a characteristic of the 2D state of YBCO thin films at low temperatures and in the presence of defects. Thus, a phenomenological interpretation of the effects, which observed in the behavior of the critical current density $j_c(T)$ in YBCO films, is proposed for the first time.

In conclusion, we can conclude that all the results obtained in the dissertation show that various defect ensembles arising in copper and $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ samples, both in polycrystals and in thin films, with different manufacturing methods, significantly affect the properties of the samples.

Keywords: polycrystalline copper, high-temperature superconductors, cuprates, resistivity, thermoEMF, excess conductivity, pseudogap, fluctuation conductivity, polycrystals, thin films, critical current.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

1. Temperature correlation of the impedance characteristics of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ film and the SrTiO_3 substrate. / V. M. Dmitriev, E. L. Kravchenko, M. N. Ofitcerov, N. N. Prenzlau, V. N. Svetlov, **V. B. Stepanov** // Low Temperature Physics – 1993. – Vol. 19, № 4 – P. 318-320, Q3.
2. Fluctuation conductivity and critical currents in YBCO films / A. L. Solovjov, V. M. Dmitriev, V. N. Svetlov, **V. B. Stepanov** // Low Temperature Physics. – 2003. – Vol. 29, № 12 – P. 973-981, Q3.
3. Temperature anomalies of electrical resistance and thermoelectromotive force of polycrystalline copper subjected to plastic deformation. / V. M. Dmitriev, N. N. Prenzlau, V. N. Svetlov, **V. B. Stepanov** // Low Temperature Physics. – 2005. – Vol. 31, № 1 – P. 73-76, Q3.
4. Influence of plastic deformation on the temperature dependence of thermoEMF in copper. / V. N. Svetlov, **V. B. Stepanov** // Low Temperature Physics. – 2006. – Vol. 32, № 7 – P. 700-702, Q3.
5. Effect of large plastic deformations on the low-temperature thermopower peak and electrical resistance of polycrystalline copper. / V. N. Svetlov, A. L. Solovjov, **V. B. Stepanov** // Low Temperature Physics. – 2012. – Vol. 38, № 1 – P. 64-66, Q3.
6. Comparative analysis of the temperature dependence of the resistivity, pseudogap and thermoelectric power in polycrystals $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ with a decrease in the density of charge carriers. / A. L. Solovjov, **V. B. Stepanov**, Yu. A. Kolesnichenko // Low Temperature Physics. – 2021. – Vol. 47, №10 – P. 812-824, Q3.

Наукові праці, які засвідчують апробацію результатів:

7. Correlation between impedance anomalies of SrTiO₃ substrate and YBa₂Cu₃O_x film / V.M. Dmitriev, E.L. Kravchenko, M.N. Ofitserov, N.N. Prentslau V.N.Svetlov, **V. B. Stepanov** // Proceedings of International Conference «PHYSICS IN UKRAINE, Low Temperature Physics – 1993», – Ukraine, Kiev, 1993. – P. 90.
8. The effect of anomalies of impedance of a SrTiO₃ substrates on that of an YBa₂Cu₃O_x films / V.M. Dmitriev, E.L. Kravchenko, M.N. Ofitserov, N.N. Prentslau, V.N.Svetlov, **V.B. Stepanov** // Proceedings of Int. Conf. M²S-HTSC IV. – Grenoble, France. 1994. – Physica C 235-240, P. 615-616.
9. Specific temperature dependence of pseudogap in YBa₂Cu₃O_{7-δ} nanolayers / T.Y. Novikov, L.V. Omelchenko, V.N. Svetlov, **V.B. Stepanov**, A.L. Solovjov // V International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics», June 2–6 2014: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2014. – P. 26.
10. Excess conductivity and pseudogap in superlattices and double layer YBa₂Cu₃O_{7-δ} – PrBa₂Cu₃O_{7-δ} films / L.V. Omelchenko, **V. B. Stepanov**, A.L. Solovjov // VIII International Conference for Professionals and Young Scientists «Low Temperature Physics», May 29 – June 2, 2017 : book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2017. – P. 52.
11. Порівняльний аналіз температурної залежності питомого опору, псевдощільності і термоерс в полікристалічних надпровідниках YBa₂Cu₃O_{7-δ} зі зниженою щільністю носіїв заряду / **В. Б. Степанов**, Е. В. Петренко, А. Л. Соловйов // "XIV Міжнародна конференція «Фізичні явища в твердих тілах»" December 3–5 2019 : book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2019. – P. 25.
12. Temperature dependence of resistivity, pseudogap and thermoelectric power in polycrystalline superconductors YBa₂Cu₃O_{7-δ} with reduced charge carrier density / E.V. Petrenko, **V. B. Stepanov**, A. L. Solovjov // Condensed Matter & Low Temperature Physics 2020 "CM & LTP 2020" June 8–14, 2020 : book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2020. – P. 42.

13. Comparative analysis of the temperature dependence of resistivity, excess conductivity, pseudogap and thermoelectric power in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ polycrystals. / A. L. Solovjov, **V. B. Stepanov**, Yu. A. Kolesnichenko // III Міжнародна конференція "ФУНКЦІОНАЛЬНІ МАТЕРІАЛИ ДЛЯ ІННОВАЦІЙНОЇ ЕНЕРГЕТИКИ ФМІЕ-2021" May 25–27, 2021: book of abstracts. – Ukraine, Kyiv, 2021. – P. 28.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ.....	29
ВСТУП.....	31
РОЗДІЛ 1. ПОВЕДІНКА КОЕФІЦІЄНТУ ЗЕСБЕКА В МІДІ ТА МІДНО - ОКСИДНИХ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ НАДПРОВІДНИКАХ (ВТНП), ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ ВТНП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ).....	37
1.1. Теоретичні основи фізики термоЕРС в металах	37
1.2. Температурна залежність коефіцієнта Зеєбека в простих металах (мідь).....	39
1.3. Температурна залежність коефіцієнта Зеєбека в складних з'єднаннях....	41
1.4. Аналіз поведінки термоЕРС в мідно-оксидних надпровідниках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в рамках різних моделей електронного транспорту	41
1.5. Основні властивості високотемпературних надпровідників (ВТНП), які відрізняють їх від низькотемпературних надпровідників (НТНП).....	45
1.5.1. Псевдощілина, механізм надпровідного спарювання і локальні пари в ВТНП	45
1.5.2. Структура і фазова діаграма купратів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	47
1.5.3. Знижена щільність носіїв заряду і анізотропія властивостей	50
1.5.4. Специфіка поведінки локальних пар в ВТНП.....	51
1.5.5. Теоретичні аспекти опису флуктуаційної провідності в ВТНП..	52
1.5.6. Теоретичні аспекти опису псевдощілини в ВТНП.....	55
1.5.7. Критичні струми і флуктуаційна провідність в плівках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	56
1.5.7.1. Критичні струми в плівках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	56
1.5.7.2. Модель температурної залежності критичних струмів в ВТНП з малокутовими границями розділу кристалічних блоків (МГРБ).....	57

1.6. Висновки до розділу 1	60
РОЗДІЛ 2. ДОСЛІДЖУВАНІ ЗРАЗКИ І ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИКИ	61
2.1. Пластична деформація мідного дроту	61
2.2. Технологія виготовлення полікристалів і тонких плівок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ і методика експерименту	62
2.2.1. Приготування полікристалічних ВТНП зразків заданої геометрії	62
2.2.2. Технологія отримання зразків полікристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різною щільністю носіїв заряду з використанням відпалу.....	63
2.2.3. Методика наплення тонких плівок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	64
2.3. Методика експерименту	65
2.3.1. Формування контактів для резистивних і термоЕРС досліджень.....	65
2.4. Методика вимірювань	66
2.4.1. Вимірювання електроопору і термоЕРС при низьких температурах	66
2.4.1.1. Вставка для вимірювання електроопору і термоЕРС	66
2.4.1.2. Кріостат	68
2.4.1.3 Схеми установки для вимірювання електроопору при низьких температурах	69
2.4.2. Вимірювання термоЕРС	70
2.5. Висновки до розділу 2.....	71
РОЗДІЛ 3. ВПЛИВ ПЛАСТИЧНОЇ ДЕФОРМАЦІЇ НА ТЕМПЕРАТУРНІ ЗАЛЕЖНОСТІ ПИТОМОГО ОПОРУ І ТЕРМОЕРС В МІДІ.....	72
3.1 Особливості температурної залежності термоЕРС міді.....	72
3.1.1. Температурні аномалії електроопору і термоЕРС полікристалічної міді під впливом пластичної деформації	73

3.1.2. Вплив пластичної деформації на температурну залежність диференціальної термоЕРС в міді різної чистоти.....	77
3.1.3. Специфіка впливу великих пластичних деформацій на низькотемпературний пік термоЕРС і електроопір полікристалічної міді	82
3.2. Висновки до розділу 3.....	86
РОЗДІЛ 4. ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ ТЕМПЕРАТУРНИХ ЗАЛЕЖНОСТЕЙ ПИТОМОГО ОПОРУ, ПСЕВДОЩІЛИНИ ТА ТЕРМОЕРС У ПОЛІКРИСТАЛАХ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ПРИ ЗНИЖЕННІ ЩІЛЬНОСТІ НОСІВ ЗАРЯДУ.....	87
4.1. Особливості температурних залежностей питомого опору і термоЕРС полікристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при різній концентрації кисню, отриманої під впливом відпалу.....	88
4.2. Аналіз результатів температурних залежностей термоЕРС в рамках різних теоремоделей	91
4.3. Дослідження флуктуаційної провідності	93
4.4. Аналіз температурної залежності псевдощільності в порівнянні з термоЕРС	97
4.5. Аналіз залежності термоЕРС від щільності носіїв заряду.....	104
4.6. Висновки до розділу 4.....	107
РОЗДІЛ 5. КРИТИЧНІ СТРУМИ І ФЛУКТУАЦІЙНА ПРОВІДНІСТЬ В ПЛІВКАХ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.....	108
5.1. Зразки та результати експериментів	109
5.2. Температурні залежності електроопору плівок $YBCO$	110
5.3. Температурні залежності критичних струмів плівок $YBCO$	112
5.4. Аналіз результатів	113
5.4.1. Флуктуаційна провідність	113
5.4.2. Критичні струми в плівках $YBCO$ з урахуванням моделі	

МГРБ.....	119
5.5 Висновки до розділу 5.....	123
ВИСНОВКИ.....	124
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	125
ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ.....	145
ДОДАТОК Б. ВІДОМОСТІ ПРО АПРОБАЦІЮ РЕЗУЛЬТАТІВ ДИСЕРТАЦІЇ.....	148

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ

- ρ – питомий опір;
- n_f – щільність носіїв заряду;
- j_c – густина критичного струму;
- T^* – температура відкриття псевдощілини;
- T_{pair} – температура кросовера БЕК-БКШ;
- T_c – критична температура;
- T_c^{mf} – критична температур в наближенні середнього поля;
- T_0 – температура 3D - 2D кросовера;
- T_{01} – верхня температурна границя області НП флуктуацій;
- T_G – температура Гінзбурга;
- θ_D – температура Дебая;
- ξ_{ab} – довжина когерентності в площині ab ;
- ξ_c – довжина когерентності вздовж осі c ;
- $\sigma'(T)$ – надлишкова провідність;
- Δ^* – псевдощілина;
- θ – кут разорієнтації кристалічних блоків.
- АФМ – антиферомагнетизм;
- АЛ – теорія Асламазова–Ларкіна;
- БЕК – Бозе-Ейнштейнівська конденсація;
- БКШ – теорія Бардіна–Купера – Шріфера;
- ВАХ – вольт-амперна характеристика;
- ВТНП – високотемпературний надпровідник;
- ГР – границі розділу;
- ЕФВ – електрон-фононна взаємодія;
- КД – крайові дислокації;
- КП – куперівські пари;
- ЛП – локальні пари;
- МГРБ – малокутові границі розділу кристалічних блоків;
- МТ – теорія Макі–Томпсона;

НП – надпровідність;

ОД – оптимально допований;

ПЩ – псевдощілина;

ПФ – поверхня Фермі;

СД – слабо допований;

СЗБ – сильно зв'язані бозони;

ТермоЕРС – термоелектрорушійна сила;

ФКП – флуктуаційні куперівські пари;

ФЛП – флуктуаційна провідність;

ХЛ – теорія Хікамі–Ларкіна;

DOS – густина електронних станів;

CDW – хвилі зарядової густини;

NAFL – Nearly Antiferromagnetic Fermi Liquid (model);

PLD – імпульсне лазерне напилення;

RRR – residual resistance ratio (коефіцієнт залишкового опору);

SDW – хвилі спінової густини.

ВСТУП

Актуальність теми. У сучасній фізиці твердого тіла однієї з актуальних проблем є побудова теорії високотемпературних надпровідників (ВТНП), що необхідно для з'ясування шляхів і можливостей створення нових надпровідників з ще більш високими, бажано кімнатними, температурами T_c переходу в надпровідний (НП) стан. Вирішення цього завдання ускладнюється відсутністю чіткого розуміння фізики внутрішніх взаємодій в таких багатокомпонентних сполуках, якими є ВТНП, зокрема механізму НП спарювання, що дозволяє мати високу критичну температуру надпровідного переходу $T_c > 100$ К. Вважається, що відповідь на питання про НП спарювання в ВТНП може бути отримана шляхом вивчення такого цікавого явища, як псевдощілина (ПЩ), яка відкривається в купратних ВТНП, типу $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при температурі $T^* \gg T_c$. Однак фізика утворення ПЩ та її роль у формуванні спарених електронів (флуктуаційних куперовських пар) (ФКП) вище T_c , все ще нез'ясована, незважаючи на величезну кількість теоретичних і експериментальних робіт, присвячених даній проблемі.

Фізичні властивості металів і сплавів визначаються їх електронним енергетичним спектром, а також наявністю дефектів кристалічної структури, їх типом і щільністю. Тому для отримання матеріалів із заданими властивостями потрібні як теоретичне обґрунтування, так і розробка експериментальних методів дослідження, здатних виявити вплив дефектів на властивості металів і виявити зміни електронного енергетичного спектра в результаті такого впливу. Дуже чутливим, і в той же час маловивченим, є метод дослідження за допомогою вимірювання термоелектрорушійної сили (термоЕРС), яка як раз і залежить як від температури, так і від топології поверхні Фермі металу і характеру розсіювання електронів на домішках і дефектах ґратки.

На відміну від електропровідності термоЕРС реагує на викривлення ґратки не тільки величиною, а й знаком ефекту і несе при цьому інформацію не тільки про розсіюючу здатність дефекту, але і про характер розсіювання, а також про зміни електронного енергетичного спектра поблизу поверхні Фермі. Однак до

теперішнього часу взаємозв'язок термоЕРС з дефектами, як в класичних металах, так і в багатокомпонентних з'єднаннях і особливо в ВТНП, до кінця нез'ясований. Більш того, нам не відомі роботи, в яких би вивчалось питання про те, як змінюється характер поведінки термоЕРС в купратах в залежності від зміни поведінки ПЩ при зменшенні щільності носіїв заряду і T_c .

З метою вивчення цього питання були досліджені температурні залежності опору і термоЕРС в чистій міді і міді з дефектами (Розділ 3), а також опору, надлишкової і флуктуаційної провідності, псевдощільності і термоЕРС в багатокомпонентному купратному ВТНП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Розділ 4). Для вивчення взаємозв'язку між впливом дефектів на поведінку флуктуаційних куперовських пар вище T_c і властивостями ВТНП нижче T_c також були досліджені флуктуаційна провідність і густина критичних струмів в тонких плівках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різною кількістю дефектів (Розділ 5).

Таким чином, з огляду на все вище сказане, тема дисертаційної роботи, в якій досліджені ефекти, що впливають на опір і термоЕРС в чистих металах і металах з дефектами, а також на флуктуаційну провідність, критичні струми, псевдощільновий стан і термоЕРС в купратах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, має доволі важливе значення для фундаментальної, а також й прикладної фізики твердого тіла, і тому є актуальною.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Результати, які склали дисертаційну роботу, отримані у відділі мікроконтактної спектроскопії Фізико-технічного інституту низьких температур імені Б.І. Веркіна НАН України в рамках тематичного плану інституту відповідно до відомчих тем: «Електронний транспорт в нових провідних і надпровідних системах» (номер державної реєстрації 0112U002637, термін виконання 2012-2016 рр.) і «Функціональні властивості новітніх надпровідникових сполук і металовмісних спін- та зарядово-впорядкованих структур» (номер державної реєстрації 0117U002294, термін виконання 2017-2021рр.). У виконанні роботи на ці теми автор дисертації брав участь як виконавець – аспірант, та молодший науковий співробітник відділу.

Мета і завдання дослідження. *Метою* дисертаційної роботи є отримання нової інформації про основні електронні процеси і взаємодії, в чистій і технічній полікристалічній міді, під впливом пластичної деформації, про електронні процеси і взаємодії які формують нормальну і надпровідну фазу в високотемпературних надпровідниках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різною дефектною структурою, отриманою під впливом відпалу, а також про поведінку критичних струмів і флуктуаційної провідності в плівках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ у разі зміни кількості дефектів.

Для досягнення поставленої мети формулювалися та вирішувалися наступні конкретні *завдання*:

– дослідити вплив дефектної структури, що отримується в результаті пластичної деформації, на термоЕРС в міді і простежити її еволюцію в міру збільшення деформації;

– в моделі локальних пар дослідити вплив відпалу в безкисневому середовищі, на надлишкову провідність і псевдощілину полікристала $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з малим відхиленням від кисневої стехіометрії і порівняти результати з вимірами термоЕРС;

– дослідити зміну температурних залежностей критичного струму і флуктуаційної провідності в тонких плівках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ під впливом дефектів.

Об'єктом дослідження є процеси розсіювання носіїв заряду і флуктуаційного спарювання в системах з сильними електронними кореляціями.

Предметом дослідження є механізм електронних процесів і їх взаємодій в міді та мідно-оксидних високотемпературних надпровідниках.

Методи дослідження. У роботі застосовувалися експериментальні методи дослідження електроопору і термоЕРС мідних зразків, а також мідно-оксидних ВТНП. Резистивні вимірювання проводилися стандартним чотирьохзондовим методом одночасно з вимірюванням термоЕРС на частково комп'ютеризованій установці, створеної у ФТІНТ імені Б.І. Веркіна НАН України. Для вивчення електронних процесів і взаємодій, які формують нормальну і надпровідну фазу в високотемпературних надпровідниках, був використаний метод аналізу

надлишкової провідності і псевдощільни, отриманих з резистивних вимірювань. Обробка даних проводилася в моделі локальних пар. Експерименти виконувалися на чистій і електротехнічній полікристалічній міді до і після пластичної деформації, на оптимально допованих полікристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з застосуванням відпалу, і тонких плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з різною кількістю дефектів.

Наукова новизна отриманих результатів полягає в наступному:

1. Вперше в полікристалічній електротехнічній міді проведено порівняльний аналіз температурних залежностей електроопору та термоЕРС і виявлені аномалії опору в районі $T \sim (8-12)$ К і $T \sim 20$ К, що корелюють з особливостями термоЕРС, найбільш ймовірно пов'язаних з можливістю резонансного розсіювання вільних електронів і теплових фононів на локалізованих поблизу дислокацій електронах.

2. Вперше в полікристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з різною щільністю носіїв заряду n_f , яка залежить від зміни рівня допування киснем під впливом відпалу, проведено порівняльний аналіз температурних залежностей надлишкової провідності $\sigma'(T)$, псевдощільни $\Delta^*(T)$ і термоЕРС $S(T)$, яку вдалося описати в двухзонній моделі з додатковим лінійним по температурі вкладом з урахуванням температурної поправки.

3. Вперше показано, що нахил $S(T)$ всіх зразків змінюється при $T=T^*$, підтверджуючи можливість перебудови поверхні Фермі (ПФ) при температурі відкриття ПЩ. Відповідно, залежність $S(T)/T$ від $\log T$ змінюється від лінійної до нелінійної при зменшенні щільності носіїв заряду n_f нижче критичного допування p^* , що вказує на передбачувану зміну ПФ при переході n_f через квантову критичну точку.

4. Вперше проведено порівняльний аналіз температурних залежностей критичного струму і флуктуаційної провідності в тонких плівках YBCO , який підтвердив, що зростання критичного струму дійсно відбувається в результаті виникнення дефектів.

5. Показано, що модель МГРБ, розвинена для критичних струмів в добре структурованих ВТНП, з ростом числа дефектів не працює, а нахили залежностей $\log j_c$ від $\log(1-T/T_c)$ помітно змінюються при температурі 3D-2D кроссоверу, що підтверджує зміну електронної розмірності ВТНП нижче T_c .

Наукове та практичне значення отриманих результатів. Основні результати дисертаційної роботи отримані вперше і можуть бути використані для з'ясування механізмів надпровідного спарювання в мідно-оксидних високотемпературних надпровідниках. Це важливо для пошуку нових надпровідників з ще більш високими T_c . Основне застосування високотемпературні надпровідники знаходять в створенні струмопідводів надпровідних магнітів, роз'єднувачів - запобіжників в потужнострумівих лініях зв'язку, принципово нового обладнання залізничного транспорту, в магнітометричних пристроях і високочастотних пристроях: резонаторах, прийомних котушках для медичних томографів, НКВІДах, надшвидкісних лініях зв'язку.

Особистий внесок здобувача. Наукові статті [1-6], в яких представлені основні результати дисертаційної роботи, були виконані здобувачем у співавторстві. Особистий внесок здобувача полягає в підготовці зразків до вимірювань; проведенні експерименту; обробці експериментальних даних з використанням існуючих теоретичних моделей; підготовці матеріалів доповідей на конференціях і семінарах; в написанні та підготовці до друку наукових статей. Таким чином, особистий внесок дисертанта є **визначальним**.

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

- International Conference «PHYSICS IN UKRAINE, Low Temperature Physics - 1993» (Ukraine, Kiev, 22-27 June, 1993);
- IV International Conference (M²S-HTSC IV) (Grenoble, France, 5-9 June 1994);
- V International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics - 2014» (ICYS-LTP 2014) (Kharkiv, Ukraine, June 2-6, 2014 року);

- VIII International Conference for Professionals and Young Scientists «Low Temperature Physics - 2017» (ICYS-LTP-2017) (Kharkiv, Ukraine, May 29 - June 2 2017);
- XIV Міжнародна конференція «Фізичні явища в твердих тілах» (Харків, Україна, 3 - 5 грудня, 2019);
- International Advanced Study Conference "Condensed Matter and Low Temperature Physics 2020" (CM & LTP 2020) (Kharkiv, Ukraine, 8-14 June, 2020);
- III Міжнародна конференція "ФУНКЦІОНАЛЬНІ МАТЕРІАЛИ ДЛЯ ІННОВАЦІЙНОЇ ЕНЕРГЕТИКИ, ФМІЕ-2021" (Київ, Україна, 25 – 27 травня 2021).

Публікації. Основні результати дисертації опубліковано у 13 наукових працях:

- 6 статей [1-6], включених до переліку наукових фахових видань України з присвоєнням категорії «А». Всі журнали проіндексовані у базах даних Scopus та Web of Science Core Collection.
- 7 тез доповідей [7-13] у збірниках праць міжнародних і вітчизняних конференцій засвідчують апробацію матеріалів дисертації.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається з анотації, переліку умовних позначень, вступу, п'яти розділів, висновків, списку використаних джерел та двох додатків. Загальний обсяг дисертації складає **148** сторінок. Робота містить **34** рисунка, **5** таблиць та список використаних джерел із **183** найменувань на **20** сторінках.

РОЗДІЛ 1.
ПОВЕДІНКА КОЕФІЦІЄНТУ ЗЕЄБЕКА В МІДІ ТА МІДНО-ОКСИДНИХ
ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ НАДПРОВІДНИКАХ (ВТНП), ОСНОВНІ
ВЛАСТИВОСТІ ВТНП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$
(ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ)

1.1. Теоретичні основи фізики термоЕРС в металах

Термоелектричні явища, що виникають в металах і напівпровідниках, при наявності градієнта температури являють собою сукупність фізичних властивостей обумовлених взаємозв'язком між тепловими і електричними процесами. До таких ефектів можна віднести ефекти Зеєбека, Пельтьє і Томсона. У дисертації розглядається ефект Зеєбека, який полягає в тому, що в замкнутому колі, що складається з різнорідних провідників, виникає термоЕРС, якщо місця контактів підтримують при різних температурах (Рис. 1.1). При цьому різниця потенціалів між кінцями провідника обумовлена трьома складовими, а саме: дифузією електронів від гарячого спаю до холодного, що називається дифузною термоЕРС, контактної термоЕРС за рахунок контактної різниці потенціалів різнорідних провідників і термоЕРС фононного захоплення, яка виникає при низьких температурах і може бути на два порядки більше двох попередніх [14].

Дифузну термоЕРС можна розглядати як результат дифузії заряджених частинок в полі температурного градієнта. На дифузну термоЕРС впливає розсіювання носіїв заряду на фононах, дефектах ґратки, атомах домішок, межах зерен і деяких інших мікроскопічних об'єктах, а також геометрія поверхні Фермі, температура та інші фактори, що визначають електронний спектр речовини [15].

Складемо для простоти електричне коло з двох різних провідників A і B , як показано на Рис.1.1. В результаті отримаємо диференціальну термопару,

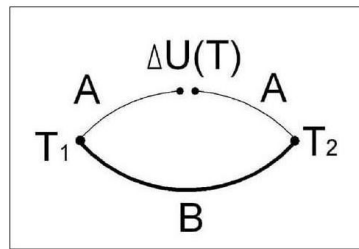


Рис 1.1. Термоелектричне коло

для якої величина ефекту Зеєбека, S , при невеликих градієнтах температур визначається виразом:

$$\Delta U = S_{AB} \Delta T, \quad 1.1$$

де ΔU – величина вимірюваної термоЕРС, $\Delta T = T_2 - T_1$ – різниця температур між гарячим і холодним спаями і S_{AB} – диференціальна термоЕРС, яка визначається виразом:

$$S_{AB} = \Delta U / \Delta T, \quad 1.2$$

яка також називається термоелектричною здатністю пари (термосилою, коефіцієнтом термоЕРС, або питомою термоЕРС). Величина S_{AB} вважається позитивною, якщо термострум, який виникає в провіднику тече від гарячого кінця до холодного. Знак коефіцієнта S_{AB} залежить від основного типу носіїв заряду (електрони або дірки) і відповідно може бути негативним або позитивним. Він визначається матеріалами провідників, але залежить також і від інтервалу температур [16]. У свою чергу, при великій різниці температур, термоЕРС визначається як:

$$\Delta U = \int_{T_1}^{T_2} (S_A - S_B) dT \quad 1.3$$

і називається інтегральною термоЕРС, де S_A і S_B абсолютні термоЕРС пари металів A і B (Рис. 1.1). Відповідно, диференціальна термоЕРС визначається, як:

$$S_{AB} = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Delta U}{\Delta T} \quad 1.4$$

Можна показати, що $S_{AB} = S_A - S_B$, де S_A і S_B є абсолютними або питомими термоЕРС металів A і B . Зазвичай передбачається [17], що кожна згадана абсолютна термоЕРС складається з двох доданків $S = S_d + S_g$, де S_d є дифузною термоЕРС, а S_g пов'язана з фононним захопленням. Характерною властивістю деяких металів і, зокрема, міді, є те, що при $T \geq 0.05\theta_D$, де θ_D – температура Дебая, $S_g \gg S_d$ і на кривій залежності S від температури спостерігається максимум при температурах зазвичай $\sim 0.2\theta_D$. Така немонотонна поведінка, як підтвердили численні експериментальні дослідження [17-20], є результатом фононного захоплення і дуже чутлива до різних видів домішок і деформацій. Відомо, що термоЕРС матеріалу чутлива до мікроскопічних кількостей домішок, до орієнтації кристалічних зерен, термічної або навіть холодної обробки матеріалу наприклад деформацією. Існує неруйнівний метод для виявлення прихованих дефектів металів, який заснований на цій властивості термоЕРС [21]. Таким чином термоЕРС може виникнути в колі, що складається навіть з одного і того ж матеріалу при наявності різниці температур, якщо ділянки ланцюга з яких складено термоелемент, пройшли різну технологічну обробку.

У той же час в термопару можна додати будь-яку кількість різних провідників, але якщо місця спаїв будуть перебувати при одній і тій же температурі, то термоЕРС кола не зміниться. Одним з основних механізмів виникнення термоЕРС в металах і металевих сплавах при створенні в них градієнта температури є відхилення електронної системи від рівноваги. Однак ці питання вивчені недостатньо.

1.2. Температурна залежність коефіцієнта Зеєбека в простих металах (мідь)

В металах концентрація носіїв заряду велика і не залежить від температури. Електронний газ знаходиться в виродженому стані, тому рівень Фермі, енергія і швидкість електронів слабо залежать від температури. Як наслідок, величина термоЕРС мала.

У моделі вільних електронів теоретичний вираз для дифузної термоЕРС S для металів і вироджених напівпровідників [22-24] має вигляд:

$$S = \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e} \left[\frac{d \ln \sigma(\varepsilon)}{d(\varepsilon)} \right]_{\varepsilon=\varepsilon_F}, \quad 1.5$$

де $\sigma(\varepsilon)$ – питома провідність, e – заряд електрона, T – абсолютна температура. Співвідношення (1.5) справедливо для всіх металів при високих температурах ($T \geq \theta_D$) і при низьких температурах, коли найістотніше розсіювання електронів на домішках. Співмножник в квадратних скобках можна виразити як $\sigma(\varepsilon) \sim \lambda(\varepsilon) S_F(\varepsilon)$ [25], де λ – довжина вільного пробігу електрона; S_F – площа поверхні Фермі. З (1.5) випливає, що термоЕРС залежить від температури і прагне до нуля, коли $T \rightarrow 0$. Вона може бути позитивною або негативною, так як заряд електрона негативний, а $[d \ln S_F / d \varepsilon]_{\varepsilon=\varepsilon_F}$ менше нуля, коли поверхня Фермі торкається границі зони Бріллюена, і більше нуля при відсутності торкання.

У реальних металах, таких як мідь, срібло і золото абсолютна термоЕРС яка виникає, позитивна і має максимум при $T \sim 0,2\theta_D$, а при низьких температурах має мінімум. Хід температурної кривої для міді показаний на Рис. 1.2 [20].

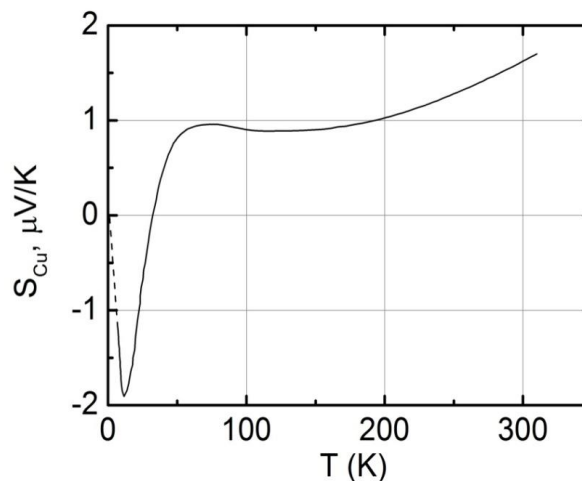


Рис 1.2. Абсолютна термоЕРС міді в залежності від температури [20].

Пояснити максимум на термоЕРС і негативні значення при низьких температурах, вдалося після того, як була експериментально отримана форма поверхні Фермі даних металів, іншими словами з урахуванням топології поверхні

Фермі і її несферичності. Позитивний знак коефіцієнта абсолютної термоЕРС визначається зменшенням як величини поверхні Фермі, так і довжини вільного пробігу з ростом енергії [25]. З огляду на це, мідь є доволі зручним модельним об'єктом для дослідження різноманітних властивостей, які мають безпосередній практичний інтерес і часто застосовуються на практиці.

1.3. Температурна залежність коефіцієнта Зеєбека в складних з'єднаннях

У напівметалах і їх сплавах, а також в деяких перехідних металах і їх сплавах, де концентрація носіїв значно менше і залежить від температури, термоЕРС досягає досить великих значень. Наприклад, в сплавах телуриду вісмуту Bi_2Te_3 термоЕРС досягає 280 мкВ/К [26]. Такі великі значення термоЕРС пов'язані з тим, що середня енергія електронів провідності сильно відрізняється від енергії Фермі. Величина і знак термоЕРС залежить від форми поверхні Фермі і знак зміниться, якщо дифузія швидких електронів менше дифузії повільних, крім того різні ділянки поверхні Фермі можуть давати різні за знаком вклади в термоЕРС, тому результуюча термоЕРС може дорівнювати або наближатись до нуля. А в результаті фононного захоплення електронів при низьких температурах, знак термоЕРС деяких металів змінюється на протилежний [27-29].

1.4. Аналіз поведінки термоЕРС в мідно-оксидних надпровідниках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в рамках різних моделей електронного транспорту

Коефіцієнт Зеєбека надпровідників в надпровідному стані дорівнює нулю. Однак, в нормальному стані надпровідника при $T > T_c$ вимірювання термоЕРС дає детальну інформацію як про носіїв заряду, так і про електронні взаємодії і характер розсіювання на рівні Фермі. Позитивна термоЕРС в купратах, говорить про те, що носіями заряду є дірки і це знаходить підтвердження в багатьох вимірах на кераміках, тонких плівках і монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) [6]. Розкид даних, наявний в літературі, обумовлений різною щільністю

носіїв заряду n_f , яка може істотно змінювати процеси взаємодії в електронній підсистемі і залежить від добування YBCO киснем. У порівнянні з іншими термоелектричними вимірами, вимір термоЕРС є відносно простим методом отримання достовірної інформації про електронні взаємодії в зразку, що дозволяє використовувати цей метод для вивчення зонної структури різних матеріалів і аналізу електронних явищ переносу. Це особливо важливо для аналізу електронних взаємодій в ВТНП, зокрема механізму надпровідного спарювання, який все ще до кінця нез'ясований.

Строго кажучи, точна теорія для опису температурних залежностей кінетичних коефіцієнтів в ВТНП досі відсутня. Тому для опису коефіцієнта Зеєбека в ВТНП в нормальному стані пропонувалися підходи, засновані на різних припущеннях. Частіше за інших в літературі використовують декілька моделей для опису залежності коефіцієнта термоЕРС S від температури. Це "двохзонна модель Ксіна" [30], "двохзонна модель з додатковим лінійним по температурі вкладом" [31], "двохзонна модель з додатковим лінійним по температурі вкладом" з урахуванням температури нульової термоЕРС [32] і "модель вузької зони" [33]. Перші три моделі, як було показано в [31,32,34-38], добре описують експериментальні дані для безланцюжкових вісмутівих і талієвих ВТНП-систем, а четверта також застосовувалася для аналізу електронного транспорту в різних ВТНП-сполуках [39,40]. Однак, згодом було встановлено, що двохзонна модель Ксіна [30], не придатна до застосування для ВТНП ітрієвої системи YBCO 1-2-3 [41]. "Двохзонна модель з додатковим лінійним по температурі вкладом" [31] спочатку пропонувалась для опису коефіцієнта термоЕРС в з'єднаннях CeNi_x [34]. Але в подальшому її успішно застосовували і для аналізу залежності $S(T)$ у ВТНП. Головною особливістю даної моделі є припущення про наявність у функції густини станів, $D(E)$, на фоні стандартної широкої зони вузького резонансного піку лоренцевої форми, який розташований поблизу рівня Фермі (рис. 1.3) [31, 35, 38].

Для аналізу даних використовувалися такі формули:

$$S = \frac{AT}{B^2 + T^2}; A = \frac{2(E_F - E_0)}{e}; B^2 = 3 \frac{(E_F - E_0)^2 - \Gamma^2}{\pi^2 k_B^2}, \quad (1.6)$$

де AT показує провідність металевих дірок, а B/T – провідність електронів напівпровідникового типу. E_0 і Γ – центр і напівширина резонансу відповідно. Теорія заснована на локалізованій зоні густини станів $D(E)$ поблизу рівня Фермі, яка накладається на широку зону [38]. Відповідно, величина $(E_F - E_0)$ визначає положення рівня Фермі відносно середини піку $D(E)$ (Рис. 1.3). Цей резонансний пік дає характерну температурну залежність термоЕРС. Однак, щоб пояснити температурну залежність термоЕРС в ВТНП, до рівняння (1.6) для $S(T)$ був доданий лінійний член αT , який представляє внесок нормальної зони [31,32,38]:

$$S = \frac{AT}{B^2 + T^2} + \alpha T \quad (1.7)$$

Рівняння (1.7) (модель 2) використовувалося для апроксимації даних термоЕРС для ВТНП багатьма дослідницькими групами, і отримані результати показали добру згоду з експериментальними результатами, особливо значно вище T_c [32,38] (і посилання в них). Однак з рівняння (1.7) очікується, що термоЕРС стане рівною нулю при 0 К, тоді як для ВТНП термоЕРС падає до нуля фактично при $T \leq T_c$. Щоб усунути цю невідповідність, в рівнянні (1.7) температура T була замінена на $(T - T_{s0})$ (модель 3) [32]:

$$S = \frac{A(T - T_{s0})}{B^2 + (T - T_{s0})^2} + \alpha(T - T_{s0}), \quad (1.8)$$

де $T_{s0} \approx T_c$ – температура, де термоЕРС ВТНП стає рівною нулю. Цей підхід дозволив значно поліпшити згоду між теорією і експериментальними даними.

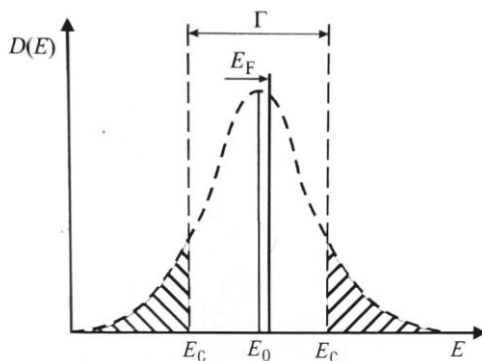


Рис. 1.3. Апроксимація функції густини станів з параметрами моделі 2 [31]. E_0 и Γ – центр і напівширина піку, а величина $(E_F - E_0)$ визначає положення рівня Фермі відносно середини піку $D(E)$ і відповідно число носіїв заряду. Згідно [36, 37], напівширина резонансного піку відповідає області делокалізованих станів в його середині, а стани на краях цього піку (заштриховані області) є локалізованими і відповідають областям локалізації.

Нарешті на основі припущення про наявність в енергетичному спектрі ВТНП матеріалів вузької провідної зони або вузького піку густини станів була розроблена феноменологічна модель вузької зони [33] (модель 4). В рамках цієї моделі використовується апроксимація функцій густини станів $D(E)$ і диференціальної провідності $\sigma(E)$ прямокутниками різної ширини. В результаті це призводить до досить складного виразу для опису температурної залежності коефіцієнта термоЕРС яке містить чотири основних параметри: повна ефективна ширина зони W_D ; ефективна ширина зони «по провідності» W_σ , ступінь заповнення зони електронами F , що дорівнює відношенню числа електронів до числа станів в зоні і ступінь асиметрії зони b , що характеризує розбіжність по енергії центрів прямокутників, апроксимуючих функції $D(E)$ і $\sigma(E)$.

Проте до цієї моделі входить ряд параметрів, значення яких, як правило, не відомі, особливо в разі ВТНП. До того ж вони істотно залежать від щільності носіїв заряду n_f у кожному конкретному зразку, тобто будуть помітно змінюватися при зміні рівня допування YBCO киснем, а також при переході через температуру відкриття псевдощільни, $T^* \gg T_c$, при якій починається перебудова поверхні Фермі [42,43], що важко врахувати при розрахунках. До того ж, як і в

моделі 2, значення $S(T)$, розраховані в моделі 4, також дорівнюють нулю набагато нижче T_c . Все це обмежує застосування моделі вузької провідної зони до опису $S(T)$ в купратах.

У нашій роботі по вивченню впливу зміни щільності носіїв заряду n_f на властивості YBCO в процесі відпалу, був проведений аналіз поведінки $S(T)$ для ітрієвих керамік в рамках моделей 2 і 3. Опис в рамках моделі 3 дав гарну згоду з експериментом, про що буде докладно сказано в Розділі 4.

1.5. Основні властивості високотемпературних надпровідників (ВТНП), які відрізняють їх від низькотемпературних надпровідників (НТНП)

1.5.1 Псевдощілина, механізм надпровідного спарювання і локальні пари в ВТНП

Вивчення механізму надпровідного спарювання в високотемпературних надпровідниках, який досі залишається нез'ясованим, як і раніше є одним з центральних напрямків дослідження у фізиці конденсованого стану. Розуміння механізму НП спарювання є виключно важливим для пошуку ВТНП з ще більш високими, бажано кімнатними, критичними температурами, T_c , переходу в НП стан. Вважається, що пролити світло на це, а також і на ряд інших питань, може вивчення так званого псевдощільового стану [44-48], який спостерігається в купратних ВТНП, типу $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO), в області фазової діаграми, що відповідає концентрації носіїв заряду n_f менше оптимальної, яку зазвичай називають областю «недодопованих» станів. ПЩ – це особливий стан речовини, що характеризується зниженою (але не до нуля) густиною електронних станів (DOS) на рівні Фермі [49,50]. Слід підкреслити принципову відмінність псевдощільового стану від надпровідного, в якому відкривається НП щілина і DOS дорівнює нулю [51]. В ВТНП купратах псевдощілина відкривається при характеристичній температурі $T^* \gg T_c$. В результаті в широкому інтервалі температур нижче T^* , але помітно вище T_c , ВТНП мають ряд незвичайних властивостей, обумовлених, як тепер прийнято вважати, перебудовою поверхні Фермі [42,43]. Однак фізична причина виникнення ПЩ стану також до кінця

нез'ясована і продовжує залишатися предметом широких дискусій [44-48,52]. Але стало зрозуміло, що, окрім високої критичної температури T_c і псевдоцілини, серед основних фізичних властивостей, які відрізняють звичайні високотемпературні надпровідники від низькотемпературних, можна виділити зниження щільності носіїв заряду, яка навіть в оптимально допованого (ОД) YBCO більше ніж на порядок менше, ніж в НТНП, виражену квазідвовимірність ВТНП, що виникає внаслідок наявності в елементарній комірниці провідних площин CuO_2 , і сильні електронні кореляції [53].

На цей час з оксидних надпровідників рекордсменами по температурі НП резистивного переходу $T_c = 134$ К, яка зростає до 165 К під тиском, є ртутні купрати $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ [54,55]. В цілому, для стимулювання зростання T_c і зниження опору починають все частіше використовувати високі тиски. Так в 2015 році змогли досягти рекордних $T_c = 203$ К в сірководні H_2S під тиском 150 ГПа [56], а в 2018 році – 250 К в супергідриді лантану LaH_{10} під тиском до 170 ГПа [57, 58]. Але слід підкреслити, що природа НП спарювання в цих сполуках ще менш зрозуміла.

У випадку, якби куперівські пари в ВТНП виникали за рахунок класичної електрон-фононої взаємодії (ЕФВ) [51], то константа зв'язку λ повинна була б бути близько 3 [59, 60]. Спостережуване ж значення λ в YBCO складає $\sim 0,36$, як в звичайному свинці [51,61]. Найбільш ймовірно, що в ВТНП, окрім ЕФВ, повинен працювати ще додатково механізм взаємодії, швидше за все, магнітного типу [42,43,62-64 і посилання в них]. На користь цього твердження виступає той факт, що в основному стані всі купрати – мотівські діелектрики з дальнім АФМ порядком [42,43,62,63,65-67]. Носії заряду, що виникають при допуванні киснем [68,69], ефективно руйнують дальній АФМ порядок, але, як показали нейтронні дослідження, короткодійочі магнітні кореляції зберігаються до вельми високих рівнів допування, яким в YBCO відповідає $T_c \sim 80$ К [61,66]. Проте природа магнітної взаємодії в ВТНП також до кінця незрозуміла [42,43,62-64,66,67].

Таким чином, незважаючи на стрімко зростаючу кількість робіт, присвячених дослідженню ВТНП, все ж залишається низка відкритих питань, які

потребують вирішення [42,43,47,62,63,70-73]. Існують дві основні групи моделей для пояснення фізики ПЩ в купратах. Перша заснована на уявленні про те, що ПЩ є передвісником надпровідності і спирається на ідею про формування спарених ферміонів, так званих локальних пар (ЛП) нижче T^* [42,65,72-76] з подальшим встановленням їх фазової когерентності при T_c [77]. Таким чином, ця модель передбачає надпровідну природу псевдощілини. В одному з варіантів такої моделі [65,73,74] надпровідний перехід розглядається як бозе-ейнштейнівська конденсація (БЕК) газу електронних пар, що розглядаються як бозони з зарядом $2e$. Така модель працює при відносно малій n_f , що якраз відповідає області ПЩ в ВТНП купратах. На жаль модель БЕК не обговорює механізм НП спарювання, що може призводити до появи таких бозонів вище T_c .

Друга група моделей передбачає, що походження псевдощілинного стану пов'язано, наприклад, з низько енергетичними антиферромагнітними флуктуаціями [42,78,79], оскільки в області малих концентрацій дірок всі відомі ВТНП купрати є антиферромагнітними діелектриками [65,42,43]. Не виключаються також хвилі зарядової (CDW) [42,43] і спінової (SDW) [66,42,80] щільності, структурні спотворення [67], а також розвиваються останнім часом ідеї про модуляції параметра порядку в ВТНП (pair-density-wave (PDW) state) [44,81] (і посилання в них), на яких відбувається сильне розсіювання електронів, що призводить до псевдощілинної перебудови їх спектра. В таких моделях констатується ненадпровідна природа псевдощілинного стану. Таким чином, в даний час консенсус щодо природи псевдощілини і її зв'язку з надпровідністю як і раніше відсутній. З цієї причини фазові діаграми купратів, пропоновані в різних роботах, також дуже відрізняються.

1.5.2. Структура і фазова діаграма купратів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Квазидвовимірна структура є характерною властивістю купратів, і тому вони є системами з сильно корельованими електронами. Як видно з Рис. 1.4, елементарна комірка $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ складається з семи площин [68,69], а саме: ітрієвого Y-шару в центрі, двох площин CuO_2 , двох площин BaO з атомом Ba , що

розташовується в центрі площини, і двох ланцюжкових площин CuO по краях структури. Основу електронної конфігурації купратів складають провідні площини CuO_2 , які і визначають квазідвовимірність електронних властивостей ВТНП. Роль ланцюжків зводиться до забезпечення площин CuO_2 носіями заряду [69,82], а Y-шар по суті забезпечує анізотропний рух носіїв заряду в такій системі [68]. Площини CuO_2 дзеркально симетричні відносно площин BaO , однак, через їх незначний поздовжній вигин і наявність ланцюжкових площин, парна інваріантність в CuO_2 площинах дещо порушена (див. Рис.1.4.).

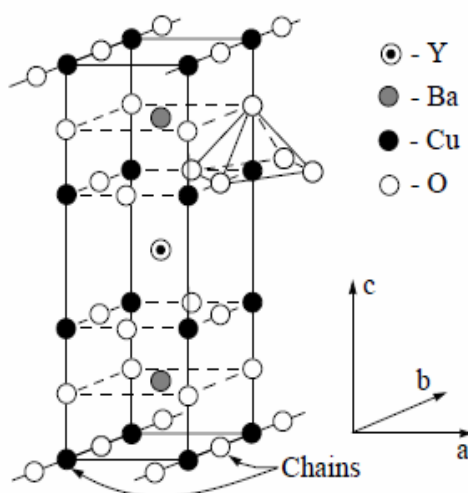


Рис. 1.4. Елементарна комірка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO). Відповідні параметри ґратки: $a = 3,82 \text{ \AA}$, $b = 3,88 \text{ \AA}$ і $c = 11,67 \text{ \AA}$ [83]. Площини CuO_2 є провідними але розділені непровідними шарами.

В основному стані (кисневий індекс $(7-\delta) < 6,4$) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ – це мотівський діелектрик з дальнім АФМ порядком, де спіни електронів $S = 1/2$ локалізовані на іонах міді Cu^{2+} [84]. Процес допування $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ відбувається в результаті інтеркаляції кисню [69]. Процес допування починається з заповнення киснем вакантних місць в ланцюжках базового шару CuO_x . Ця стадія допування ($(7-\delta) < 6,2$) не впливає на активну площину CuO_2 . Проникаючи, кисень притягує два електрони від сусідніх іонів Cu^+ , і утворюється O^{2-} . Мідь в ланцюжках має змінну валентність в залежності від числа найближчих кисневих сусідів. У міру допування в CuO_x виникає ситуація, коли кисень не знаходить позиції з двома

сусідніми іонами Cu^+ . У цьому випадку необхідний електрон береться з сусідньої активної площини CuO_2 , що призводить до діркової провідності в YBCO. Як бачимо, хімічне допування супроводжується перетіканням заряду між CuO_2 і ланцюжками CuO_x , що відіграють роль резервуара захоплених електронів. *Здатність перерозподілу заряду між розділеними в просторі квазінезалежними структурами елементарної комірки є однією з основних концепцій фізики ВТНП [69].*

Навіть невелика кількість дірок ($p_{\min} \leq 0,05$) починає руйнувати дальній АФМ порядок в YBCO, як бачимо з фазової діаграми на Рис.1.5. Це пояснюється тим, що дірки, які в основному проникають в кисневі $2p$ -орбіталі, ефективно руйнують обмінну взаємодію між спінами міді [84,85]. Незважаючи на втрату дальнього АФМ порядку, сильні магнітні кореляції в ВТНП все ж таки зберігаються до вельми високих рівнів допування, що спостерігається в експериментах з нейтронного розсіювання [61,66,86].

При досягненні концентрації дірок значення $p_{\min} \sim 0,05$ ($(7-\delta) \geq 6,4$) відбувається перехід діелектрик-метал, і $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ набуває металеву провідність і одночасно стає надпровідником. Разом з цим поперечна провідність вздовж осі c , $\sigma_c(T)$, демонструє активаційну залежність. При збільшенні вмісту кисню n_f швидко збільшується, при цьому одночасно зростає критична температура, яка стає максимальною при оптимальному допуванні p_{opt} (орто-І фаза, $(7-\delta) = 7$, $T_c \sim 92$ К [87]). Планарна провідність зростає, а поперечна провідність демонструє тенденцію до металізації [88,89].

При подальшому підвищенні концентрації носіїв заряду YBCO стає передопованим [43], а T_c знижується до моменту повного зникнення надпровідності при іншому певному значенні рівня допування $p_{\max} \approx 0.27$. Для переходу YBCO в overdoped-режим зазвичай використовують метод допування Ca [43]. При такому сценарії фактично всі ланцюжки CuO_x шару є заповненими, і система переходить у 3D-стан. В overdoped-режимі система все більше металізується, і виникає необхідність врахувати електрон-електронні взаємодії [84, 90].

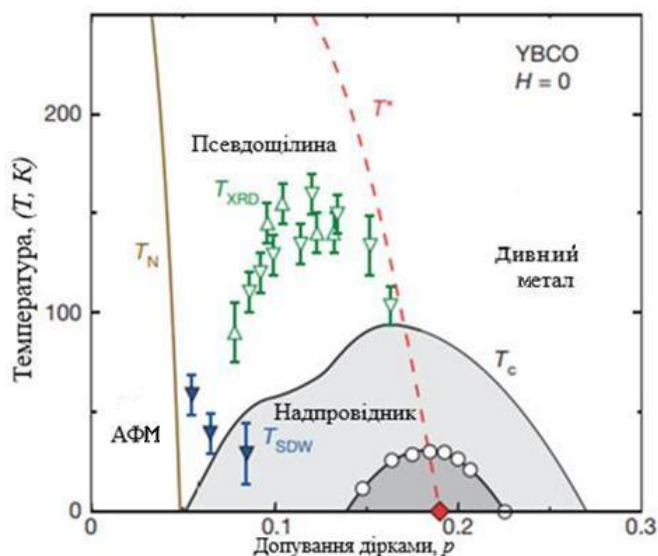


Рис. 1.5. Фазова діаграма купратного ВТНП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [43]. Червона позначка на осі X визначає квантову критичну точку (ККТ) при $p^* = 0.19$, якщо прикладено сильне магнітне поле.

1.5.3. Знижена щільність носіїв заряду і анізотропія властивостей

Як зазначено вище, висока критична температура ВТНП матеріалів є далеко не єдиною властивістю, яка відрізняє їх від класичних низькотемпературних надпровідників. По-перше, у ВТНП систем навіть у випадку оптимального допування n_f на порядок менше, ніж в НТНП [91] і зменшується практично в 2,5 рази при зменшенні T_c від 90 до 55 К [61,92]. З іншого боку, зі зростанням n_f і переходом в over-doped режим ВТНП стає звичайним некорельованим металом. По-друге, це виражена квазідвовимірність, що виникає внаслідок наявності в елементарній комірці провідних площин CuO_2 [93], і, по-третє, сильні електронні кореляції [94].

Розглянемо більш детально область фазової діаграми між двома граничними концентраціями $p_{\min} \sim 0,05$ і $p_{\text{opt}} \sim 0,16$ (Рис. 1.5), яка відповідає слабо допованому режиму. Вище лінії $T^*(p)$ матеріал знаходиться в нормальному стані. Відповідно до теоретичної моделі NAFL [95], ця область характеризується стабільністю ПФ і, як наслідок, стабільною інтенсивністю розсіювання нормальних носіїв. Це призводить до лінійної залежності $\rho(T)$ при високих T , що є прямою ознакою нормального стану системи. Нижче лінії $T^*(p)$ розташована

область псевдощільового стану, де T^* , відповідно, – температура відкриття псевдощільової (ПЩ), що докладно розглядається в Розділі 1.5.1.

Нагадаємо що достовірне походження ПЩ та її вплив на надпровідність досі залишаються об'єктом великих дискусій. Слід підкреслити, що ПЩ спостерігається тільки в області $p < p_{opt}$, де зберігаються магнітні кореляції та існують локальні пари. Передбачається, що механізм взаємодії, що відповідає за формування локальних пар, швидше за все магнітного типу [42,66,96,97]. Це й визначає особливий інтерес до дослідження взаємодії надпровідних флуктуацій і магнетизму в ВТНП.

1.5.4. Специфіка поведінки локальних пар в ВТНП

Ми поділяємо точку зору, що ПЩ стан обумовлюється саме надпровідними флуктуаціями, які призводять до формування спарених ферміонів у вигляді локальних пар (ЛП) при $T \leq T^*$, і таким чином, є передвісником переходу ВТНП в надпровідний стан [47,48,65,72,73,98-104]. Відповідно до теорії [48,98-102], в області високих температур $T \leq T^*$ локальні пари виникають у вигляді сильно зв'язаних бозонів (СЗБ), що підпорядковуються теорії БЕК. Розмір таких бозонів визначає довжина когерентності в площині ab : $\xi_{ab}(T) = \xi_{ab}(0)(T/T_c - 1)^{-1/2}$, розмір якої $\xi_{ab}(0) = \xi_{ab}(T^*)$ поблизу T^* виключно малий. Так для плівок YBCO з допущенням близьким до оптимального $\xi_{ab}(0) \sim 10 \text{ \AA}$ [104]. Відповідна сила зв'язку в такій парі $\varepsilon_B \sim (\xi_{ab}^2)^{-1}$ [98,100,101], навпаки дуже велика. Такий сильний зв'язок, причиною якого може бути, як зазначено вище, магнітна взаємодія, і який не руйнується тепловими флуктуаціями, як раз і забезпечує можливість формування СЗБ при таких високих температурах. В результаті СЗБ є сильно зв'язаними, але локальними, тобто такими, що не взаємодіють між собою утвореннями, оскільки розмір такої пари набагато менше відстані між ними [73]. Підкреслимо, що, відповідно до теорії БЕК, СЗБ можуть формуватися тільки в системах зі зниженою густиною n_f , якими якраз і є купрати при допущенні менше оптимального. Важливо, що ПЩ спостерігається для ВТНП саме з таким рівнем допущення (Рис.1.5).

Істотно, що ЛП, які виникають при високій температурі T^* , можуть сконденсуватися лише при $T_c \ll T^*$ [48,98-102]. Це відбувається в результаті сильних гаусівських флуктуацій параметра порядку в двовимірних (2D) системах, якими якраз і є ВТНП в широкому інтервалі температур. Такі флуктуації перешкоджають виникненню будь-якої фазової когерентності в 2D стані. В результаті критична температура НП переходу в ідеальному 2D металі виявляється рівною нулю (теорема Мерміна-Вагнера-Хоенберга), а тому кінцеве значення можна отримати тільки з урахуванням тривимірних факторів [48,98,99]. Саме тому ВТНП завжди переходить в тривимірний стан при наближенні T до T_c [65,73]. При цьому флуктуаційна провідність (ФЛП) завжди описується стандартним рівнянням класичної флуктуаційної теорії Асламазова-Ларкіна [90] для 3D-систем (Рів. 1.10) Однак невзаємодіючі (локальні) СЗБ не можуть сконденсуватися за визначенням. Саме тому теорія припускає, що при зменшенні температури і одночасному збільшенні $\xi_{ab}(T)$ СЗБ мають трансформуватися у флуктуаційні куперівські пари (ФКП), що взаємодіють між собою та підпорядковуються теорії БКШ [51], тобто теорія передбачає перехід БЕК-БКШ [98-102]. Температура такого переходу T_{pair} чітко спостерігається в низці експериментів [50,65,104,105]. Однак деталі такого переходу теж до кінця незрозумілі.

1.5.5. Теоретичні аспекти опису флуктуаційної провідності в ВТНП

Як уже згадувалося, при високих температурах $T > T^*$ залежність $\rho(T)$ в ВТНП лінійна. Відповідно до теоретичної моделі NAFL (Nearly Antiferromagnetic Fermi Liquid model) [95] лінійна залежність $\rho(T)$ відповідає нормальному стану системи. Нижче T^* вимірюваний $\rho(T)$ відхиляється від лінійної залежності в бік менших значень, що призводить до виникнення надлишкової провідності:

$$\sigma'(T) = \sigma(T) - \sigma_N(T) = \frac{1}{\rho(T)} - \frac{1}{\rho_N(T)}, \quad (1.9)$$

де $\rho_N(T) = \rho_0 + aT$ – питомий опір зразка в нормальному стані, який екстраполюється в область низьких температур, а ρ_0 – опір, котрий залежність

$\rho_N(T)$ відсікає на осі Y . Відповідно T_c визначається екстраполяцією залежності $\rho(T)$ в області резистивного переходу до значення $\rho(T_c) = 0$ [65]. Для більш точного визначення T^* ми використовуємо критерій $(\rho(T) - \rho_0)/aT$ [82-84]. У нормальному стані $(\rho_N(T) - \rho_0)/aT=1$, але різко відхиляється вниз від 1 при $T = T^*$, що дозволяє отримувати значення T^* з точністю $\pm 0,3\text{K}$ [35,37,41].

Аналіз надлишкової провідності $\sigma'(T)$, що проводиться в дисертації в рамках моделі локальних пар ЛП, дозволяє визначити температурні залежності флуктуаційної провідності і псевдощільни [65] (див. Розділ 4 і 5). Поблизу T_c , де довжина когерентності вздовж осі c $\xi_c(T) = \xi_c(0)(T/T_c^{mf} - 1)^{-1/2}$ більше відповідного розміру елементарної комірки $d = c = 11,67 \text{ \AA}$ (YBCO), флуктуаційні куперівські пари взаємодіють у всьому об'ємі надпровідника. За визначенням, це область 3D флуктуацій, де, до температури 3D-2D кросовера T_0 , експеримент добре екстраполюється флуктуаційним внеском Асламазова-Ларкіна (АЛ) для 3D систем [90]:

$$\sigma'_{AL3D} = C_{3D} \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)} \varepsilon^{-\frac{1}{2}} \quad (1.10)$$

де ε – зведена температура, яка визначається рівнянням:

$$\varepsilon = \frac{T - T_c^{mf}}{T_c^{mf}} \quad (1.11)$$

Відповідно, $T_c^{mf} > T_c$ – критична температура в наближенні середнього поля, що відділяє область ФЛП від області критичних флуктуацій надпровідного параметра порядку Δ безпосередньо поблизу T_c (де $\Delta < k_B T$), що не враховуються в теорії Гінзбурга-Ландау [51]. У всіх рівняннях C_{3D} – це чисельний коефіцієнт (С-фактор), за допомогою якого теорія зіставляється з експериментом. Чим краще структура зразків, тим більше C_{3D} прагне до 1 [65,106-109]. Вище T_0 реалізується ситуація, коли $d > \xi_c(T) > d_{01}$, де $d_{01} \sim 4 \text{ \AA}$ – відстань між внутрішніми провідними площинами CuO_2 в купратах [83], і $\xi_c(T)$ пов'язує джозефсонівською взаємодією тільки внутрішні площини. Відповідно, це область 2D флуктуацій, яка описується рівнянням Макі-Томпсона (МТ) теорії Хікамі-Ларкіна (ХЛ) для двовимірних систем [110]:

$$\sigma'_{MT2D} = \frac{e^2}{8d\hbar} \frac{1}{1 - \alpha/\delta} \ln \left((\delta/\alpha) \frac{1 + \alpha + \sqrt{1 + 2\alpha}}{1 + \delta + \sqrt{1 + 2\delta}} \right) \varepsilon^{-1} \quad (1.12)$$

де параметр спарювання α визначається рівнянням:

$$\alpha = 2 \left(\frac{\xi_c(0)}{d} \right)^2 \varepsilon^{-1} \quad (1.13)$$

а параметр розпарювання δ має вигляд:

$$\delta = \beta \frac{16}{\pi\hbar} \left(\frac{\xi_c(0)}{d} \right)^2 k_B T \tau_\varphi, \quad (1.14)$$

де τ_φ – час фазової релаксації куперівських пар, що визначається за виразом:

$$\tau_\varphi \beta T = \pi\hbar/8k_B \varepsilon = A/\varepsilon, \quad (1.15)$$

де $A = 2,998 \cdot 10^{-12}$ сК. Множник $\beta = 1,203(l/\xi_{ab})$, де l – довжина вільного пробігу і ξ_{ab} – довжина когерентності в площині ab , враховує наближення чистої межі [65].

Слід підкреслити, що рівняння (1.10) завжди описує 3D ФЛП поблизу T_c , незалежно від відсутності чи наявності дефектів в зразку. Тоді як ФЛП в області 2D НП флуктуацій виявилася дуже чутливою до впливу дефектів. Як було показано в ряді робіт [2,6,65,109], за наявності дефектів внесок 2D-МТ повністю пригнічений, і ФЛП описується моделлю Лоуренса-Доніаха [ЛД]:

$$\sigma'_{LD} = C_{LD} \frac{e^2}{16\hbar d \sqrt{1 + 2\alpha}} \varepsilon^{-1}, \quad (1.16)$$

що є окремим випадком теорії ХЛ [ХЛ].

Таким чином, T_0 – це температура розмірного 3D-2D і одночасно АЛ-МТ кросовера. Враховуючи, що $\xi_c(T_0) = d$, визначаємо:

$$\xi_c(0) = d \sqrt{\varepsilon_0}, \quad (1.17)$$

що дозволяє визначити $\xi_c(0)$ зразка [53,64,65].

Вище T_{01} , де $\xi_c(T) < d_{01}$, пари розташовуються всередині площин, які тепер не пов'язані кореляційною взаємодією. В результаті вище T_{01} флуктуаційні теорії вже не описують експеримент. Очевидно, що при $T = T_{01}$ $\xi_c(T_{01}) = d_{01}$, і тому

можна визначити d_{01} , так як $\xi_c(0)$ вже визначена по температурі розмірного кросовера T_0 . Таким чином, T_{01} – це саме та температура, до якої в ВТНП існують НП флуктуації, тобто, відповідно до теорії [72], зберігається жорсткість фази параметра порядку надпровідника, що підтверджується експериментами [103,104]. Це означає, що в інтервалі від T_c до T_{01} ФКП в значній мірі ведуть себе як надпровідні, але не когерентні пари (short-range phase correlations) [42,70,72,73].

1.5.6. Теоретичні аспекти опису псевдощільни в ВТНП

Модель локальних пар передбачає, що якби в ВТНП не було ніяких процесів, що призводять до відкриття ПЩ, то $\rho(T)$ зменшувався б лінійно аж до T_c . Це, в свою чергу, означає, що надлишкова провідність $\sigma'(T)$, що виникає в результаті таких процесів, має містити інформацію про величину і температурну залежність ПЩ. Для отримання такої інформації необхідно мати рівняння, яке описувало б $\sigma'(T)$ в усьому температурному інтервалі від T^* до T_c і містило б псевдощільнинний параметр $\Delta^*(T)$ в явному вигляді. Через брак строгої теорії відповідна формула для $\sigma'(T)$ була запропонована в [65,111]:

$$\sigma'(T) = \frac{e^2 A_4 \left(1 - \frac{T}{T^*}\right) \left(\exp\left(-\frac{\Delta^*}{T}\right)\right)}{16\hbar \xi_c(0) \sqrt{2\varepsilon^*_{c0} \sinh(2\varepsilon / \varepsilon^*_{c0})}}, \quad (1.18)$$

де $(1-T/T^*)$ визначає число пар, що виникають при $T \leq T^*$, а $\exp(-\Delta^*/T)$ показує число пар, які руйнуються тепловими флуктуаціями при наближенні T до T_c [65,111]. Розв'язуючи рівняння (1.18) щодо $\Delta^*(T)$, отримуємо наступне рівняння:

$$\Delta^*(T) = T \ln \frac{e^2 A_4 \left(1 - \frac{T}{T^*}\right)}{\sigma'(T) 16\hbar \xi_c(0) \sqrt{2\varepsilon^*_{c0} \sinh(2\varepsilon / \varepsilon^*_{c0})}}, \quad (1.19)$$

де $\sigma'(T)$ – надлишкова провідність, яка вимірюється в експерименті; A_4 – числовий коефіцієнт, який має той самий сенс, що і C -фактор в теорії НП флуктуацій. Щоб знайти A_4 , за рівнянням (1.18) розраховується залежність $\sigma'(T)$ в усьому інтервалі температур від T^* до T_c^{mf} і поєднується з експериментом в області 3D-АЛ флуктуацій, де $\ln \sigma'$ – лінійна функція $\ln \varepsilon$ з нахилом $\lambda = -1/2$ [65]. У моделі

локальних пар усі інші параметри, що входять в рівняння (1.18) і (1.19), разом з $\Delta^*(T_G)$ і теоретичним параметром ε^*_{c0} , також можуть бути визначені з експерименту, як буде показано нижче (Розділ 4).

1.5.7. Критичні струми і флуктуаційна провідність в плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

1.5.7.1. Критичні струми в плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Важливою характеристикою ВТНП в надпровідному стані є струмонесуча здатність, або критична густина струму j_c . Як було показано в ряді робіт [77,112-120], ця властивість в значній мірі визначається наявністю в зразку різних структурних спотворень, які є ефективними центрами пінінга [117], що обумовлено виключно малою довжиною когерентності $\xi(0)$ в ВТНП [115]. (В YBCO $\xi_{ab}(0) \sim 10 \text{ \AA}$ и $\xi_c(0) \sim 1.6 \text{ \AA}$ [61,105].) Очевидно, що наявність дефектів і природа контактів між ними будуть визначати як величину, так і температурну залежність j_c [116-120]. На фоні досить значного числа робіт, присвячених дослідженню критичних струмів в ВТНП (див., наприклад, огляди [112,119,120] і посилання в них), число теоретичних моделей, детально розглянутих, наприклад, в роботі [118], відносно невелике. Згідно з цими моделями, температурна залежність густини критичного струму ВТНП, яка вимірюється в експерименті може бути представлена у вигляді $j_c(T) = j_c(0)(1-T/T_c)^s$, де $j_c(0)$ – максимальне значення густини критичного струму, що отримується екстраполяцією експериментальних даних до $T = 0$, а показник ступеня s визначається типом безладу в зразку, відповідальним за пінінг одиночних вихорів Абрикосова на структурних дефектах. Так, для температур, досить близьких до T_c , для пінінга, пов'язаного з просторовими варіаціями T_c (δT -пінінг), теорія дає $s = 7/6$ ($\sim 1,17$), а для пінінга, обумовленого варіаціями середніх довжин вільного пробігу носіїв заряду (δl -пінінг), $s = 5/2$ ($= 2,5$) [119].

Депінінг вихорів Абрикосова в ВТНП плівках [119] є однією з причин, що зменшують j_c в порівнянні з його гранично можливим значенням, яке відповідає густині струму розпарювання Гінзбурга-Ландау:

$$j_0 = c\phi_0 / (12\sqrt{3}\pi^2\lambda_L^2\xi), \quad (1.20)$$

де $\phi_0 = hc/2e$ – квант магнітного потоку, λ_L – лондонівська глибина проникнення магнітного поля і ξ – довжина когерентності в надпровіднику. Слід зазначити, що критичні струми в YBCO плівках як мінімум на порядок більше, ніж в аналогічних монокристалах [117], і набагато більше, ніж в полікристалічних ВТНП. Найбільш ймовірною причиною цього є специфіка структурних дефектів кристалічної ґратки в плівках у порівнянні з монокристалами [117,121], тоді як в полікристалічних ВТНП $j_c(T)$ обмежена наявністю в таких зразках міжгранульних джозефсонівських контактів різного типу. В останньому випадку величина j_c виключно мала [115-120], а залежність $j_c(T)$ визначається температурною залежністю джозефсонівського струму $j_m(T)$, що протікає через контакти. Так, $j_m(T) \propto j_c(0)(1-T/T_c)$ ($s = 1$) і $j_m(T) \propto j_c(0)(1-T/T_c)^2$ ($s = 2$) обчислені в рамках теорії Гінзбурга-Ландау відповідно для контактів типу надпровідник-ізолятор-надпровідник (*SIS*) і надпровідник-нормальний метал-надпровідник (*SNS*) [116,122,123]. Для складного контакту типу надпровідник-нормальний метал-ізолятор-надпровідник (*SNIS*) була отримана залежність $j_m(T) \propto j_c(0)(1-T/T_c)^{3/2}$ ($s = 3/2$) [123], аналогічна температурній залежності струму розпарювання j_0 . Однак, незважаючи на значне число робіт, присвячених дослідженню j_c в ВТНП, як і раніше важко відповісти на питання, якою має бути залежність $j_c(T)$ в сучасних епітаксійних плівках YBCO, одержуваних імпульсним лазерним напиленням [124], в яких дефекти формуються вельми специфічним чином [114,117]. Крім того, систематичні дослідження одночасного впливу дефектів на j_c і на властивості зразка при $T > T_c$ як і раніше відсутні.

1.5.7.2. Модель температурної залежності критичних струмів в ВТНП з малокутовими границями розділу кристалічних блоків (МГРБ)

Оскільки величина j_c поблизу T_c мала, зміна температурної залежності критичних струмів при зміні електронної розмірності ВТНП при $3D-2D$ переході нижче T_c приписується похибкам вимірювань, або залишається непоміченою [118,121]. У переважній більшості робіт основна увага приділяється порівнянню

залежності $j_c(T)$ з виразом $j_c(T) = j_c(0)(1-T/T_c)^s$ при $T \ll T_c$ (див. Рис. 5.2) і порівнянню показника ступеня s з теорією [119,120]. Квадратична залежність $j_c(T)$ характерна для полікристалічних зразків і перших тонких плівок, які, ймовірно, також мали гранульовану структуру з міжгранульними бар'єрами типу SNS [116,120]. Залежність $j_c(T) \propto (1-T/T_c)^{3/2}$ спостерігається в епітаксійних тонких плівках YBCO з хорошою структурою [125]. У відповідність з вище викладеним, квадратичну залежність $j_c(T)$ в полікристалах можна пояснити утворенням міжгранулами в основному контактів SNS-типу [115-118]. Що стосується сучасних YBCO плівок, то спроби приписати виявленим залежностям $j_c(T)$ утворення в зразках джозефсонівських контактів відповідного типу погано узгоджується з високою густиною критичного струму, що спостерігається в таких плівках [112,117,118,125]. Як наслідок, довгий час не вдавалося отримати цілісну картину поведінки $j_c(T)$ в епітаксійних ВТНП плівках високої якості. Ситуація помітно прояснилася після появи моделі температурної залежності критичних струмів в ВТНП з малокутовими границями розділу кристалічних блоків (МГРБ) [118,121].

Згідно з моделлю МГРБ, епітаксіальна плівка по всій товщині розбивається на систему слабо разорієнтованих в площині ab монокристалічних блоків. Малокутові границі розділу (ГР) між такими блоками є періодичні ланцюжки крайових дислокацій (КД), відстань між якими, d^* залежить від кута взаємної разорієнтації блоків θ і визначається відомою формулою Франка $d^*(\theta) = |\mathbf{B}|/2 \sin(\theta/2) \approx |\mathbf{B}|/\theta$, де $|\mathbf{B}|$ – модуль вектора Бюргерса, рівний по порядку величини постійній ґратки. В теорії враховано, що для малокутових ГР в силу аномально малої довжини когерентності в ВТНП в широкому інтервалі температур виконується нерівність $d^*(\theta) \gg \xi_{ab}(T)$. Поблизу періодичного ланцюжка паралельних КД (дислокаційної стінки) в силу ефекту близькості в області шириною в декілька довжин когерентності $\xi_{ab}(T)$ відбувається локальне зменшення надпровідного параметра порядку ψ . В результаті спостерігається відчутне послаблення критичного струму через ГР в порівнянні з j_0 навіть при таких кутах разорієнтації θ , коли ненадпровідні області навколо ядер КД ще не перекриваються і не утворюють безперервний діелектричний або нормальний

(металевий) бар'єр. З іншого боку, пластично деформовані діелектричні ядра лінійних КД, розташованих уздовж малокутових ГР, як зазначено вище, можуть служити ефективними центрами пінінга вихорів Абрикосова і тим самим сприяти підвищенню j_c особливо в разі паралельної орієнтації вихорів і дислокацій. При цьому температурна залежність критичного струму через малокутові ГР має вигляд:

$$j_c(t, \theta) = (j_0(t)/2) [\Gamma_1^2(t, \theta) + 4]^{-1/2}. \quad (1.21)$$

Де $t = (1 - T/T_c)$, а Γ_1 – коефіцієнт прозорості ГР, який істотно залежить від критичного кута разорієнтації θ_c , починаючи з якого з'являються кутова і температурна залежності усередненого потенціалу на ГР:

$$\theta_c(t) = (2\gamma/\pi) |B| \sqrt{t/\xi_{ab}}, \quad (1.22)$$

де γ – безрозмірний коефіцієнт, який визначається просторовим розподілом неоднорідного параметра порядку навколо КД: $\gamma = \pi/4$ за умови $d^*(\theta) = 2\xi_{ab}(T)$, в загальному випадку $\gamma \sim 1$.

Згідно [118], при $\theta < \theta_c(t)$, тобто вдалині від T_c , параметр Γ_1 не залежить від t і θ , так що температурна залежність критичного струму (рів. 1.21) збігається з температурною залежністю струму розпарювання $j_c(t) \sim j_0(t) \sim t^{3/2}$. При $\theta > \theta_c(t)$ параметр $\Gamma_1 \sim t^{-1/2}$. У цьому випадку, за умови $\Gamma_1 > 2$, з рівняння (1.21) слідує квадратична по t залежність критичного струму: $j_c(t) \sim t^2$. Відзначимо, що при цьому $\Gamma_1 \sim \theta$, так що критичний струм j_c повинен спадати з ростом кута разорієнтації як θ^{-1} . Отже, теорія [118] передбачає перехід від залежності $j_c(t) \sim t^{3/2}$ до залежності $j_c(t) \sim t^2$ в області малих t , тобто поблизу T_c , де критичний кут $\theta_c(t)$ стає менше θ . Якщо цього не відбувається (при малих θ), то залежність $j_c(t) \sim t^{3/2}$ буде зберігатися у всій області температур.

1.6. Висновки до розділу 1

Аналіз літературних даних виявив явний недолік інформації стосовно температурної залежності питомого опору ρ і термоЕРС деформованої міді в температурному інтервалі 4,2-300 К. Також не проводилися дослідження впливу дефектів отриманих при відпалі на надлишкову провідність, псевдощілину і термоЕРС полікрystalа $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, а також дефектів зумовлених специфікою виготовлення на густину критичних струмів тонких плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Виявлені прогалини в фізичних характеристиках міді, полікрystalах і тонких плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ послугували підставою для постановки в дисертаційній роботі наступних завдань:

1. Дослідити вплив дефектної структури, що отримується в результаті пластичної деформації, на термоЕРС в міді і простежити її еволюцію в міру збільшення деформації.
2. В моделі локальних пар дослідити вплив відпалу в безкисневому середовищі, на надлишкову провідність і псевдощілину полікрystalа $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з малим відхиленням від кисневої стехіометрії і порівняти результати з вимірами термоЕРС.
3. Дослідити вплив дефектів на температурні залежності критичного струму і флуктуаційної провідності в тонких плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

РОЗДІЛ 2.

ДОСЛІДЖУВАНІ ЗРАЗКИ І ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИКИ

2.1. Пластична деформація мідного дроту

Для вивчення впливу дефектів на процеси, що протікають в простих металах (на прикладі міді) проведені експериментальні дослідження температурних залежностей питомого опору, термоЕРС, а також абсолютної величини мінімуму диференціальної термоЕРС від величини пластичної деформації в полікристалічних зразках міді з різним вмістом домішок: умовно чистих (Cu-99 , 99%) і умовно брудних (Cu-99 , 9%).

Вимірювання проводилися за схемою, наведеною на Рис. 1.1. Довжина вимірюваного зразка B зазвичай становила ~ 30 см. Для посилення впливу дефектів зразки зазнавали пластичної деформації. Деформація здійснювалася методом прокатки на вальцях, Рис. 2.1. при кімнатній температурі зі збільшенням ступеня деформації від 0% до 95%.

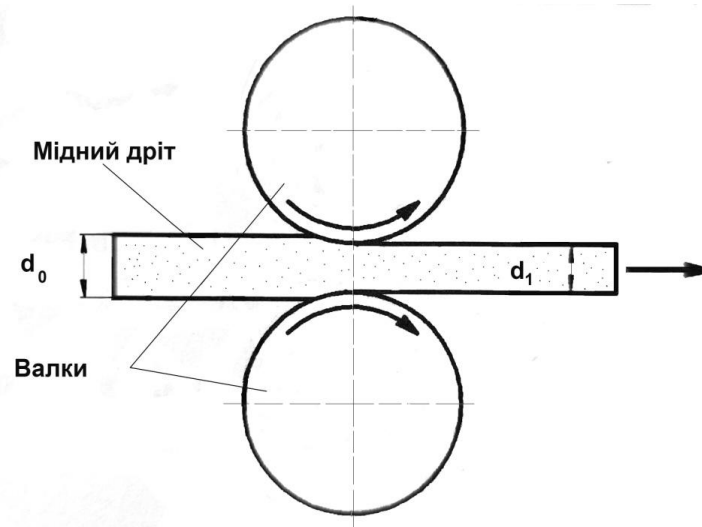


Рис. 2.1. Схема прокатки міді.

Ступінь деформації ε (%) зразка розраховуються за формулою:

$$\varepsilon = \frac{d_0 - d_1}{d_0} \cdot 100\% , \quad (2.1)$$

де d_0 – початкова товщина зразка, мм, d_1 – кінцева товщина зразка, мм.

Методика вимірювань включала попередній відпал всіх вихідних зразків з метою усунення внутрішнього напруження [126]. Для цього вихідні зразки

відпалювали протягом 1 години в атмосфері аргону при температурі $\sim 0,5T_m$, де T_m – температура плавлення міді ($+1085^\circ\text{C}$). Потім зразки прокатувалися при кімнатній температурі, з поступовим збільшенням ступеня деформації. Після кожної прокатки зразки також відпалювали при температурі $\sim 0,1T_m$ протягом 1 години з метою видалення точкових дефектів (вакансій), а потім в них вимірювалися термоЕРС і електроопір в інтервалі температур 4,2-300К.

2.2. Технологія виготовлення полікристалів і тонких плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і методика експерименту

2.2.1. Приготування полікристалічних ВТНП зразків заданої геометрії

За винятком вимірювань на міді [3-5], експерименти були виконані на високоякісних полікристалах і тонких плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [2,6]. Найбільш загальною характеристикою, яка об'єднує технологію отримання текстурованих полікристалів YBCO , є широке використання тисків при їх виготовленні. Як одновісне пресування, так і статична обробка порошкових матеріалів призводять до підвищення дисперсності і пластичної деформації порошку, а значить до його ущільнення. Наслідком цього процесу є суттєва активація процесів спікання і значно більш висока щільність керамічного виробу, що дозволяє отримувати полікристалічні зразки, в тому числі YBCO , високої якості [127,128].

Ідея методу, Рис. 2.2, полягає в використанні підтримок при пресуванні порошку, як це робиться в ковадлах Бріджмена. Особливістю описуваної технології є та обставина, що, змінюючи товщину мідних дротиків, можна отримувати таблетки заданої товщини. Діапазон товщини готових таблеток, зазвичай від 0.03 до 2 мм, задавався діаметром проводів, який змінювався під дією тиску приблизно вдвічі. Змінюючи геометрію дротиків можна отримати зразки довільної форми, так, наприклад, порошок, засипаний в кільце з дроту після пресування дає дископодібні зразки («таблетки»).

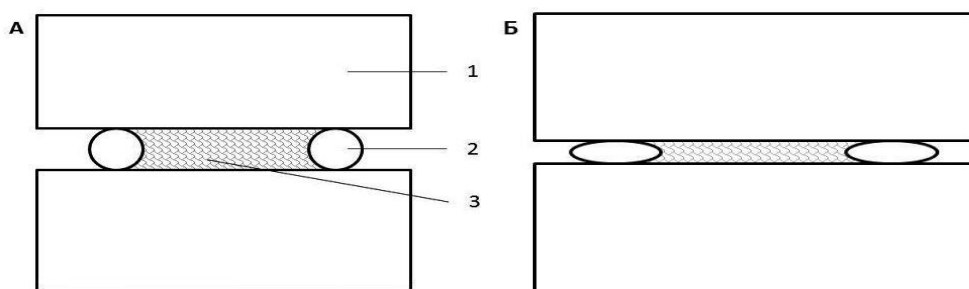


Рис. 2.2. Принципова схема пресування порошків. А – до пресування, Б – після пресування. 1 – ковадла, 2 – мідний дріт, 3 – пресований порошок.

Для отримання високорозвиненої текстури в керамічних таблетках після спікання їх піддавали вторинному перепресуванню, укладаючи пластинки між дротиками відповідного діаметру. В результаті першого спікання в пластинках формувалася структура гранул, хаотично розташованих відносно одна одної. Мета другого перепресування – змусити утворені пластинчасті мікрокристали розташуватися своїми ab площинами нормально до дії одновісного стиску. Цей процес можна порівняти з упаковкою битого скла, коли ламаючись, уламки лягають площинами один на одного. Хоча при цьому процесі відбувається дроблення мікрокристалів, однак при подальшому спіканні кристали істотно збільшуються, зберігаючи при цьому своє положення. Таким способом можна отримати високоякісні зразки текстурованих полікристалів з критичними струмами, які більш ніж на два порядки перевершують j_c зразків, вирізаних з «класичних» керамічних таблеток [1,112].

2.2.2 Технологія отримання зразків полікристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різною щільністю носіїв заряду з використанням відпалу

Зразки являли собою паралелепіеди довжиною 10 мм і поперечним перерізом 3 на 2 мм, вирізані з таблетки текстурованого полікристалічного $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) діаметром 30 мм і товщиною 5 мм, отриманої методом твердофазного синтезу з порошків оксидів ітрію та міді і карбонату барію, як описано в попередньому підрозділі [129]. Велика довжина зразків пояснюється необхідністю розміщення на поверхні полікристала притискних потенційних

контактів, які використовуються при вимірюванні термоЕРС. Зменшення вмісту кисню і, як наслідок, щільності носіїв заряду n_f , а значить і T_c , досягалося термічним відпалом у вакуумі. Отримані шляхом порізки зразки з ОД полікристала YBCO з $T_c \sim 90$ К відпалювали в герметичній горизонтальній трубчастій печі з пониженням тиску форвакуумним насосом ЗНВР-1ДУХЛ4.2, що призводило до зменшення щільності носіїв заряду n_f і як наслідок до зниження T_c , збільшення опору, термоЕРС і відповідної зміни температурної залежності ПЩ. Температура і тривалість відпалу підбиралися експериментально в залежності від одержуваної температури надпровідного переходу на кожному із зразків, яка вимірювалася після кожного відпалу в процесі підбору необхідних параметрів. Стабілізація температури в печі підтримувалася за допомогою терморегулюючого пристрою типу РИФ-101 з точністю $\pm 0,5^\circ\text{C}$.

Спочатку були приготовлені три зразки з $T_c = 90\text{K}$ (зразок S1). Для отримання зразків з $T_c \sim 84$ К і 80 К, два інших зразки нагрівали в печі відповідно до 350°C (зразок S2) і 450°C (зразок S3) з відкачуванням атмосферного тиску, витримували 30 хвилин при цій температурі, після чого нагрів вимикали і зразки остигали до кімнатної температури разом з піччю при працюючому форвакуумному насосі. Детальний аналіз впливу відпалу на властивості зразків проведено в Розділі 4.

2.2.3. Методика напилення тонких плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Тонкі плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ виготовлялися на підкладках $\text{SrTiO}_3(001)$ наведеним у [1] методом імпульсного лазерного напилення (pulsed laser deposition – PLD), розвиненим у роботах [2,117,124]. Метод PLD дає унікальну можливість виготовлення плівок багатокomпонентних матеріалів, таких, наприклад, як ВТНП плівки YBCO, з високоякісною кристалографічною структурою. Відзначимо, що час, необхідний для розігріву поверхні мішені до температури, при якій починається випаровування, менше, ніж 2 нс. В результаті імпульс лазера, тривалість якого ~ 10 нс, буде взаємодіяти з уже випаруваними частинками, продовжуючи їх розігрів і, в кінцевому підсумку,

утворюючи плазму. Істотною властивістю методу PLD є те, що він *в точності відтворює композиційний склад мішені в випаруваній субстанції*. Це – фундаментальна властивість методу PLD, що виникає в результаті утворення плазми і її спрямованого руху від мішені до підкладки.

Плівки товщиною $\sim 0,5$ мкм були отримані розпиленням зі стехіометричної надпровідної мішені в атмосфері кисню при тиску $(0,1-0,5) \cdot 10^2$ Па імпульсами неодимового лазера ЛТІ-207 з довжиною хвилі 1,06 мкм, тривалістю 10 нс, з частотою повтору 10 Гц і середньою інтенсивністю випромінювання на мішені 10^9 Вт/см². Температура підкладки в процесі напилювання підтримувалася близько 800°C, початок переходу в надпровідний стан відповідав 90 К. Процес отримання надпровідних плівок проводився *in situ*, тобто без видалення плівки з напилювальної камери, для цього в процесі росту плівки в зону підкладки подавався потік кисню. Отримані плівки мали високу ступінь адгезії хорошу морфологію і щільну структуру [1].

2.3. Методика експерименту

2.3.1. Формування контактів для резистивних і термоЕРС досліджень

З метою проведення резистивних вимірювань геометрію зразка орієнтували таким чином, щоб вектор транспортного струму був направлений вздовж найбільшого розміру зразка, тобто, найбільш ймовірно, паралельно *ab*-площинам, а найменший розмір полікристала відповідав осі *c*. За допомогою срібної пасти електричні струмові контакти кріпили на протилежні кінці полікристала або плівки для досягнення однорідного розподілу струму в центральній частині зразка. До центральної частини зразка, також за допомогою срібної пасти, кріпилися потенційні контакти у вигляді паралельних срібних провідників діаметром 0,05 мм. Таким чином, вдавалося проводити резистивні вимірювання при транспортних струмах до 15 мА з перехідним опором контактів менше 1 Ом [130,131 і посилання в них].

Для вимірювання $S_{AB}(T)$ (див. Підрозділ 1.1, рівняння 1.2) потенційні контакти притискалися до верхньої поверхні зразка і зазвичай розташовувалися на

відстані ~ 6 мм один від одного. Саме тому в цих вимірах використовувалися зразки полікристалів довжиною до 10 мм. Вимірювання термоЕРС проводилися диференціальним методом в тому ж діапазоні температур, що і $\rho(T)$. Протягом усіх вимірів температурний градієнт, який створювався вбудованим локальним нагрівачем, не перевищував 1 К. Диференціальні термопари з міді і константану, відкалібровані за допомогою кремнієвого діодного датчика (DT 470), використовувалися для вимірювання температури досліджуваного зразка, в той час як термоелектрична напруга (ΔU) (Рис. 1.1), що виникає на зразку через градієнт температури (ΔT), вимірювалася за допомогою мікрвольт-наноамперметра Ф-136. Диференціальна термоЕРС $S_{AB}(T)$, розрахована з лінійних апроксимацій залежності ΔU від ΔT (рівняння 1.2), була скоригована щодо мідних електродів для отримання абсолютних значень термоЕРС S_B (див. Розділ 1.1) [3-5,132].

2.4. Методика вимірювань

2.4.1. Вимірювання електроопору і термоЕРС при низьких температурах

2.4.1.1. Вставка для вимірювання електроопору і термоЕРС

Вставка для вимірювання електроопору і термоЕРС є сталеву трубою, в яку вставляється тонкостінна сталева трубка (6) меншого діаметру на кінці якої закріплена насадка, на яку встановлюється зразок (Рис.2.3). Простір між внутрішніми стінками труби і трубки з насадкою герметично ізолювано від зовнішнього середовища. Зразок (3) кріпиться на майданчик (2) і монтується таким чином, щоб вимірювальні мідні потенційні електроди потрапляли в його геометричний центр, це робиться з метою забезпечення рівномірного нагріву від нагрівача (1), що в свою чергу, мінімізує паразитні сигнали, породжені термоелектричними ефектами. Трубчастий нагрівач (1) виконаний з міді, з навитим на нього тонким (діаметром ≈ 0.1 мм) ніхромовим дротом.

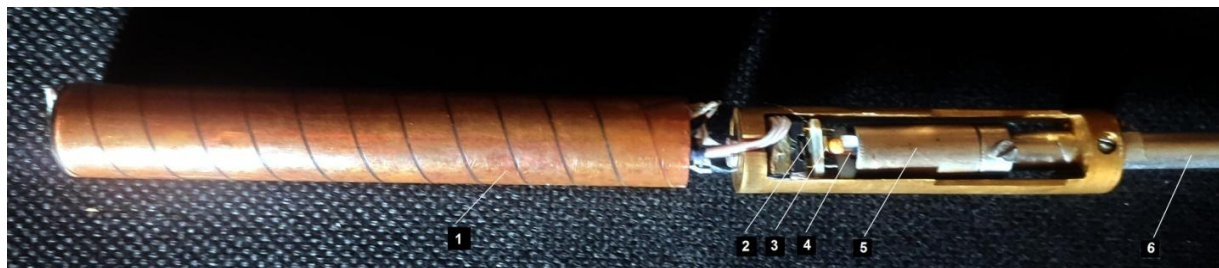


Рис. 2.3. Тримач зразка (нижня частина трубки з насадкою). 1 – загальний нагрівач, 2 – майданчик для кріплення зразка, 3 – зразок, 4 – термопара мідь-константан, 5 – екран, 6 – тонкостінна сталева трубка, локальний нагрівач розташований за екраном (5)

Для монтажу і демонтажу зразків нагрівач (1) зсувається, що дає доступ до майданчика (2) для встановлення зразка (3). Всі дроти, що підводяться проходять всередині тонкостінної трубки меншого діаметра (6) і пайкою приєднуються до герметичного багатоштиркового роз'єму, розташованого на верхній частині вставки. (Рис. 2.4), через який вставка підключається до вимірювальної апаратури. За винятком проводів від термопар і мідних проводів для вимірювання диференціальної термоЕРС, які без розриву виводяться для підключення до вимірювального комплексу через «слізки» (див. Рис. 2.4), які позначені відповідно (1 - 4) і (5 - 6, на рисунку не видно). Екран (5) на Рис. 2.3 закриває розташований під ним локальний нагрівач, який створює ΔT на зразку, від впливу нагрівача (1) при вимірах термоЕРС. Провід від струмових і потенційних контактів окремо один від одного попарно свиті, що забезпечує зменшення паразитного сигналу. Перед вміщенням вставки зі зразком в кріостат, з простору між стінками труби і трубки з насадкою відкачується повітря і, в якості теплообмінного газу, через пастку з рідким азотом запускається газоподібний гелій. Наявність пастки дозволяє зменшити кількість домішок в теплообмінному газі.



Рис. 2.4. Інтерфейсний роз'єм (верхня частина стрижня вставки).

1-4 – «слізки».

2.4.1.2. Кріостат

Після установки зразка, вставка містилася в кріостат. Вимірювання термоЕРС і електроопору проводились з використанням гелієвого кріостату, принципова конструкція якого представлена на Рис 2.5. У відкачаний азотний дьюар (1) в якому знаходиться гелієвий дьюар (2) заливається азот. Гелієвий дьюар після відкачування, заливався гелієм через переливалку (3) за стандартною методикою. У камері (4) в атмосфері газоподібного гелію знаходиться, безпосередньо, вставка (5) зі зразком (6). Для регулювання температури в камері (4), використовується зовнішній нагрівач (7) (на Рис. 2. 3 він позначений цифрою 1), який значно потужніше локального нагрівача (8) для отримання градієнта температури ΔT на зразку. Вентилі (9) і (10), використовуються для відкачування камери (4) і з їх допомогою, через впускний клапан зв'язку, з гелієвої камери (2), в камеру (4) впускають пари холодного гелію. 11– багатоштирьковий роз'єм вставки.

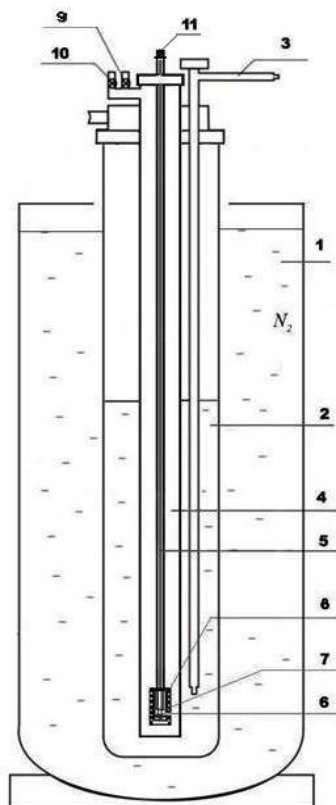


Рис. 2.5. Конструкція кріостату.

2.4.1.3. Схема установки для вимірювання електроопору при низьких температурах

На Рис. 2.6 показана схема включення зразка в вимірювальну схему для вимірювання температурної залежності електроопору. Вимірювання опору здійснювали в режимі дрейфу температури при постійному струмі в двох протилежних напрямках з метою виключення впливу паразитного сигналу. Температуру вимірювали термопарою мідь-константан з дрейфом температури близько $0,1 \text{ K} / \text{хв}$ поблизу T_c і $5 \text{ K} / \text{хв}$ при $T \gg T_c$. Напругу на зразку вимірювали нановольтметром В2-38. Напругу на зразковому опорі, пропорційну току, вимірювали нановольтметром В2-38 (Рис. 2.6). Змінний опір (5) включено в коло для того, щоб міняти значення сили струму, за допомогою зміни загального електроопору кола. Дані з вольтметрів через інтерфейс автоматично передавалися на комп'ютер. Частина вимірювань проводилася на автоматизованому вимірювальному комплексі.

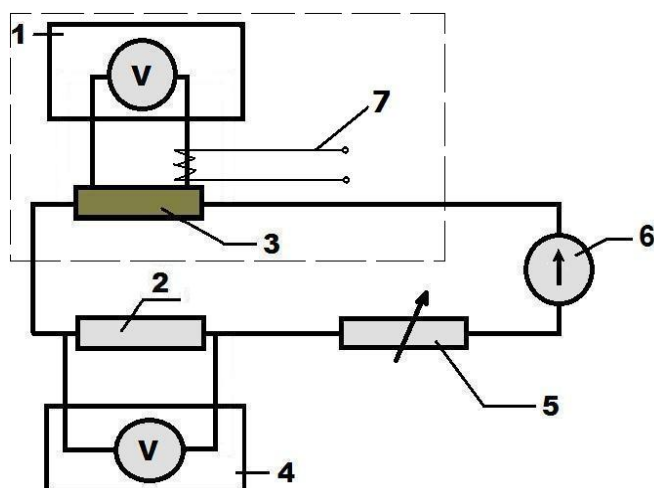


Рис. 2.6. Спрощена схема включення зразка в вимірювальне коло (пунктиром показана частина схеми для вимірювання термоЕРС). 1 – нановольтметр В2-38 (при вимірюванні ρ), або мікрвольтнаноамперметр Ф-136 (при вимірюванні S), 2 – еталонна котушка, 3 – зразок, 4 – нановольтметр В2-38, 5 – змінний опір, 6 – джерело струму (для вимірювання ρ ; в вимірах S не використовується), 7 – локальний нагрівач для створення ΔT на досліджуваному зразку при вимірюванні термоЕРС.

2.4.2. Вимірювання термоЕРС

Вимірювання термоЕРС проводилися як інтегральним, так і диференціальним методом (див. Підрозділ 1.1, рів. 1.1 і рів. 1.2). При вимірюванні термоЕРС міді, при наявності довгих мідних провідників, застосовувався інтегральний метод (рів. 1.1). За допомогою зварювання створювалися два спаї, один перебував при температурі танучого льоду, температура другого спаю при вимірах змінювалася у всьому діапазоні від 300К до 4.2К (Рис. 1.1). Температура вимірювалася каліброваною мідь-константан-мідь термопарою. Показання термоЕРС фіксувалися за допомогою нановольтметра В2-38. При довжині мідних зразків близько 30 см один спай перебував при температурі рідкого гелію, температура другого спаю з допомогою нагрівача змінювалася від 4,2К до 300К. Диференціальний метод застосовувався для вимірювання термоЕРС на зразках

$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, коли зразок має відносно невеликі, в порівнянні з довгими проводами міді, розміри: в нашому випадку не більше 10 мм. Насадка для вимірювання термоЕРС зображена на Рис. 2.3. Нагрівач (1), задавав температуру зразка з використанням електронного блоку стабілізації температури в гелієвому кріостаті з точністю ~ 0.1 К. Крім нього існує локальний нагрівач, розташований поблизу зразка, який створює ΔT на зразку. Для вимірювання перепаду температур використовували дві термопари мідь-константан-мідь. В даному випадку схема включення зразка в вимірювальне коло відокремлена на Рис. 2.6 штриховою лінією і відрізняється наявністю локального нагрівача (7) і використанням мікрвольтнаноамперметра Ф-136 замість В2-38. При включенні локального нагрівача, який створював на зразку градієнт $\Delta T \sim 0 - 1$ К, дані термоЕРС з мікрвольтнаноамперметра Ф-136 фіксувалися на самописці Н307/1. Залежності мали лінійний нахил, який змінювався з температурою. З нахилу цих залежностей отримували диференціальну термоЕРС S_{AB} (рів.1.2), де металом А—були дроти з міді, відносно яких велися вимірювання зразка В, в нашому випадку з'єднання $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Рис. 1.1). Для отримання абсолютної термоЕРС зразка, брали різницю, щодо табличних даних термоЕРС для чистої недеформованої міді [20].

2.5. Висновки до розділу 2

Для успішного вирішення завдань, поставлених в дисертаційній роботі використовувався інтегральний і диференціальний метод вимірювання термоЕРС, для вимірювання електроопору використовувався 4-х зондовий метод, за допомогою яких проводилися дослідження температурних залежностей. Також в розділі наведено опис методик відпалу та пластичної деформації на вальцях, технології виготовлення полікристалів і тонких плівок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Надано опис процедури формування контактів для резистивних і термоЕРС досліджень, описано конструкцію кріостату та вставки вимірювальної установки.

РОЗДІЛ 3.

ВПЛИВ ПЛАСТИЧНОЇ ДЕФОРМАЦІЇ НА ТЕМПЕРАТУРНІ ЗАЛЕЖНОСТІ ПИТОМОГО ОПОРУ І ТЕРМОЕРС В МІДІ

3.1. Особливості температурної залежності термоЕРС міді

Відомо, що властивості реальних металів при низьких температурах в значній мірі визначаються наявністю дефектів кристалічної структури, їх типом і щільністю. Тому вплив дефектів на властивості металів є однією з основних проблем фізики твердого тіла, як в плані теоретичного обґрунтування, так і в зв'язку з розробкою різних експериментальних методів досліджень.

Одним з ефективних макроскопічних методів вивчення структурного стану металу, особливо при його деформації, є вимір питомого електричного опору $\rho(T)$. Зміна $\rho(T)$, обумовлена введеними в метал при деформації дислокаціями, при зниженні температури має ряд особливостей, пов'язаних з процесом розсіювання електронів самими дислокаціями [133-136]. Ці особливості можуть виявлятися у вигляді сходинок на залежності електроопору в деякому інтервалі температур (30-150 К) і, як зазначається в роботі [136], мало залежать від ступеня і способу деформації. У той же час, особливості $\rho(T)$, які також чутливі до деформаційного стану металу, спостерігаються і при більш низьких температурах ($T \sim 10$ К) [135]. Однак, наскільки нам відомо, як і раніше немає теоретичних моделей, які б пояснювали причини виникнення спостережуваних в експерименті аномалій температурної залежності електроопору металу, зокрема міді, що викликаються пластичною деформацією.

Отримати ясність в цьому питанні можна за допомогою вимірювань коефіцієнта Зеєбека $S(T)$ на цьому ж зразку і порівняння результатів резистивних і термоЕРС вимірювань. Однак, кількість робіт, присвячених поведінці термоЕРС в чистих металах [18,19,137,138], а також впливу різних домішок [17] і пластичних деформацій [20,139] на температурну залежність термоЕРС, відносно невелика. Як, наприклад, відзначається в роботі [20], в міді при температурі ~ 40 К спостерігається зміна знака абсолютної термоЕРС, а потім різко виражений

мінімум при $\sim 10\text{K}$, як показано на Рис. 1.2. Однак природа цього мінімуму до кінця нез'ясована, хоча відомо [20], що його величина дуже чутлива до найменших домішок і деформацій. Крім того, як правило, у всіх цих роботах розглядаються особливості $\rho(T)$ і $S(T)$ в вузьких інтервалах температур, тому з цих джерел важко судити про поведінку питомого опору і термоЕРС деформованої міді в інтервалі температур від кімнатної до гелієвої. Відповідно, важко виявити температурну кореляцію між особливостями питомого опору і термоЕРС. Щоб заповнити прогалину в цьому питанні ми досліджували температурні залежності ρ і термоЕРС як чистої [4,5], так і електротехнічної деформованої міді [3] в температурному інтервалі (300 – 4,2)К. Це дозволило нам провести порівняльний аналіз обох залежностей для встановлення температурної кореляції між особливостями $\rho(T)$ і термоЕРС, $S_{AB}(T)$ і пояснити низку спостережуваних ефектів.

3.1.1. Температурні аномалії електроопору і термоЕРС полікристалічної міді під впливом пластичної деформації

У нашому експерименті з вивчення впливу пластичної деформації, дріт з електротехнічної міді діаметром 0,47 мм був частково прокатаний при кімнатній температурі до смуги товщиною 0,05 мм. На Рис. 3.1 приведена схема вимірюваного зразка, де ділянка B прокатаний дріт, а ділянка A – це мідні дроти для вимірювання термоЕРС.

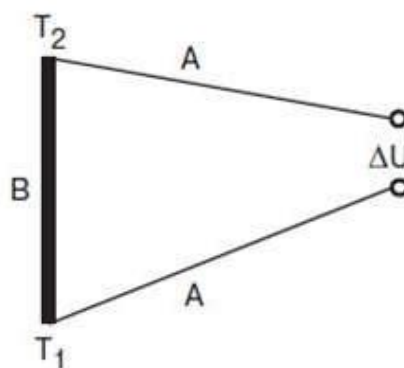


Рис. 3.1. Схема зразка для вимірювання термоЕРС : ділянка B – деформований дріт, ділянка A – мідні дроти для вимірювання ΔU .

Для виділення вкладу, пов'язаного з дислокаціями, зразки після прокатки відпалювали протягом однієї години при 100°C . Це, дозволяло мінімізувати внесок вакансій, які також виникають при деформації. Як зазначено в Розділі 2, вимірювання опору проводили 4 – зондовим методом (чутливість $\sim 10^{-7}\text{ В}$, вимірювальний струм $\sim 0,1\text{ А}$) послідовно деформованої і недеформованої ділянок дроту. При температурах $4,2 - 60\text{ К}$ вимірювання проводили за допомогою мостової схеми. При вимірюванні термоЕРС, ΔU , кінці дроту A , на яких вимірювалася напруга, перебували при однаковій (кімнатній) температурі, а переходи від A до ділянки B – при температурах T_1 і T_2 . При цьому температура T_1 підтримувалася постійною ($T_1=0^{\circ}\text{C}$), а температура T_2 змінювалася від кімнатної до гелієвої. Вимірювана напруга є інтегральною термоЕРС, яка визначається рівнянням (1.3) і показана на Рис. 3.2 кривою 1. Диференціальна термоЕРС S_{AB} визначалася по рівнянню (1.4). Вона показана на Рис. 3.2 кривою 2, яка, як похідна, відображає поведінку інтегральної термоЕРС (крива 1).

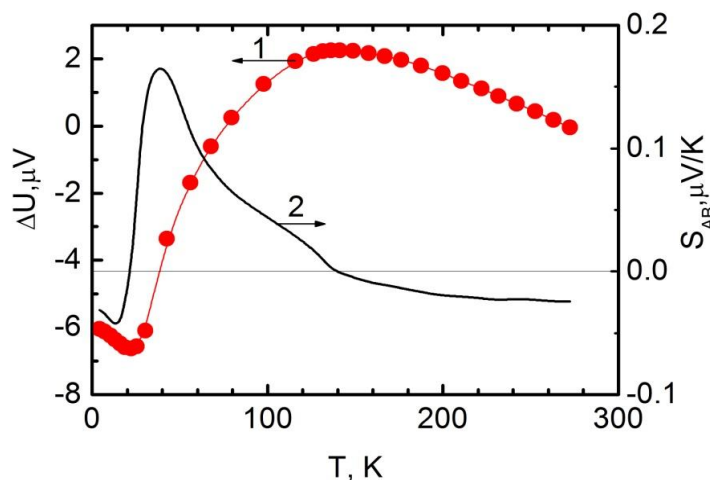


Рис. 3.2. Температурні залежності термоЕРС досліджуваного зразка ΔU (1) і диференціальної термоЕРС S_{AB} (2).

На Рис. 3.3 (крива 1) наведені температурні залежності відношення питомих опорів недеформованої і деформованої ділянок дроту ρ/ρ_d , а також термоЕРС S_{AB} (крива 2), вимірюваних на зразку, показаному на Рис.3.1. Явно видно (крива 1), що деформаційний внесок проявляється у вигляді немонотонної залежності від

температури відношення електроопору недеформованого (ρ) і деформованого (ρ_d) дротів. На Рис. 3.4а і 3.4б в збільшеному вигляді наведені фрагменти залежності $\rho/\rho_d(T)$, показаної на Рис. 3.3 (крива 1), в температурних інтервалах, зазначених стрілками, де проявляється дислокаційний внесок. Порівнюючи ці дані з результатами вимірювання термоЕРС (Рис. 3.2 і 3.3, криві 2), можна виявити кореляцію характерних особливостей на кривих, представлених на обох рисунках.

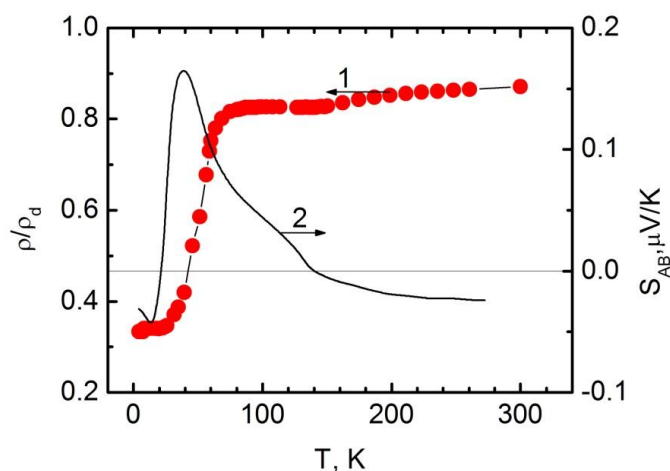


Рис. 3.3. Температурні залежності відношення питомого електроопору недеформованого (ρ) і деформованого (ρ_d) зразка (1), і диференціальної термоЕРС S_{AB} (2).

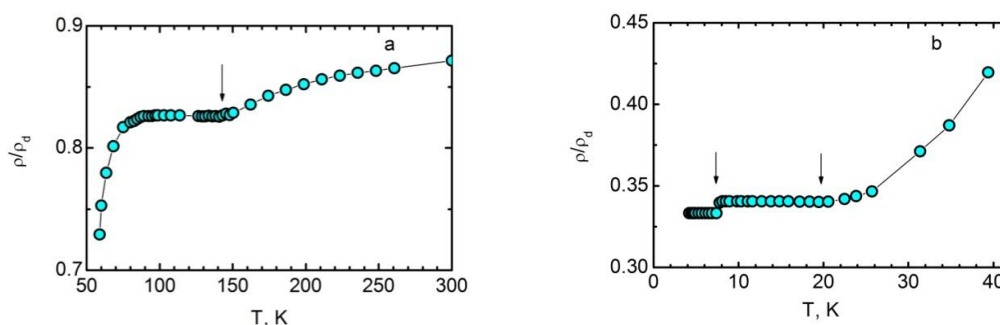


Рис. 3.4. У збільшеному масштабі представлена температурна залежність ρ/ρ_d в діапазонах 50-300К (а) і 4,2–40К (б), зазначених стрілками, де проявляється дислокаційний внесок.

Так особливість ρ/ρ_d при $T \sim 140\text{K}$ на кривій $S_{AB}(T)$ проявляється у вигляді переходу через нуль (Рис. 3.2 і 3.3). На кривій $\rho/\rho_d(T)$ це відповідає виходу на

плато при зниженні температури (див. Рис. 3.4а). Наступна особливість ρ/ρ_d спостерігається при температурі $\sim 40\text{K}$ як точка перегину (Рис. 3.3 і 3.4b). При цьому на залежності $S_{AB}(T)$ (Рис. 3.2 і 3.3) спостерігається максимум. При подальшому зниженні температури ми знову бачимо перехід $S(T)$ через нуль на кривій 2 (Рис. 3.2 і 3.3) при температурі $\sim 20\text{K}$, що відповідає виходу на плато кривої $\rho/\rho_d(T)$ (див. Рис. 3.4b). Наступна особливість на кривій 2 (Рис. 3.2 і 3.3) проявляється вже у вигляді мінімуму при температурі $\sim 12\text{K}$, що відповідає різкому стрибкоподібному зниженню $\rho/\rho_d(T)$ при температурі $\sim 8\text{K}$ (Рис. 3.4b). Виявлена в наших експериментах немонотонна поведінка обох транспортних коефіцієнтів найімовірніше пояснюється зміною механізмів розсіювання електронів на дислокаціях. Як зазначено в роботі [135], вплив дислокацій призводить до дислокаційного зрушення хімічного потенціалу, зумовленого відходом електронів із зони провідності на дислокаційні рівні. У масивному металі це призводить до зниження хімічного потенціалу електронів.

Підкреслим, що при температурах нижче 40K особливості на кривій $S_{AB}(T)$ більш чутливі до ступеня деформації в порівнянні з більш високотемпературними ділянками. Щоб переконатися в тому, що термоЕРС залежить від величини деформації, на Рис. 3.5 проведено порівняння поведінки диференціальної термоЕРС S_{AB} в цій області температур при різних ступенях деформації, починаючи з пружної деформації, отриманої лінійним розтягуванням зразка В (криві 1-3), і при впливі пластичної деформації, здійсненої прокаткою (крива 4). Критерієм області пружності була відсутність термоЕРС при знятті навантаження. Видно, що зі збільшенням числа дислокацій, що вводяться в зразок деформацією, величина $S_{AB}(T)$ помітно зростає. При максимальній щільності дислокацій ρ_N , яка, згідно з нашими оцінками, досить велика і після прокатки зразка (крива 4) становить $\rho_N \sim 10^{14}\text{м}^{-2}$, $S_{AB}(T)$ максимальна, і максимум залежності зміщується в бік більш високих температур.

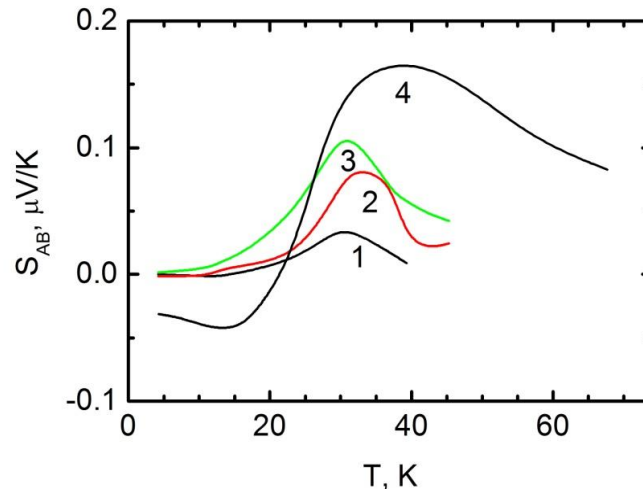


Рис. 3.5. Температурна залежність диференціальної термоЕРС зразка *B* при різних ступенях деформації: 10 (1); 15 (2); 20 (3) кг/мм²; крива 4 – це температурна залежність S_{AB} показана кривою 2 на рис. 3.3.

Крім того, що найбільш істотно, на відміну від кривих 1–3 при $T \sim 20$ К крива 4 переходить через нуль і демонструє мінімум при $T \sim 12$ К, що вказує на інший механізм розсіювання електронів на дислокаціях, обумовлений іншим видом деформації, а саме пластичної, що підтверджується спостереженням особливостей на $\rho(T)$ при цих температурах (Рис. 3.3 і 3.4).

3.1.2. Вплив пластичної деформації на температурну залежність диференціальної термоЕРС в міді різної чистоти

Вище (у розділі 3.1.1) було розглянуто, як дефекти, головним чином дислокації, утворені в результаті пластичної деформації електротехнічної міді впливають на опір і термоЕРС. Відзначимо, що число робіт про вплив певного виду дефектів і, зокрема, дислокацій на термоЕРС вкрай мало. І фактично зовсім немає робіт, де б якось оцінювалася зміна термоЕРС, наприклад, в міді, обумовлена наявністю домішок і взаємодією дислокацій з цими домішками.

Щоб отримати такі дані, було проведено дослідження температурної залежності термоЕРС міді з урахуванням специфіки взаємодії дислокацій з домішками в пластично деформованому зразку. Оскільки мідь є ідеальним

модельним матеріалом для вивчення особливостей холодної деформації, були проведені дослідження поведінки термоЕРС в холоднокатаній міді різної чистоти при різних ступенях деформації і в широкому інтервалі температур [3-5]. В експериментах по вимірюванню термоЕРС використана методика, розглянута в розділі 2.4.2. Вимірювані зразки являли собою дріт із полікристалічної міді діаметром $\sim 1,5$ мм і довжиною ~ 30 см. В одних випадках з чистої міді (Cu-99,99%) – в подальшому "чисті" зразки, а в інших зі звичайної електротехнічної міді М1 наступного хімічного складу%: Cu-99,9; Bi-0001; Sb-0002; As-0002; Fe-0,005; Ni-0,002; Pb-0005; Sn-0002; S-0004; O-0,055; Zn-0,004 – в подальшому "брудні" зразки. Методика підготовки зразків і прокатка докладно описані в розділі 2.1.1.

Основні особливості на термоЕРС спостерігалися при температурах $T \leq \theta_D/20$, де θ_D – температура Дебая, коли можна знехтувати тепловим розсіюванням електронів на фононах в порівнянні з розсіюванням на домішках і дефектах ґратки. Як показано нами [3-5], чутливим до зовнішніх впливів є також і положення мінімуму диференціальної термоЕРС на температурній шкалі як функції від деформації. Слід зауважити, що, як зазначалося в роботах [3-5], величина мінімуму диференціальної термоЕРС і його положення на температурній шкалі в районі 20 К залежать і від величини деформації і від чистоти зразка, і характерні як для "чистих", так і для "брудних" зразків. Таким чином, цей мінімум є чутливим індикатором процесів, що протікають в зразку при різних ступенях пластичної деформації.

На Рис. 3.6 представлені залежності диференціальної термоЕРС S_{AB} від температури для випадків, коли металом B (див. Рис. 3.1) був «чистий» (крива 1) і «брудний» (крива 2) недеформований дріт.

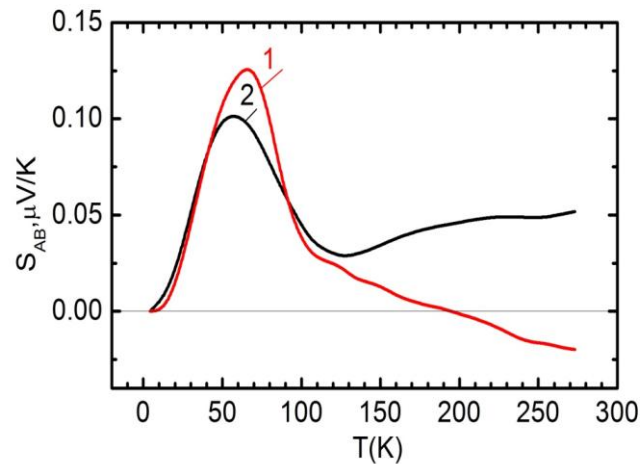


Рис. 3.6. Залежність диференціальної термоЕРС S_{AB} від температури для недеформованих «чистих» (1) і «брудних» (2) зразків.

Крива 1 на Рис. 3.6 демонструє випадок, коли металом B був «чистий» дріт. Крива 2 відповідає випадку, коли металом B був «брудний» дріт. Слід мати на увазі, що ці криві отримують диференціюванням експериментальних кривих, якими є $\Delta U(T)$, тобто інтегральні термоЕРС, і методика отримання яких описана в роботі [3]. Видно, що в районі низьких температур від 4,2 до ~ 50 К, криві 1 і 2 монотонно зростають і мало відрізняються одна від одної. Однак після однакової деформації зразків прокаткою криві різко змінюють свою форму і зсуваються відносно одна одної (Рис. 3.7). Крива 1 (Рис. 3.7) відповідає деформації «чистого» дроту, а крива 2 на цьому рисунку описує поведінку деформованого «брудного» дроту. При цьому положення максимумів на кривих 1 і 2 (Рис. 3.7) мало змінилося і практично відповідає їх положенню на Рис. 3.6. Однак звертає на себе увагу поява мінімумів на обох кривих в області низьких температур, які пов'язані, як ми вважаємо, з виникненням дислокацій в зразках під впливом пластичної деформації і особливостями механізмів розсіювання електронів на дислокаціях, ймовірно пов'язаних з трансформацією поверхні Фермі (ПФ) під впливом деформації [25].

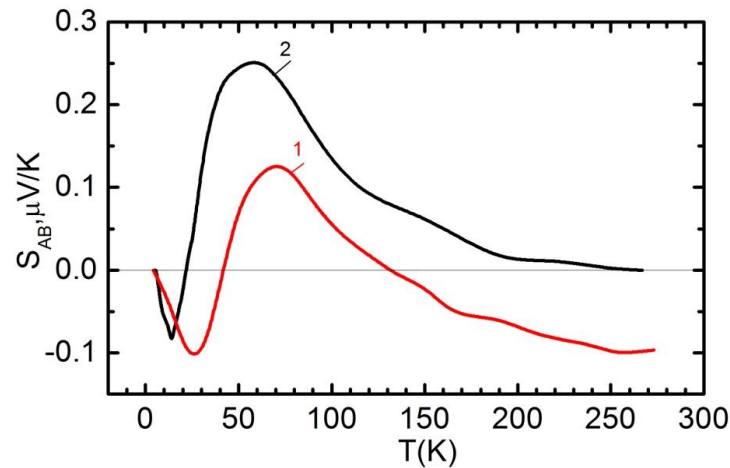


Рис. 3.7. Залежність диференціальної термоЕРС від температури для деформованих «чистих» (1) і «брудних» (2) зразків.

Аналогічний мінімум на брудному деформованому матеріалі спостерігали в роботі [3]. Однак в нашому випадку ми маємо можливість порівняти температурну поведінку термоЕРС в «чистому» і «брудному» матеріалах до і після прокатки. Як вже згадувалося, пластична деформація як «чистого», так і «брудного» зразків призводить до виникнення низькотемпературного мінімуму на залежностях S_{AB} . Це приблизно той інтервал температур, де можна знехтувати тепловим розсіюванням електронів на фононах в порівнянні з розсіюванням на домішках і дефектах ґратки. Причому мінімум на «брудному» зразку має меншу (приблизно на 20%) амплітуду в порівнянні з мінімумом на «чистому» зразку. У той же час мінімум на «брудному» зразку виявляється істотно більш низькотемпературним ($T_{min} \sim 13$ К) в порівнянні з «чистим» ($T_{min} \sim 25$ К). У той же час, експерименти по вимірюванню ρ показали, що електропровідність наших зразків в цій області температур практично не змінюється, плавно виходячи при $T \sim 35$ К на поличку залишкового опору, також, як на Рис. 3.4 б. Ми вважаємо, що це пов'язано з меншою чутливістю ρ в порівнянні з термоЕРС. Слід зазначити, що деформація призводить також до модифікації температурних залежностей S_{AB} і в області високих температур (100-300 К), де крива 2 залишається позитивною. Таким чином, ми припускаємо, що ймовірна причина зменшення мінімуму на

Рис. 3.7 в більш «брудних» матеріалах може бути пов'язана зі збільшенням щільності дефектів (дислокації плюс домішки), що призводить до зменшення довжини вільного пробігу електронів і, отже, до зниження ефективності механізму електрон-фононої взаємодії. Що стосується зміщення мінімуму, то, як відомо, взаємодія точкових дефектів з дислокаціями може носити і характер взаємного тяжіння. При цьому, якщо домішки які рухаються за допомогою дифузії в кристалі, зустрічають на своєму шляху дислокацію, то вона буде грати роль пастки і буде захоплювати рухомі атоми, прагнучи включити їх в свою, так звану атмосферу. Іншими словами це означає збільшення часу осідлого життя атомів домішок поблизу дислокації. Можливий і інший варіант, коли дислокація, що зустрічає атом домішок орієнтована уздовж дифузійного потоку. Так як в ядрі дислокації є області, де проміжки між атомами вихідного металу розширені, то домішковий атом потрапляє в область полегшеної дифузії, так званої «дислокаційної трубки», де дифузні домішкові атоми легко просочуються по каналу з порушеним порядком укладання атомів основного металу. Таким чином, можна припустити, що наявність домішок може призводити до додаткового закріплення дислокацій і зменшення довжини дислокаційних сегментів, які коливаються подібно пружним струнам у в'язкому середовищі. В результаті власна частота сегментів збільшується, тому дислокаційні фонони мають велику енергію, і повинен спостерігатися зсув в область більш високих температур. Однак в наших експериментах спостерігається зрушення мінімуму в область більш низьких температур. В цьому випадку можна пояснити це зміщення впливом домішок на властивості частотного спектра коливань дислокацій, що проявляється в появі щілини в частотному спектрі і піку спектральної щільності поблизу неї [140]. Цей вплив, безумовно, відіб'ється на характері розсіювання електронів на дислокаціях. Для оцінки температури, нижче якої такий вплив може стати переважаючим, спочатку оцінимо щільність дислокацій ρ_N . Скористаємося тим, що в полікристалах міді зміна питомого електроопору ρ , обумовлена дислокаціями, збільшується пропорційно їх щільності. Тому, використавши коефіцієнти пропорційності, наведені в роботі [141] для різних металів, в нашому

випадку отримаємо $\rho_N \sim 10^{14} \text{ м}^{-2}$. Тоді у відповідність з роботою [140] слідує, що шукана температура збігається по порядку величини з тією, при якій спостерігаються наші особливості. Таким чином, вперше на температурній залежності диференціальної термоЕРС спостерігалось зрушення мінімуму, пов'язане із взаємодією дислокацій з домішками.

3.1.3. Специфіка впливу великих пластичних деформацій на низькотемпературний пік термоЕРС і електроопір полікристалічної міді

Як зазначено в попередньому підрозділі, при температурі $\sim 40 \text{ К}$ спостерігається зміна знака абсолютної термоЕРС міді, а потім різко виражений мінімум $S(T)$ при $\sim 10 \text{ К}$. Природа цього мінімуму до кінця нез'ясована, хоча відомо [20], що його величина дуже чутлива до найменших домішок і деформацій. Тому, щоб додати свій внесок у вивчення цієї проблеми і прояснити цю ситуацію ми провели експериментальні дослідження залежностей температури і абсолютної величини мінімуму диференціальної термоЕРС від величини пластичної деформації в полікристалічних зразках міді з різним вмістом домішок: умовно чистих (Cu-99,99%) і умовно брудних (Cu-99,9%). Паралельно з термоЕРС було виміряно відносний питомий електроопір, нормований на величину залишкового опору при 4,2 К. Зразки з чистого і брудного дроту міді готувалися за методикою описаною в 2.1.1.

Як показано вище, величина мінімуму диференціальної термоЕРС і його положення на температурній шкалі в районі 20 К залежать і від величини деформації, і від чистоти зразка, і характерні як для «чистих», так і для «брудних» зразків. Таким чином, цей мінімум є чутливим індикатором процесів, що протікають в зразку при різних ступенях пластичної деформації [3,4]. На вставці Рис. 3.8. показана схема вимірювання зразка, аналогічна Рис. 1.1, яка являє собою диференціальну термопару. Методика обчислення S_{AB} описана в розділі 1.1 і роботах [3,4]. На головній панелі Рис. 3.8 приведена залежність модуля величини мінімуму $/S_{AB}^{\min}/$ диференціальної термоЕРС від ступеня деформації (ϵ) в «чистому»

(трикутники) і «брудному» (квадрати) зразках. Також на рисунку показані залежності питомого електроопору після деформації ρ_d , нормованого на питомий опір недеформованого зразка ρ_{nd} , виміряного при $T = 4,2$ К. Значний інтерес представляє порівняння залежності величини мінімуму термоЕРС і питомого електроопору від деформації, виміряних на одних і тих же зразках (Рис. 3.8).

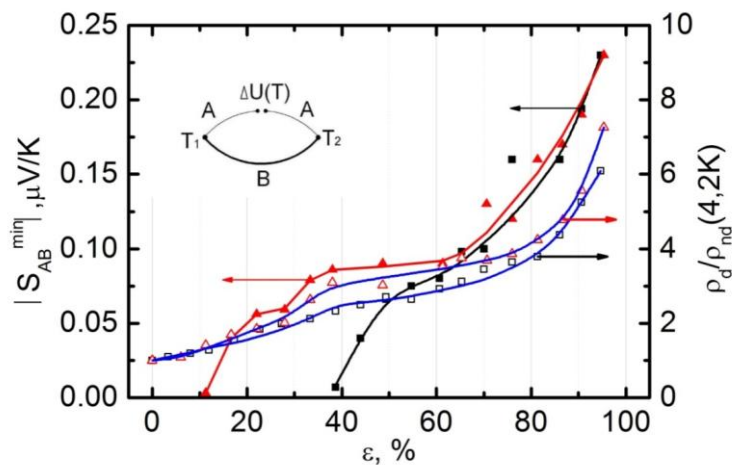


Рис. 3.8. Залежності модуля величини мінімуму $|S_{AB}^{\min}|$ диференціальної термоЕРС (▲, ■) (червона і чорна криві) і відносного питомого електроопору $\rho_d/\rho_{nd}(T)$ (△, □) (сині криві) від ступеня деформації. Квадрати (темні і світлі) відносяться до умовно брудних зразків, трикутники – до умовно чистих. Суцільні криві проведені на око.

Звертає на себе увагу те, що мінімуми $|S_{AB}^{\min}|$ на Рис. 3.8 в "чистих" і "брудних" зразках з'являються при різних ступенях деформації. Так в "чистих" зразках мінімум з'являється вже після $\varepsilon \sim 10\%$, а в "брудних" в районі $\sim 40\%$ деформації. У той же час, приблизно після 60% деформації поведінка "чистих" і "брудних" зразків практично однакова.

Видно, що при деформації $\sim 95\%$ ρ_d чистих зразків перевищує опір недеформованої міді більш ніж в 7 разів. При цьому залежність ρ_d/ρ_{nd} від ε також немонотонна і якісно збігається з залежністю $|S_{AB}^{\min}|$ від ε . Особливо добре узгодження спостерігається для «чистих» зразків (Рис. 3.8, трикутники). Для «брудних» зразків при $\varepsilon > 40\%$ згода кривих також цілком задовільна (Рис. 3.8,

квадрати). При $\varepsilon < 40\%$ важко говорити про якусь узгодженість, оскільки при цих значеннях ε мінімум в «брудних» зразках не спостерігається. Таким чином, поведінка двох незалежних величин – мінімуму на термоЕРС і електроопору – в деформованих зразках якісно збігається. Немонотонний характер деформаційних залежностей мінімуму термоЕРС і електроопору безпосередньо відображає еволюцію дефектної структури зразків, і, як ми припускаємо, її вплив на ПФ зі збільшенням деформації [25].

Схожа поведінка відносного питомого опору чистої міді спостерігалася в роботі [142], де показано, що в залежності від середнього розміру зерен, зменшуючихся в результаті деформації, опір нелінійно зростає. На Рис. 3.8 це область деформації більше 40%, де електроопір змінюється незначно до тих пір, поки, як випливає з роботи [142], розмір зерен d залишається більше 10 мкм, але потім ρ_d/ρ_{nd} різко збільшується, що відбувається при подальшому зменшенні d .

На Рис. 3.9 показана залежність положення мінімуму $|S_{AB}^{\min}|$ на температурній шкалі в цих же зразках при тих же ступенях деформації. Видно, що відмінність на початковому етапі деформації в поведінці «чистих» і «брудних» зразків спостерігається і на цій залежності. Трикутники і квадрати позначають, дані для умовно «чистих» і «брудних» зразків відповідно. На Рис. 3.9 видно, що при збільшенні деформації від 0 до $\sim 40\%$ температура, при якій спостерігається мінімум термоЕРС в «чистих» зразках, помітно зменшується. Підкреслимо ще раз, що при таких значеннях ε в «брудних» зразках мінімум на диференціальній термоЕРС відсутній, а з'являється тільки після $\varepsilon > 40\%$. Після $\sim 40\%$ деформації «чисті» і «брудні» зразки поведуться практично однаково. Виникає питання, які процеси в деформованому матеріалі описує зміна величини мінімуму від деформації і чому в «брудних» зразках початковий мінімум з'являється при більших ступенях деформації, ніж в «чистих»? Як ми вважаємо, це, по-перше, може бути пов'язано з так званим твердорозчинним зміцненням [143] в «брудних» зразках. Як відомо, при взаємодії атомів заміщення і проникнення з атомами основного металу може утворитися певний порядок в розташуванні атомів

(ближній або дальній) і виникнути спотворення кристалічної ґратки внаслідок різного розміру атомів, що утворюють твердий розчин. У процесі пластичної деформації дислокації при своєму русі руйнують ближній порядок в сплаві і долають спотворення кристалічної ґратки. Це, природно, підвищує роботу опору деформації і призводить до зміцнення. Таким чином, при одних і тих же ступенях деформації в «чистих» і «брудних» зразках утворюються різні дислокаційні субструктури, оскільки твердорозчинне зміцнення затримує перебудову дислокацій і, відповідно, субструктурного перетворення.

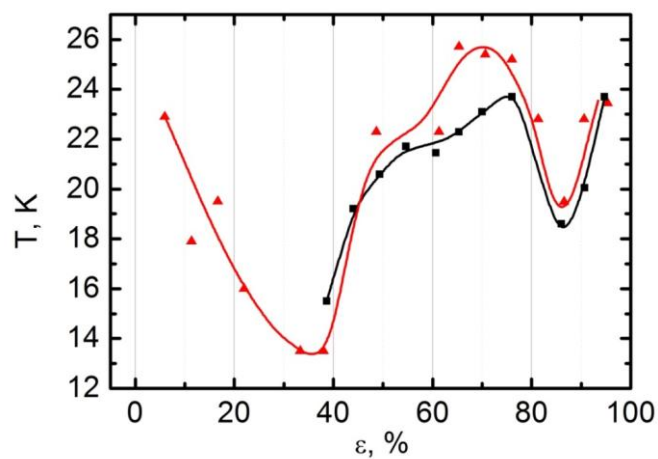


Рис. 3.9. Залежність температурного положення мінімуму диференціальної термоЕРС від ступеня деформації ϵ . Квадрати – «брудна» мідь, трикутники – «чиста».

Подальші зміни в структурі твердого розчину тягнуть за собою зміну величини твердорозчинного зміцнення в ході деформації аж до його повного зникнення [143]. У розглянутому випадку, як впливає з наших експериментів, цей процес спостерігається при ступенях деформації близько 40-50%. При цьому слід зауважити, що природа взаємозв'язку перетворень дислокаційної субструктури з іншими процесами, що відбуваються в слаблегованих сплавах, вивчена недостатньо. По-друге, це може бути пов'язано з взаємним положенням і величиною мінімуму на абсолютній термоЕРС в вимірюваному зразку і підвідних

проводах, які також мідні. Відповідь, ймовірно, може бути отримана при вимірах абсолютної термоЕРС зразків.

Виявлена яскраво виражена, періодична залежність температури положення мінімуму диференціальної термоЕРС від деформації (Рис. 3.9), найбільш ймовірно пов'язана зі стадійністю [143,144] пластичної течії і причиною такої поведінки є зміни в дислокаційних субструктурах. Відомо, що перехід від однієї дислокаційної субструктури до іншої призводить до значної, іноді вельми різкої, зміни механічних і електричних властивостей металів і сплавів. Ще одним поясненням особливостей і відмінностей в поведінці низькотемпературного мінімуму термоЕРС чистих і брудних зразків, показаних на Рис. 3.8 і 3.9, може бути різний вплив деформації на трансформацію ПФ в міді. Але це питання потребує додаткового вивчення.

3.2. Висновки до розділу 3

1. Вперше в широкому інтервалі температур від 4,2 К до 300 К проведено порівняльний аналіз температурних залежностей відносного питомого опору $\rho/\rho_d(T)$ і диференціальної термоЕРС $S_{AB}(T)$ міді на одному і тому ж зразку при одній і тій же пластичній деформації .

2. Виявлено нові аномалії $\rho/\rho_d(T)$ в районі $\sim 8-12$ К та ~ 20 К, що добре корелюють з особливостями на диференціальній термоЕРС, які, найімовірніше, пов'язані з можливістю резонансного розсіювання вільних електронів і теплових фононів на локалізованих поблизу дислокацій електронах .

3. Показано, що мінімум диференціальної термоЕРС, який виникає при спотворенні структури кристала, найбільш ймовірно, пов'язаний з трансформацією ПФ, в чистих і брудних зразках з'являється при помітно різних ступенях деформації.

4. Виявлена яскраво виражена, періодична залежність температури положення мінімуму диференціальної термоЕРС від деформації, найбільш ймовірно пов'язана зі стадійністю пластичної течії внаслідок змін в дислокаційних субструктурах.

РОЗДІЛ 4.
ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ ТЕМПЕРАТУРНИХ ЗАЛЕЖНОСТЕЙ
ПИТОМОГО ОПОРУ, ПСЕВДОЩІЛИНИ ТА ТЕРМОЕРС У
ПОЛІКРИСТАЛАХ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ПРИ ЗНИЖЕННІ ЩІЛЬНОСТІ НОСІЇВ
ЗАРЯДУ

Як вже зазначалося в Розділі 1, властивості ВТНП купратів визначаються щільністю носіїв заряду n_f , яка може змінюватися в широкому інтервалі в залежності від рівня допування [6,42,65,87]. У $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO), n_f змінюється в результаті інтеркаляції кисню, і максимальне $T_c \sim 92$ К відповідає стехіометричному матеріалу при $\delta = 0$ [87]. Особливістю полікристалів є те, що їх n_f може помітно змінюватися при відпалі зразка як в атмосфері кисню (для збільшення n_f), так і при дефіциті кисню (для зменшення n_f). Однак в разі сильної зміни n_f в зразках можуть з'явитися різного роду додаткові дефекти [67], які можуть вплинути на вимірювання $\rho(T)$, а також $S(T)$. Однак, як вже зазначалося в Розділі 1.4, коефіцієнт Зеєбека є більш інформативним, оскільки він вимірюється при малих токах, а при вивченні впливу дефектів його величина і знак визначаються не деформацією ґратки, а перебудовою поверхні Фермі. В даному розділі розглянуті результати вимірювань температурних залежностей питомого опору $\rho(T)$, термоЕРС $S(T)$ і ПЩ в трьох полікристалічних зразках YBCO з різним n_f , яка змінювалася в результаті відпалу зразків (див. Розділ 2.2.3). Розміри зразків і методика вимірювання розглядаються в Розділі 2.2.3 і 2.4.

Для стислості ми будемо називати зразки S1, S2 і S3. З вимірювань $\rho(T)$ витягувалися дані про надлишкову провідність, $\sigma'(T)$, і, відповідно, про температурні залежності флуктуаційної провідності (ФЛП) і псевдощільності, $\Delta^*(T)$. Розрахунок залежностей $\Delta^*(T)$ проводився в моделі локальних пар [48,65,72-74], і результати зіставлялися з відповідними залежностями $\rho(T)$ і $S(T)$ з метою виявлення кореляції між різними особливостями, виявленими в ПЩ фазі в різних вимірах. Наскільки нам відомо, порівняння коефіцієнта Зеєбека, $S(T)$, з температурними залежностями ПЩ раніше не проводилося.

4.1. Особливості температурних залежностей питомого опору і термоЕРС полікристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при різній концентрації кисню, отриманої під впливом відпалу

Температурні залежності питомого опору $\rho(T)$ і абсолютної термоЕРС $S(T)$ всіх трьох полікристалічних зразків $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з різним вмістом кисню і, отже, з різними T_c : S1 – $T_c = 90$ К, S2 – $T_c = 84$ К, і S3 – $T_c = 80$ К представлені на Рис. 4.1. Як завжди, T_c визначалася екстраполяцією лінійної ділянки залежності $\rho(T)$ при НП переході до його перетину з температурною віссю [64], тобто $T_c \equiv T_c(\rho_{ex} = 0)$. У разі S1 ширина резистивного переходу $\delta T_c = T_c(0.9\rho_N) - T_c(0.1\rho_N) \approx 2.5$ К досить мала, але для зразка S3 збільшується майже в 4 рази. Однак, оскільки лінійна ділянка залежності $\rho(T)$ на НП переході добре виражена для всіх зразків, такий підхід дозволяє визначати значення T_c з точністю ± 0.1 К (Табл. 4.1). Всі залежності $\rho(T)$ демонструють металеву поведінку і є лінійними вище T^* : $\rho_N(T) = \rho_0 + aT$, з нахилом $a = d\rho/dT \approx 5,76$ мкОм · см / К (S1). ρ_0 – залишковий опір, який екстрапольоване $\rho_N(T)$ відсікає на осі Y . Нахил для всіх зразків був розрахований шляхом апроксимації експериментальних кривих на комп'ютері і підтвердив лінійну поведінку $\rho(T)$ з середньоквадратичною помилкою $0,023 \pm 0,002$ в діапазоні температур, що відповідає нормальній фазі ВТНП, тобто вище T^* .

Як видно з Рис. 4.1 і Табл. 4.1, питомий опір зразків при відпалі помітно збільшується. Однак, що цікаво, при зменшенні T_c від 90 К до 84 К лінійний нахил $\rho(T)$ практично не змінюється. Цей факт свідчить про те, що в наших зразках, при великих n_f з хорошим наближенням виконується правило Матіссена, а саме: $\rho = \rho_0 + \rho_{id}$, де ρ_{id} – питомий опір ідеального кристала [145]. У нашому випадку, це, фактично, питомий опір невідпаленого зразка S1 с $T_c = 90$ К, що містить мінімальну кількість дефектів. З таблиці 4.1 можна побачити, що

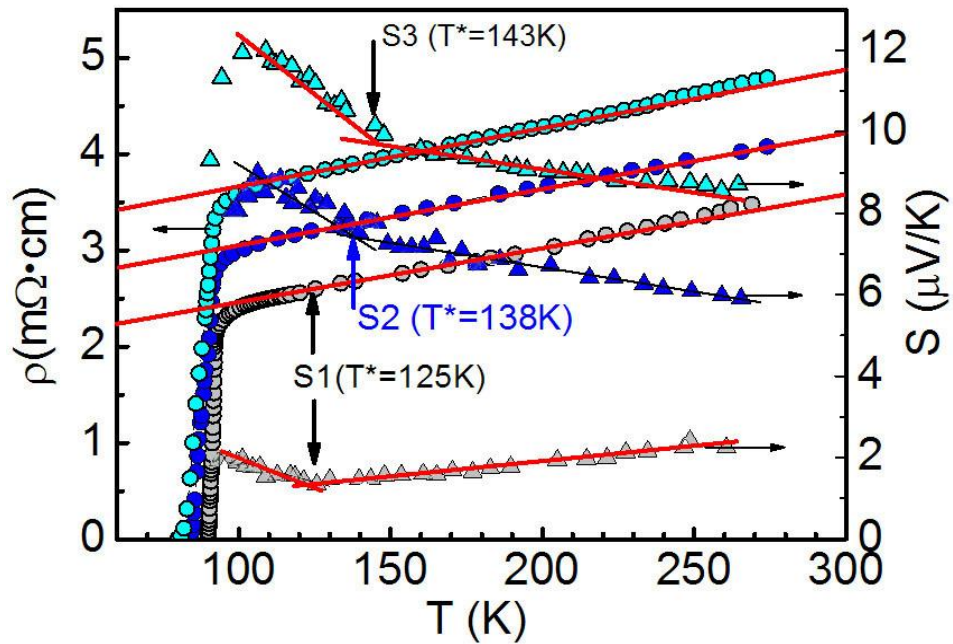


Рис. 4.1. Температурні залежності питомого опору ρ (точки) і коефіцієнта термоЕРС S (трикутники) для полікристалів S1 ($T_c = 90$ К, сірі символи), S2 ($T_c = 84$ К, сині символи) і S3 ($T_c = 80$ К, бірюзові символи).

питомий опір зразків при відпалі дійсно збільшується через збільшення ρ_0 , що відбувається в результаті збільшення кількості дефектів. На відміну від монокристалів YBCO, в яких присутні двійники і яскраво виражені границі двійників, в хороших полікристалах такими дефектами можуть бути точкові дефекти, що виникають при збільшенні кількості кисневих вакансій в площинах CuO_2 [107].

Зі зменшенням T_c до 80 К нахил все-таки трохи збільшується до $dp/dT = 6,12$ мкОм·см/К (S3). Слід зауважити, що аналогічне збільшення dp/dT спостерігається як в плівках [74], так і в монокристалах YBCO [87] зі зменшенням n_f . У той же час співвідношення RRR (residual resistivity ratio), яке визначається як $\rho(300\text{K}) / \rho(100\text{K})$, дещо зменшується від 1,4 (S1) до 1,27 (S3), що також вказує на збільшення кількості дефектів під час відпалу.

Таблиця 4.1.

Зміни параметрів полікристала $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при відпалі.

Зразки	T_c (K)	ρ (300K) (мкОм·см)	ρ (100K) (мкОм·см)	ρ_0 (мкОм·см)	$d\rho / dT$ (мкОм·см/K)	S_{max} (мкВ/K)
S1	90	3540	2350	1874	5,76	1,93
S2	84	4230	2950	2513	5,75	9,0
S3	80	4940	3550	3053	6,12	12

Як і очікувалося, зразок S1 має найвищу $T_c = (90,0 \pm 0,1)$ і найменше $\rho(T = 100K) = 2350$ мкОм·см, а також найнижче максимальне значення $S_{max} = 1,93$ мкВ/K (Табл. 4.1). Відповідно, в цьому випадку залежність $S(T)$ практично лінійна з позитивним нахилом, який змінюється на негативний, точно в T^* (Рис. 4.1). Для зразків S2 і S3 питомий опір $\rho(100K)$ в 1,26 і 1,51 разів більше, (див. Табл. 4.1). В цьому випадку, залежності $S(T)$ обох зразків при високих температурах, також близькі до лінійної поведінки і, що цікаво, з майже однаковим, але вже негативним нахилом, який збільшується майже в 2 рази при $T \leq T^*$. Про зміну нахилу $S(T)$ зі зменшенням n_f в YBCO повідомлялося в ряді робіт [33,38,146], але той факт, що нахил змінюється саме при $T = T^*$, був виявлений вперше. Для більш точного визначення T^* ми використовуємо критерій $(\rho(T) - \rho_0)/aT$ [82-84]. У нормальному стані $(\rho_N(T) - \rho_0)/aT = 1$, але відхиляється вниз від 1 при $T = T^*$, що дозволяє отримувати значення T^* з точністю $\pm 0,3K$ [64,108,147] (див. 1.5.4). При $T \leq T^*$ відкривається ПЩ і відповідно до моделі локальних пар (ЛП) [48,65,72-74] частина нормальних електронів трансформується в локальні пари, які переносять заряд без дисипації. Як зазначено вище (див. 1.4), передбачається, що одночасно починається і перебудова ПФ [42,43]. Ми вважаємо, що саме в результаті цього відбувається спостережуване збільшення нахилу і більш швидке зростання $S(T)$ нижче T^* . Досягнувши максимуму, $S(T)$ починає швидко зменшуватися разом з

опором і досягає нуля також практично в T_c . На Рис. 4.1 ці частини кривих $S(T)$ не показані, щоб не перевантажувати рисунок.

4.2. Аналіз результатів температурних залежностей термоЕРС в рамках різних теормоделей

Як зазначено у розділі 1.4, спочатку термоелектричні дані були проаналізовані в рамках «двוזонної моделі з додатковим лінійним по температурі вкладом» рівняння (1.7) (модель 2). А потім в рамках моделі з урахуванням температури нульової термоЕРС (рів. 1.8) (модель 3). Температурні залежності експериментальних даних термоЕРС в порівнянні з моделями (2) (рів. (1.7) і (3) (рів. 1.8) для зразків S1, S2 і S3 показані на рис. 4.2.

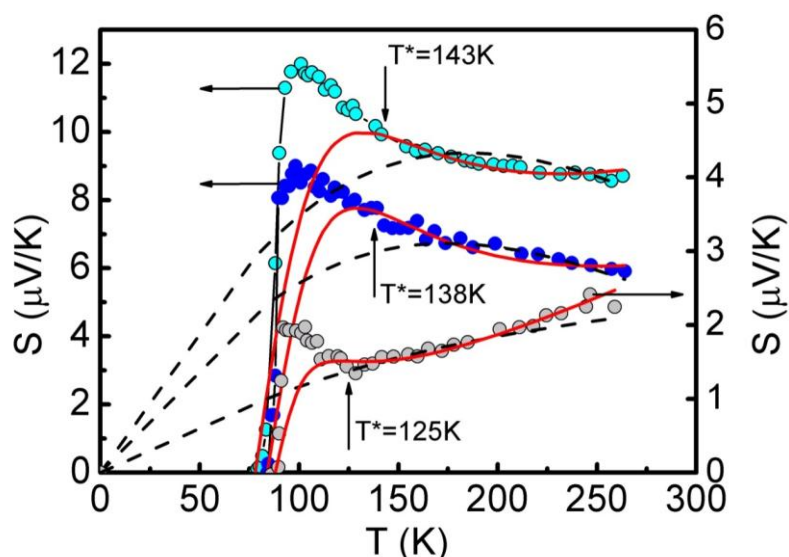


Рис. 4.2. Температурні залежності S для полікристалів S1 (сірі точки) ($T^* = 125$ K), S2 (сині точки) ($T^* = 138$ K) і S3 (бірюзові точки) ($T^* = 143$ K) в порівнянні з теоретичними моделями (2) (чорні пунктирні криві) і (3) (червоні суцільні криві)

Експериментальні дані $S(T)$ оброблялися за формулою (1.8) (червоні криві) з параметрами, наведеними в Таблиці 4.2. Відзначимо наступне. При високих T рівняння (1.8) дає гарну згоду між експериментальними і теоретичними кривими для всіх зразків, і з розумними значеннями параметрів.

Таблиця 4.2 .

Результати експериментальної обробки даних в рамках моделі 3, рівняння (1.8).

Зразки	T_c (К)	A (мкВ)	B (К)	α (мкВ/К ²)	$E_F - E_0$ (мэВ)	Γ (мэВ)	T_{s0} (К)
S1	90	52	22	0.0127	0.026	3.43	88
S2	84	570	40.5	0.017	0.285	6.32	84
S3	80	800	46	0.026	0.4	7.17	78

На відміну від $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_y$ [38], зі зменшенням концентрації носіїв заряду всі параметри поступово збільшуються. Причому, напівширина резонансного піку Γ і значення $(E_F - E_0)$ (див. рис. 1.3) збільшуються лінійно. Тобто, як і в $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_y$, при зменшенні n_f рівень Фермі рухається до верхнього краю зони [38], що і передбачає спостережуване збільшення значень термоЕРС [148]. Однак слід зазначити, що всі теоретичні криві відхиляються вниз від експерименту при $T \leq T^*$. Цей результат, очевидно, досить розумний, оскільки, як уже згадувалося, вважається, що при $T \leq T^*$ в ВТНП відкривається ПЩ, і починається перебудова поверхні Фермі [42,43,50,149]. В результаті резонанс Лоренца поблизу рівня Фермі пригнічується. Відповідно, модель (3) (рів. 1.8) стає непридатною. Чорні пунктирні криві на малюнку відповідають (рів. 1.7) і, як і очікувалося, не відповідають експерименту. Тому модель (2) (рів. 1.7) детально не розглядається. Ми очікували отримати додаткову інформацію про поведінку зразків під впливом дефектів, порівнюючи дані $S(T)$ з результатами аналізу ФЛП і ПЩ, як показано нижче.

4.3. Дослідження флуктуаційної провідності

Було доведено, що лінійний хід $\rho(T)$ вище T^* є невід'ємною частиною нормального стану купратів (наприклад, YBCO) [95], який характеризується стабільністю поверхні Фермі [42,43,50,149]. Як зазначено в Розділі 1.5 при $T \leq T^*$ $\rho(T)$ відхиляється від лінійності, що призводить до появи надлишкової провідності $\sigma'(T)$, яка визначається рівнянням (1.9), де $\rho_N(T) = aT + \rho_0$ являє собою питомий опір зразка в нормальному стані, екстрапольований в область низької температури. Нагадаємо, що при $T = T^*$ не тільки $\rho(T)$ відхиляється від лінійності, але і густина станів (DOS) на рівні Фермі починає поступово зменшуватися, що означає відкриття ПЩ [49,50,66]. Крім того, вважається, що при $T = T^*$, поверхня Фермі починає змінюватися [42,43,149], швидше за все, через формування ЛП трохи нижче T^* [65,72,73]. Таким чином, правильне визначення T^* має першорядне значення для аналізу ФЛП і ПЩ. Наведений в Розділі 1.5.5 точний метод знаходження T^* дозволяє впевнено і з достатньою точністю визначати T^* і проводити аналіз і ФЛП, і ПЩ.

Відповідно до сучасних уявлень [48,62,65,72,73,130,150-152], невелика довжина когерентності, в поєднанні з квазішаруватою структурою ВТНП, призводить до утворення помітного, в порівнянні зі звичайними надпровідниками, діапазону надпровідних (НП) флуктуацій, ΔT_{fl} , в купратах вище T_c . Як вже зазначалося у цьому діапазоні флуктуаційні куперовські пари (ФКП) поведуться, як звичайні НП пари, але без дальнього порядку (так звані «коротко діючі фазові кореляції») [44-48,52,62,65,66,72,73], а надлишкова провідність, $\sigma'(T)$, підпорядковується класичним флуктуаційним теоріям [90,110,153,154]. Зазвичай в YBCO $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G = (10-20)$ К, де T_G – це температура Гінзбурга, до якої працює теорія середнього поля Боголюбова. Діапазон ΔT_{fl} визначається зміною вмісту кисню, наявністю домішок і / або структурних дефектів, які роблять значний вплив на $\sigma'(T)$ і, відповідно, на застосування різних моделей для опису ФЛП вище T_c [67,90,95,110,153,154]. Головне, як вже згадувалося вище, поведінка термоЕРС в діапазоні НП флуктуацій раніше детально не вивчалася.

Як зазначено в Розділі 1.5.5, щоб оцінити ФЛП в рамках моделі ЛП [48,65,72,73], також необхідно визначити критичну температуру в наближенні середнього поля, T_c^{mf} [65,109,130], яка обмежує діапазон критичних флуктуацій навколо T_c , в якому параметр порядку $\Delta < k_B T$ [61,109]. T_c^{mf} є важливим параметром як для аналізу ФЛП, так і ПЩ, оскільки він визначає зведену температуру ε (рів. (1.11)), яка, включена в усі рівняння для аналізу ФЛП і ПЩ. В ВТНП поблизу T_c ФЛП завжди описується рівнянням Асламазова-Ларкіна (АЛ) [90] для будь-яких тривимірних (3D) систем [64,65,130] (див. рів. (1.10)). Щоб визначити T_c^{mf} , ми використовуємо підхід, запропонований Beasley et al.: з рівняння (1.10), $\sigma^{-2}(T) \sim \varepsilon \sim T - T_c^{mf}$ і дорівнює нулю при $T = T_c^{mf}$ [109]. Результат представлено на Рис. 4.3, використовуючи S1 як приклад. Видно, що $T_c^{mf} < T_c$ визначається перетином екстрапольованої лінійної залежності з віссю температур.

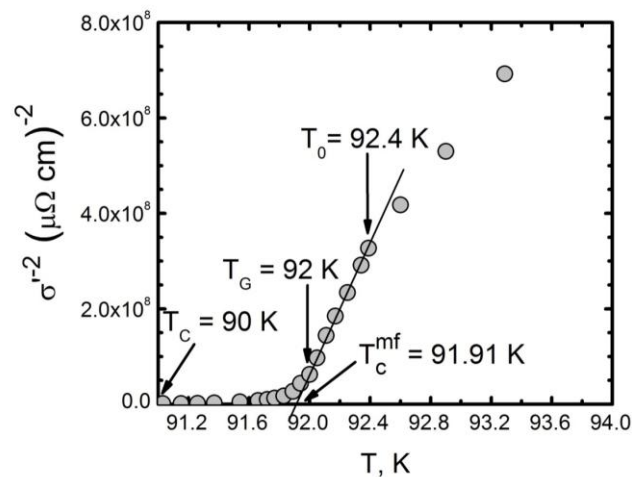


Рис. 4.3. Температурна залежність зворотнього квадрата надлишкової провідності, $\sigma^{-2}(T)$ для полікристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з $T_c = 90 \text{ K}$ (зразок S1), яка визначає $T_c^{mf} = 91,9 \text{ K}$. Стрілки також вказують T_c , температуру Гінзбурга T_G і температуру 3D-2D кросовера T_0 .

Також показані T_c , температура Гінзбурга $T_G > T_c^{mf}$ і температура 3D-2D кросовера T_0 . Використовуючи той же підхід, T_c^{mf} була отримана для зразків S2 і S3 (Таблиця 4.3). Визначивши T^* , $\sigma'(T)$ і T_c^{mf} , ми можемо побудувати залежності $\ln\sigma$ від $\ln\varepsilon$ для кожного зразка і порівняти експериментальні результати з флуктуаційними теоріями Асламазова-Ларкіна і Макі-Томпсона. Рис. 4.4 показує

результати для S1 (a) і S3 (b). Як і у всіх купратах [67,130], поблизу T_c , залежність $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$, як в S1, так і в S3 добре описується рівнянням (1.10) для 3D систем. На рисунку це червоні прямі (1) з нахилом $\lambda = -1/2$. Це пояснюється тим, що при $T < T_0$ довжина когерентності вздовж осі c , більше розміру елементарної комірки YBCO уздовж осі c [83], $\xi_c(T) = \xi_c(0)\varepsilon^{-1/2} > d = 11.67 \text{ \AA}$. Відповідно ФКП можуть взаємодіяти у всьому об'ємі зразка, утворюючи 3D стан.

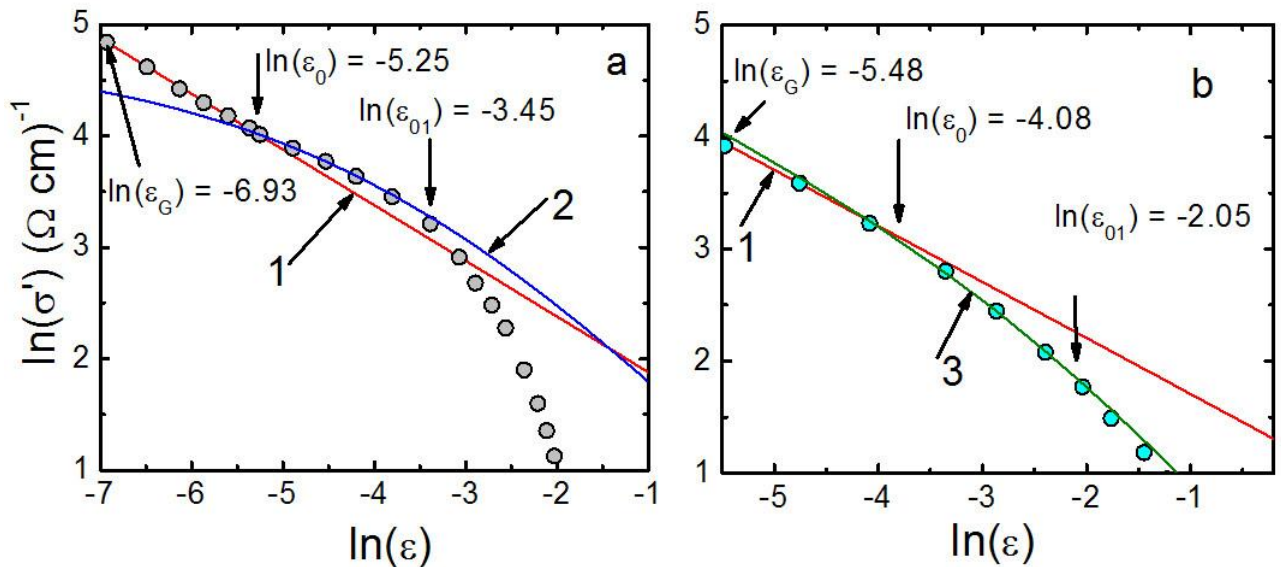


Рис. 4.4. $\ln \sigma$ від $\ln \varepsilon$ полікристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.94}$ з $T_c = 90 \text{ K}$ (S1, сірі точки, a) і після відпалу до $T_c = 80 \text{ K}$ (S3, зелені точки, b) в порівнянні з флуктуаційними теоріями: 3D-АЛ (червоні лінії 1), 2D-МТ (синя крива 2, a) і ЛД (зелена крива 3, b). $\ln(\varepsilon_G)$ визначає температуру Гінзбурга T_G , $\ln(\varepsilon_0)$ визначає температуру кросовера T_0 , а $\ln(\varepsilon_{01})$ визначає T_{01} , яка обмежує область НП флуктуацій зверху.

Слід зазначити, що S1 демонструє поведінку ФЛП, типову для добре структурованих YBCO плівок [61] і монокристалів [130]. Дійсно, вище температури 3D-2D кросовера T_0 (зазначеної як $\ln \varepsilon_0 = -5.25$ на Рис. 4.4a) дані відхиляються вгору від лінії 3D-АЛ. Як зазначено в Розділі 1.5.5, це область 2D флуктуацій, яка описується рівнянням Макі-Томпсона (МТ) теорії Хікамі-Ларкіна (ХЛ) для двовимірних систем [110] (рів. (1.12)). Параметри спарювання α , параметр розпарювання δ і час життя флуктуаційних куперовських пар (ФКП) τ_φ

визначаються відповідно рівняннями (1.13, 1.14 і 1.15). (див. 1.5.5). У подвійних логарифмічних координатах рівняння (1.12) – це суцільна синя крива (2) на Рис. 4.4а, яка відмінно описує дані в діапазоні між T_0 і T_{01} ($\ln \epsilon_{01} = -3.45$ на рисунку). Це пов'язано з тим, що при $T_0 < T < T_{01}$, $d > \xi_c(T) > d_{01} \approx 4 \text{ \AA}$, що відповідає відстані між провідними площинами CuO_2 [83]. Таким чином, площини все ще пов'язані джозефсонівською взаємодією, утворюючи 2D флуктуаційний стан купратів [110,153]. Відповідно, при $T=T_0$, $\xi_c(T_0)=d$ [61,64,65,130]. Це дозволяє визначити довжину когерентності вздовж осі c [130] (рів. 1.17).

Таблиця 4.3 .

Параметри аналізу ФЛП полікристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при різному ступені відпалу.

Зразки	T_c^{mf} (К)	T_G (К)	T_{01} (К)	$\xi_c(0)$ (\AA)	d_{01} (\AA)
S1	91.91	92.0	94.8	0.86	4.82
S2	90.62	90.7	99.7	1.4	4.41
S3	90.8	90.8	102.5	1.52	4.24

Визначивши $T_0 \approx 92,4 \text{ К}$ ($\ln \epsilon_0 \approx -5.25$), з рівняння (1.17) ми знаходимо $\xi_c(0) = (0.86 \pm 0.02) \text{ \AA}$ (S1) (Таблиця 4.3), яка являє собою типове значення $\xi_c(0)$ для оптимально допованих бездвійникових YBCO монокристалів з близьким $T_c = 91.6 \text{ К}$ [130].

У свою чергу, як і очікувалося, S3 демонструє поведінку ФЛП, характерну для плівок YBCO з дефектами [109], що вказує на утворення точкових дефектів в зразку при відпалі, як згадано вище [107]. Дійсно, вище $T_0 \approx 92,0 \text{ К}$ (позначеної на Рис. 4.4 б як $\ln \epsilon_0 = -4.08$), флуктуаційний внесок 2D-МТ повністю пригнічений. Відповідно дані відхиляються вниз від 3D-АЛ лінії (Рис. 4.4b) і можуть бути добре описані рівнянням (1.16) Лоуренса-Доніаха (ЛД) [155] теорії Хікамі-Ларкіна [110]. У цьому рівнянні ми відзначаємо, що $\sigma'(T)$ буде розходитися як

$\varepsilon^{-1/2}$ (поведінка 3D), коли температура близька до T_c^{mf} , і трансформується в залежність ε^{-1} (2D поведінка) при досить високій температурі такій, що $2\xi_c(T)/d \ll 1$. В подвійних логарифмічних координатах це суцільна зелена крива на Рис. 4.4 б, яка відмінно описує дані в діапазоні між T_0 і $T_{01} \approx 102$ К ($\ln \varepsilon_{01} = -2.05$ на рисунку). Нагадаємо, що така температурна залежність ФЛП характерна для зразків з дефектами [109]. Беручи до уваги знайдену температуру T_0 , з рівняння (1.17) визначаємо $\xi_c(0) = (1.52 \pm 0.02)$ Å (S3). Зразок S2 демонструє залежність $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$ близьку до S3, де вище T_0 експеримент також описується ЛД моделлю з $\xi_c(0) = (1.4 \pm 0.02)$ Å, знайденої по рів. (1.17). Як і очікувалося, $\xi_c(0)$ збільшується зі зменшенням T_c відповідно до теорії надпровідності [51], де $\xi \sim 1/T_c$.

Вище T_{01} площини CuO_2 більше не пов'язані кореляційною взаємодією [153,156], оскільки $\xi_c(T) < d_{01}$, і експериментальні дані повністю відхиляються від теорії (Рис. 4.4). Очевидно, що $\xi_c(T_{01}) = d_{01}$. Використовуючи співвідношення $d_{01} = d\sqrt{\varepsilon_0/\varepsilon_{01}}$ (Розділ 1.5.5), знаходимо $d_{01} = (4,5 \pm 0,3)$ Å [61,64,65,130], що близько до межплощинної відстані в YBCO [83]. Знайдена з аналізу ФЛП $\xi_c(0)$ є важливим параметром для розрахунку температурних залежностей ПЩ, як буде показано нижче. Таким чином, індуковані при відпалі дефекти помітно вплинули не тільки на опір і термоЕРС, а й на флуктуаційну провідність в YBCO. Передбачалося, що додаткові дефекти також будуть впливати і на поведінку ПЩ.

4.4. Аналіз температурної залежності псевдощільни в порівнянні з термоЕРС

Для аналізу надлишкової провідності $\sigma'(T)$ у всьому діапазоні температур від T^* до T_G ми використовуємо рівняння (1.18) (див. Розділ 1.5.6). Нагадаємо, що $(1 - T/T^*)$ визначає кількість спарених ферміонів, що виникають при $T \leq T^*$, і $\exp(-\Delta^*/T)$ дає кількість пар, зруйнованих тепловими флуктуаціями при наближенні до T_c [65,74] (див. 1.5.6). Рівняння (1.18) базується на ідеях роботи [156], але помітно модифіковано, щоб забезпечити найкращу підгонку $\sigma'(T)$ у всьому діапазоні температур від T^* до T_G . Відмітимо, що воно було успішно

використано для опису надлишкової провідності для різних ВТНП [64,65,67,71,74,130], включаючи надпровідники на основі FeAs [157].

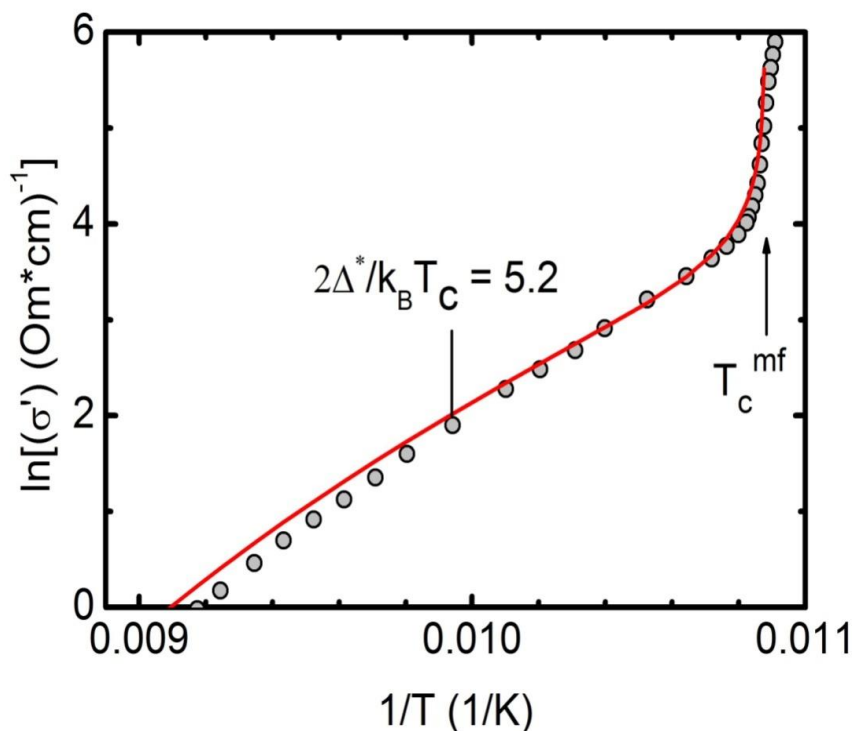


Рис. 4.5. $\ln\sigma'$ як функція $1/T$ зразка S1 у всьому інтервалі температур від T^* вниз до T_c^{mf} (сірі точки). Червона крива – апроксимація експериментальних даних рівнянням (1.18) з набором параметрів, наведених у тексті. Найкраще наближення досягається при значенні співвідношення БКШ $D^*=2\Delta^*(T_G)/k_B T_c = 5.2$.

Вирішуючи рівняння (1.18) щодо $\Delta^*(T)$, ми отримуємо рівняння для ПЩ [74] рівняння (1.19), в якому $\sigma'(T)$ – експериментально вимірювана надлишкова провідність в усьому зазначеному діапазоні температур.

На додаток до T^* , T_c^{mf} , ε і $\zeta_c(0)$, які вже були визначені вище, обидва рівняння містять $\Delta^*(T_G)$, теоретичний параметр ε_{c0}^* [156] і коефіцієнт A_4 , який має той же сенс, що і C -фактор в теорії ФЛП [153]. Вважається, що в купратах $\Delta^*(T_G) = \Delta(0)$, яка являє собою НП щілину при $T = 0$ [74,158,159]. Таким чином, саме $\Delta^*(T_G)$ визначає фактичне значення ПЩ, і може бути використана для оцінки співвідношення теорії Бардіна-Купера-Шриффера (БКШ)

$D^* = 2\Delta(0)/k_B T_c = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c$ в кожному конкретному зразку. Звертаємо увагу, що в моделі ЛП всі параметри включені в рівняння (1.18) і (1.19) можуть бути безпосередньо визначені з експерименту [64,65,67,74,130], як обговорюється нижче.

Щоб знайти $\Delta^*(T_G)$, наносимо на графік експериментальні значення надлишкової провідності в координатах $\ln\sigma'$ від $1/T$ [65,74] (Рис. 4.5) і апроксимуємо їх теоретичними залежностями $\ln\sigma'$ від $(1/T)$, розрахованими за рівнянням (1.18) (червона крива на Рис. 4.5). У таких координатах форма теоретичної кривої виявляється дуже чутливою до значення $\Delta^*(T_G)$ [64,67,74]. Найкраще наближення досягається при значенні відношення $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c = 5.2$ для S1. Відмітимо, що $D^* = (5 \pm 0.2)$ – це типове значення для YBCO, що передбачає межу сильного зв'язку для ВТНП [160]. Відповідно, щоб знайти теоретичний параметр ε_{c0}^* [156], ми використовуємо експериментальний факт, що в ВТНП в діапазоні $\ln\varepsilon_{c01} < \ln\varepsilon < \ln\varepsilon_{c02}$ (див. Рис. 4.6) $\sigma^{\prime-1} \sim \exp(\varepsilon)$ [67,74,130]. В результаті в діапазоні температур $\varepsilon_{c01} < \varepsilon < \varepsilon_{c02}$, $\ln(\sigma^{\prime-1})$ є лінійною функцією ε з нахилом $\alpha^* = 17$, що визначає параметр $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha^* \approx 0.06$ для S1 (див. Вставку на Рис. 4.6). Тепер можна визначити і коефіцієнт A_4 . Для цього, використовуючи рівняння (1.18), залежність $\sigma'(T)$ розраховується з уже знайденими параметрами, і, підбираючи коефіцієнт A_4 , зіставляється з експериментом в області 3D-AL флуктуацій, де $\ln\sigma'$ являє собою лінійну функцію $\ln\varepsilon$ з нахилом $\lambda = -1/2$ [94,109,110,153]. Краща підгонка експерименту з теорією для S1 досягається при $A_4 = 0,22$ (Рис. 4.6, червона крива). Графіки, аналогічні показаним на Рис. 4.5 - 4.6, були отримані для всіх досліджуваних зразків.

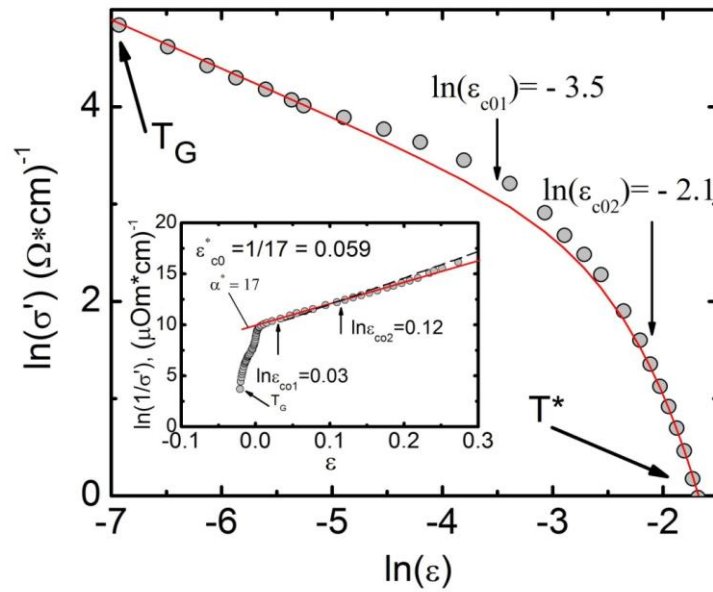


Рис. 4.6. $\ln\sigma'$ як функція $\ln\varepsilon$ (точки) зразка S1 у всьому діапазоні температур від T^* до T_G . Червона крива – апроксимація експериментальних даних формулою (1.18) з набором параметрів, наведених у тексті. Вставка: $\ln(1/\sigma')$ як функція від ε . Червона пряма позначає лінійну ділянку кривої між $\varepsilon_{c01} = 0,03$ і $\varepsilon_{c02} = 0,12$. Відповідні значення $\ln(\varepsilon_{c01})$ і $\ln(\varepsilon_{c02})$ вказані стрілками на головній панелі. Нахил $\alpha^* = 17$ визначає параметр $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha^* \approx 0,06$ [156].

Відповідно були знайдені параметри $\Delta^*(T_G)$, ε_{c0}^* і A_4 для зразків S2 і S3 (Таблиця 4.4).

Таблиця 4.4

Параметри псевдощільового аналізу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при різних відпалах.

Зразки	T^* (К)	T_{pair} (К)	ε_{c0}^*	A_4	D^*	$\Delta^*(T_{\text{pair}})$ (К)	$\Delta^*(T_G)$ (К)	S_{max} (мкВ/К)
S1	125	114	0.06	0.22	5.2	245	236	1.93
S2	138	100	0.09	0.33	5.4	237	226	9.0
S3	143	107	0.22	0.17	5.0	239	200	12

Визначивши всі необхідні параметри (див. Таблиці 4.2 і 4.3), ми змогли побудувати температурні залежності ПЩ, $\Delta^*(T)$, для всіх зразків

(Рис. 4.7). Наприклад, крива $\Delta^*(T)$ для S1 розраховується з використанням рівняння (1.19) з наступним набором параметрів: $T^* = 125$ К, $T_c^{mf} = 91.91$ К, $\xi_c(0) = 0.86$ Å, $\varepsilon_{c0}^* = 0.06$ и $A_4 = 0.22$. Відповідні параметри, визначені для S2 і S3, наведені в таблицях. Результати показані на Рис. 4.7а, б і с в порівнянні з $\rho(T)$ і $S(T)$. S1 демонструє залежність $\Delta^*(T)$ (Рис. 4.7а), яка є типовою для оптимально допованих (ОД) монокристалів з незначною кількістю дефектів і найімовірніше, що не містять двійників [161]. Видно, що $\Delta^*(T)$ різко збільшується в діапазоні $T^* > T > T_{pair}$, демонструючи максимум при $T_{pair} \sim 114$ К, що характерно для ОД монокристалів YBCO [162]. Нагадаємо, що T_{pair} відповідає температурі, при якій ЛП перетворюються з СЗБ в ФКП [65,74], як згадувалося вище (див. 1.5.4). Як і в ОД YBCO монокристалах, нижче T_{pair} , залежність $\Delta^*(T)$ стає лінійною з позитивним нахилом аж до T_{01} (червона лінія на рисунку). Після чого, $\Delta^*(T)$ демонструє мінімум при $T = T_{01}$, максимум при $T \sim T_0$ і остаточно невеликий мінімум при T_G . Така поведінка $\Delta^*(T)$ поблизу T_c типова для всіх ВТНП без дефектів [64,130,161], в тому числі навіть для FeSe [163].

При збільшенні числа дефектів при відпалі не тільки зменшується щільність носіїв заряду n_f , а й форма залежностей $\Delta^*(T)$ також помітно змінюється (Рис. 4.7 б і с, верхня панель). В кінцевому підсумку, при $T_c = 80$ К, форма $\Delta^*(T)$ стає такою ж, як в добре структурованих плівках YBCO [74] і монокристалах [130], з широким максимумом при T_{pair} . Дійсно, чим більше дефектів, тим більш ізотропним є зразок [107]. Проте поведінка $\Delta^*(T)$ поблизу T_c помітно порушується, а саме: мінімум при T_{01} і максимум при T_0 зникають. Лишається тільки мінімум в T_G . Швидше за все, це особливість полікристалів з дефектами, які призводять до дуже низьких значень T_{pair} , які спостерігаються в експерименті. У той же час, як видно з Таблиці 4.4, значення D^* і $\Delta^*(T_{pair})$ залишаються майже незалежними від n_f . У той же час, як і очікувалося, «фундаментальне» значення $\Delta^*(T_G) = \Delta(0)$ [158,159] помітно зменшується при відпалі, тобто зі зменшенням n_f і збільшенням впливу дефектів (Таблиця 4.4). Цей результат здається розумним, оскільки зменшення $\Delta^*(T_G)$ зі зменшенням n_f явно спостерігається як для YBCO [74], так і для BiSCCO (Bi-2212) купратів [164].

На Рис. 4.7 (нижня панель), на додаток до $\Delta^*(T)$, також показані $\rho(T)$ і $S(T)$ для кожного зразка S1, S2 і S3, що дозволяють аналізувати деталі поведінки ПЩ у порівнянні з термоЕРС. Вище T^* , $S(T)$ ідеально збігається з моделлю (3), рівняння (1.8) (червоні криві на нижній панелі Рис. 4.7; див. також Рис. 4.2). При $T \leq T^*$ нахил кривих $S(T)$ помітно змінюється. Порівняння з $\Delta^*(T)$ переконливо показує, що зміна нахилу $S(T)$ починається точно при T^* . В даний час вважається,

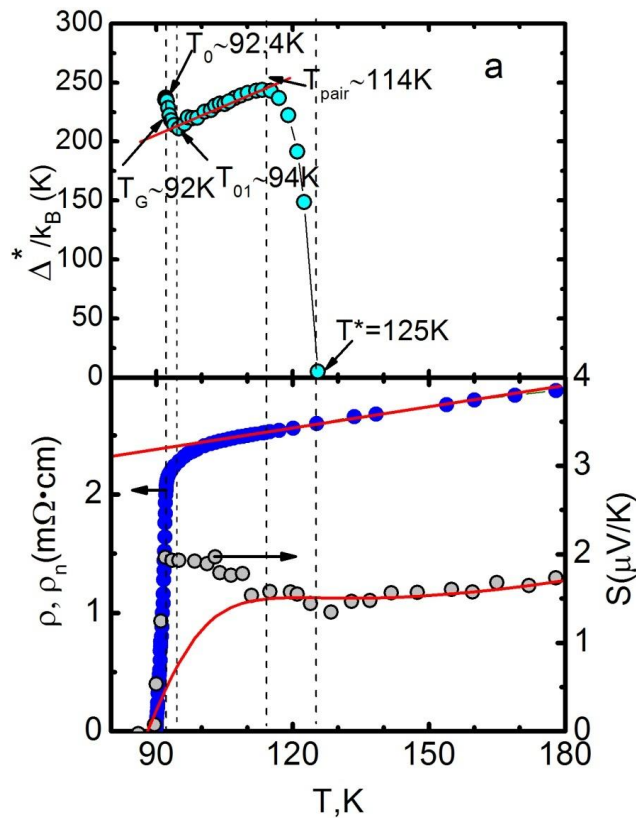


Рис. 4.7а. Верхня панель: температурна залежність псевдощілини $\Delta^*(T)$ для зразка S1 (точки), розрахована за рівнянням (1.19) з набором параметрів, наведених у тексті. Червона лінія позначає лінійну частину $\Delta^*(T)$ нижче T_{pair} . Стрілки вказують відповідні характеристичні температури. Суцільна крива – орієнтир для очей. Нижня панель: $\rho(T)$ (сині точки) і $S(T)$ (сірі точки) для S1. Червона лінія позначає $\rho_N(T)$, екстрапольований в область низьких T . Червона крива відповідає даним $S(T)$ в моделі (3), побудованим за рівнянням (1.8).

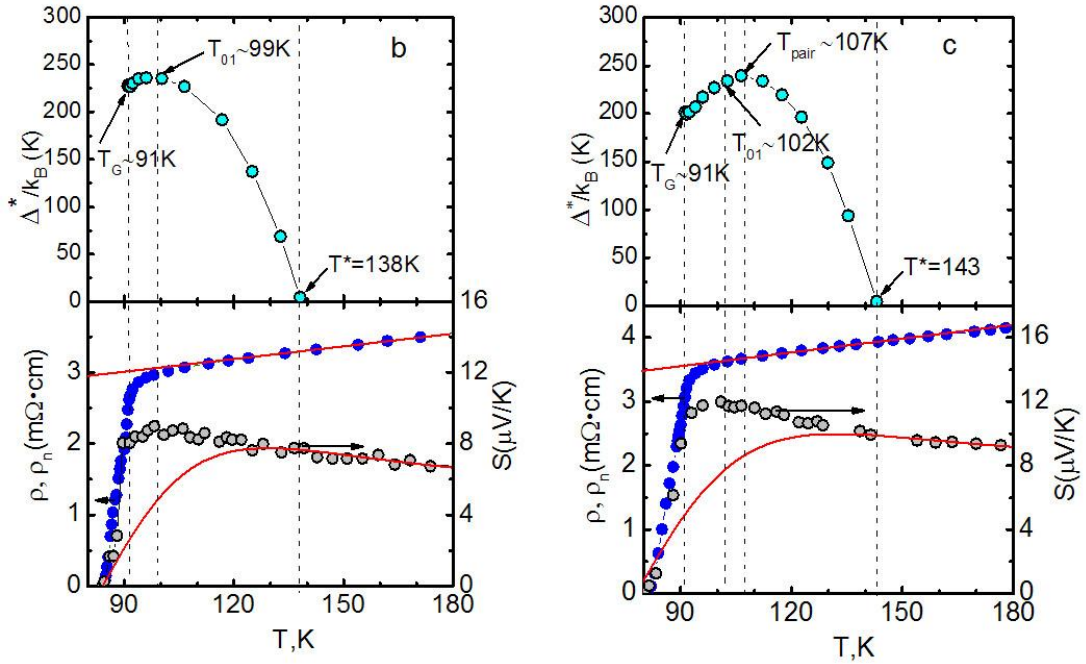


Рис. 4.7 b і c. Верхня панель b: температурна залежність псевдощілини $\Delta^*(T)$ для зразка S2 (точки), розрахована з використанням рівняння (1.19) з набором параметрів, наведених у тексті. Стрілки вказують відповідні характеристичні температури. Суцільна крива – орієнтир для очей. Нижня панель: $\rho(T)$ (сині точки) і $S(T)$ (сірі точки) для S2. Червона лінія позначає $\rho_M(T)$, екстрапольований в область низьких T . Червона крива відповідає даним $S(T)$ в моделі (3) (рів. (1.8)). Рисунок 4. 7с: Все теж саме для зразка S3.

що відкриття ПЩ в купратах при T^* супроводжується перебудовою поверхні Фермі [42,43,97,165]. При цьому також відбувається утворення зв'язаних ферміонів, так званих локальних пар (ЛП) які, як передбачається, можуть переносити електричний заряд без дисипації, оскільки $\rho(T)$ зменшується нижче T^* [44-47,52,72,73]. В результаті модель (3) (рів. (1.8)) не працює для даних $S(T)$ нижче T^* , тому що, як зазначено в Розділах 1.3, 1.4, $S(T)$ прямо пов'язана зі зміною поверхні Фермі. Цікаво, що зі зменшенням щільності носіїв заряду n_f при відпалі $S(T)$ збільшується більш ніж в 6 разів (Таблиця 4.4). Цей результат також представляється розумним, так як $S(T) \sim 1/n_f$ (див. Розділ 4.5). Рис. 4.7 також показує, що термоЕРС всіх трьох зразків досягає максимуму при T_{01} . Варто відзначити, що $S(T)$ починає зменшуватися саме в області НП флуктуацій, тобто

нижче T_{01} , де починають формуватися ФКП, а потім, як і очікувалося, швидко падає до нуля нижче T_G . Той факт, що термоЕРС демонструє максимум точно при $T=T_{01}$, також був виявлений вперше.

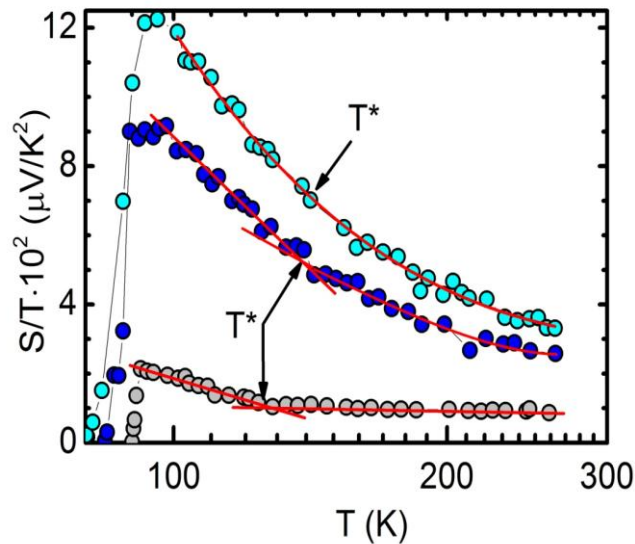


Рис. 4.8. Залежність S/T від $\log T$ для зразків S1 (сірі точки, $T^* = 125$ K), S2 (сині точки, $T^* = 138$ K) і S3 (зелені точки, $T^* = 143$ K). Всі суцільні лінії і криві є апроксимацією експериментальних даних, виконаної за допомогою комп'ютера.

4.5. Аналіз залежності термоЕРС від щільності носіїв заряду

Вище у Розділі 4 отримано ряд цікавих нових результатів, що стосуються зміни питомого опору, ФЛП, псевдощілини і термоЕРС в текстурованих полікристалах YBCO при відпалі в безкисневому середовищі. Показано, що під впливом відпалу зменшується вміст кисню в YBCO, а, відповідно, і щільність носіїв заряду n_f , а, отже і T_c . Одночасно виникають і додаткові точкові дефекти у вигляді кисневих вакансій в площинах CuO_2 . В результаті $\rho(T)$ зростає. Змінюються і всі інші вимірювані параметри (див. Рис. 4.1-4.7). Як вже кілька разів зазначалося в тексті, в ВТНП і, перш за все, в YBCO, нижче T^* частина носіїв заряду утворює локальні пари. В результаті щільність нормальних носіїв n_f починає зменшуватися [48]. Одночасно починає зменшуватися і густина

станів на рівні Фермі, тобто відкривається ПЩ. Відповідно до сучасних уявлень [42,43,97,152], всі ці процеси призводять до трансформації поверхні Фермі. Виникає питання: “А як буде вести себе поверхня Фермі в наших зразках при відпалі, коли n_f також помітно змінюється?” Однак вимірювання $\rho(T)$ і флуктуаційних параметрів не дають відповідь на це питання. Прояснити ситуацію могли б вимірювання термоЕРС, величина і знак якої, як уже зазначалося, залежать від зміни форми і величини поверхні Фермі [25]. Однак результати вимірювань, показані на Рис. 4.2, також не прояснюють до кінця ситуацію, оскільки використані нами моделі (2) і (3) не оперують з поверхнею Фермі.

На жаль, досі немає суворої теорії термоЕРС в ВТНП. В результаті, не існує загальноприйнятої точки зору щодо фізики механізму, який визначає термоЕРС в купратах. Хоча фононне захоплення застосовувалося для пояснення температурної залежності термоЕРС в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ (Bi-2212) [166], воно не підходить для випадку YBCO, де ні електрон-фононний механізм, ні механізм збільшення маси не є адекватними [167,168] Вважається, що як температурна, так і залежність S від допування, мають електронний характер, принаймні, нижче 100 К [165]. Теоретично було показано [169], що для широкого спектра сильно корельованих електронних систем [170] в межі *переважаючого розсіювання на домішках / дефектах*, $S/T \sim (C_e/T)(1/n_f e)$, де C_e – питома електронна теплоємність і e – заряд електрона. Таким чином, при низьких температурах термоЕРС в першому наближенні представляє електронну теплоємність, нормовану на щільність носіїв заряду [165]. Щоб з'ясувати еволюцію термоЕРС і прояснити можливу зміну електронної взаємодії і поверхні Фермі в наших зразках зі зменшенням n_f при відпалі, за аналогією з роботами [165,169], ми проаналізували криві S/T від $\log T$ в рамках даної моделі. Результати показані на Рис. 4.8. Як видно з рисунка, спостерігаються три різні типи поведінки S/T від $\log T$.

Як відомо, лінія, що відзначає зразкове положення псевдощільової температури T^* на фазовій діаграмі YBCO, падає до нуля при $p^* = 0,19 \pm 0,01$ (див. Рис. 1.5). Нагадаємо, що p^* відповідає критичному допуванню, нижче якого, як

відомо, з'являється ПЩ за відсутності надпровідності (наприклад, пригніченою сильним магнітним полем). Це – так звана квантова критична точка (ККТ) або критична точка псевдощілини [42,43]. Істотно, що при наявності надпровідності ККТ може зрушуватися в бік помітно меншого допінгу, в результаті протиборства між надпровідністю і псевдощілиною [42]. В результаті, при $B = 0$ лінія T^* перетинає НП купол приблизно при критичному (оптимальному) допуванні $p = 0,16$ (див. Рис. 1.5). В даному випадку це є ККТ при $B=0$ [42,43]. Це відповідає ОД YBCO, тобто нашому зразку S1 з $T_c = 90$ К і ймовірно з $p \geq p^*$. В результаті, в цьому випадку спостерігається досить незвичайна, фактично плоска, залежність S/T від $\log T$, в усьому інтервалі від ~ 280 К до T_G , з очікуваним різким збільшенням нахилу при T^* (рис. 4.8, сірі точки). Така залежність є типовою для $p \geq p^*$. [43,165,169].

Для зразка S2 з допуванням $p \leq p^*$ ($T_c = 84$ К), S/T нелінійна при високих T , але стає лінійною нижче T^* (Рис. 4.8). Тобто, як і очікувалося, явна логарифмічна залежність $\log(T_0/T)$, де T_0 визначає масштаб уздовж осі Y , спостерігається в широкому діапазоні температур $T < T^*$. Цей результат знаходиться в хорошій злагоді із залежністю S/T від $\log T$, отриманої в [165] для $\text{La}_{1.6-x}\text{Nd}_{0.4}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (Nd-LSCO) з близьким значенням $p \leq p^*$. В кінцевому підсумку, для зразка S3 з допуванням набагато менше, ніж p^* ($T_c = 80$ К), S/T нелінійна, в усьому температурному діапазоні, від ~ 280 К до T_G і демонструє значне збільшення при низькій температурі. Цей результат знаходиться в хорошій злагоді із залежністю S/T від $\log T$, отриманої в [165] для Nd-LSCO з $p < p^*$. Виявлена подібність з результатами, отриманими на ND-LSCO, дозволяє зробити висновок, що існують три різних режиму квантової критичності в обох матеріалах, які характеризуються різною залежністю S/T від $\log T$, які ми також спостерігаємо в наших експериментах. Це залежність практично паралельна осі X в Фермі-рідинному стані, яку ми, найбільш ймовірно, спостерігаємо для S1, залежність, яка логарифмічно розходить в критичній точці $p \leq p^*$ для S2, і стрибок в упорядкований стан для S3, який є типовою ознакою квантового фазового переходу в ВТНП при $p < p^*$. Можливість перебудови поверхні Фермі

в YBCO в інтервалі зміни p від $p > p^*$ (велика одиночна діркова ПФ) до $p \ll p^*$ (ПФ з маленькими нодальними дірковими кишнями) при $p < 0,08$, і ПФ з маленькими електронними кишнями між $p = 0,08$ і $p = 0,16$, де домінує зарядове впорядкування (CDW) при низьких T , в деталях розглянута в роботі [43]. Беручи до уваги ці дані, можна прийти до висновку, що наші результати підтверджують, що p^* являє собою квантову критичну точку, нижче за яку в YBCO виникає деякий новий порядок, викликаючи перебудову поверхні Фермі, флуктуації якої найбільш ймовірно і відповідають за логарифмічну термоЕРС. Ми також вважаємо, що можливість спостереження такої поведінки термоЕРС в наших зразках, швидше за все, пов'язана з досить високою щільністю дефектів, які, як зазначено вище, виникають при відпалі, і призводять до помітного домішкового розсіювання в досліджуваних полікрystalах YBCO, яке якраз і покладено в основу теорії [169].

4.6. Висновки до розділу 4

1. Вперше проведено порівняльний аналіз температурних залежностей питомого опору $\rho(T)$, флуктуаційної провідності $\sigma'(T)$, псевдощільності $\Delta^*(T)$ і термоЕРС $S(T)$, виміряних на оптимально допованому, текстурованому полікрystalі $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) до і після відпалу.

2. Вперше показано, що нижче T^* теоркриві, розраховані за моделлю (3), відхиляються від експерименту, що підтверджує початок трансформації ПФ при відкритті ПЩ, тобто при зміні температури.

3. Вперше спостерігалось три різних типи залежностей S/T від $\log T$ для різних p : для $p \geq p^*$, $p < p^*$ і $p \ll p^*$, де p^* являє собою ККТ, нижче за яку ймовірно, виникає зарядове впорядкування, що викликає перебудову ПФ, флуктуації якої, найімовірніше, відповідають за логарифмічну термоЕРС, виявлену при $p \leq p^*$.

РОЗДІЛ 5.
КРИТИЧНІ СТРУМИ І ФЛУКТУАЦІЙНА ПРОВІДНІСТЬ В
ПЛІВКАХ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Як зазначено в Розділі 1.5.1, механізм надпровідного спарювання, так само як і механізм розсіювання нормальних носіїв, в високотемпературних надпровідниках (ВТНП), як і раніше до кінця нез'ясований. Більш того, мінімум диференціальної провідності dI/dV при нульовому зміщенні, що спостерігається в тунельних експериментах і обумовлений зменшенням густини станів в надпровіднику при $T < T_c$, в ВТНП спостерігається і при $T \gg T_c$ [159]. Виходячи з цього результату в ряді робіт зроблено припущення, що при збільшенні температури надпровідна щілина $\Delta(T)$ не зменшується до нуля при $T = T_c$ і навіть зберігає деяке кінцеве значення при $T \gg T_c$ [158,159,168]. Цей ефект, який отримав, як відомо, назву псевдощілини, спостерігався усіма відомими експериментальними методами в багатьох ВТНП системах [66,77]. Число теоремоделей, присвячених фізиці ПЩ, як зазначено вище, надзвичайно велике (див. [48,98-102] і посилання в них). Однак це питання як і раніше до кінця нез'ясовано і є предметом численних дискусій.

У той же час динаміка квазічастинок в ВТНП, при $T \ll T_c$ також вельми специфічна [171,172]. Як відомо, температурна залежність довжини когерентності, як $\xi_{ab}(T) = \xi_{ab}(0)(1-T/T_c)^{-1/2}$, що визначає розмір куперовських пар, так і $\xi_c(T) = \xi_c(0)(1-T/T_c)^{-1/2}$, нижче T_c фактично така ж, як і вище T_c (див. 1.5.4) іншими словами, поблизу T_c , де $\xi_c(T) \gg d$, також, як і в поведінці флуктуаційних куперовських пар (ФКП) вище T_c , повинен спостерігатися 3D режим, який зі зменшенням температури повинен переходити в 2D режим при $\xi_c(T) = d$. Очевидно, що необхідно досліджувати різні властивості одного і того ж зразка як в псевдощільовому режимі, так і нижче T_c , з метою з'ясування можливого взаємозв'язку між ПЩ і динамікою квазічастинок в ВТНП. Однією з таких можливих властивостей нижче T_c є критичний струм ВТНП, температурна залежність якого може реагувати на електронну розмірність зразка

[173]. Відповідно, вище T_c такою властивістю є флуктуаційна провідність (ФЛП). Для того, щоб з'ясувати це питання, нами були вивчені температурні залежності опору, критичних струмів і флуктуаційної провідності тонких *c*-орієнтованих епітаксійних плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO), що містять різну кількість дефектів – зразки W62, W136 і W154 (рис. 5.1 і 5.6).

5.1. Зразки та результати експериментів

Плівки були виготовлені за допомогою імпульсного лазерного напилення (метод PLD) (див. 2.1.1) на підкладки $\text{SrTiO}_3(001)$ [1]. Цей метод [124] забезпечує відтворене отримання добре структурованих, *c*-орієнтованих епітаксійних плівок YBCO, що контролювалося рентгенівськими спектрами. Як зазначено в Підрозділі 2.1.1, при отриманні плівок YBCO методом лазерного напилення структурні дефекти виникають переважно в результаті можливого відхилення площини підкладки від кристалографічного напрямку $\text{SrTiO}_3(001)$ при її виготовленні [117,124]. Очевидно, що чим більше кут відхилення φ , тим більше число дефектів. Як показано в роботі [114], напилення плівок на підкладки SrTiO_3 , спеціально вирізані з відхиленням $\varphi = 10^\circ$ від площини (001) в напрямку [010] (назвемо їх «плівки з дефектами»), призводить до виникнення множинних дефектів різного типу, які пронизують всю товщину плівки. Це, перш за все, трансляційні границі, множинні порушення порядку чергування провідних шарів CuO_2 , що призводять до спотворення розмірів елементарної комірки, і так звані протяжні дефекти зі структурною шириною 20-30 Å [114,117]. Усі дефекти, і особливо трансляційні границі, є ефективними центрами піннінга. Було виявлено, що в таких плівках велика частина дефектів вишиковується вздовж напрямку, паралельного одній з границь плівки. Саме така одномірна структура дефектів обумовлює спостережувану в таких плівках сильну анізотропію питомого опору, критичного струму, проникнення магнітного потоку [117] і ФЛП [114] в залежності від того, як проводяться вимірювання: уздовж або перпендикулярно до дефектів. Причому ФЛП, виміряна в напрямку

перпендикулярно дефектам, набуває вельми специфічну температурну залежність [114].

5.2. Температурні залежності електроопору плівок YBCO

На Рис. 5.1 показані температурні залежності питомого опору $\rho_{xx}(T)=\rho(T)$ зразків W136 ($T_c \approx 86,1$ К) і W154 ($T_c \approx 88,2$ К). Резистивні вимірювання проведені за стандартною 4-зондовою схемою (див. 2.3.1). Параметри зразків наведені в таблиці 5.1, де d_0 – товщина плівок. Нагадаємо, що при аналізі флуктуаційної провідності T_c визначається екстраполяцією резистивного переходу до його перетину з віссю температур. Цей підхід дає більш високі значення T_c , ніж при екстраполяції до нуля залежностей $j_c(T)$, що й знайшло відображення в таблиці. Обидві плівки близькі до оптимально допованих (ОД) систем YBCO, що підтверджується високими значеннями T_c , але містять різну кількість дефектів. Як видно на Рис. 5.1, W136 демонструє резистивну поведінку, аналогічну спостережуваний на добре структурованих ОД плівках YBCO, а саме: залежність $\rho(T)$ лінійна вище $T^* = (160 \pm 2)$ К і в інтервалі температур 160-300 К добре екстраполюється виразом $\rho_N(T) = \alpha T + \rho_0$ (рис. 5.1, прямі лінії). Відповідно до уявлень теорії NAFL [95], ця лінійна залежність, екстрапольована в область низьких температур, як раз і визначає $\rho_N(T)$, що використовується для обчислення ФЛП $\sigma'(T)$ з рівняння (1.9) (див. 1.5.5). Однак слід підкреслити, що і $\rho(100$ К), і $d\rho/dT$, вимірювані в експерименті, помітно більше значень $\rho(100$ К) ≈ 150 мкОм·см і $d\rho/dT \approx 0,5$ мкОм·см, які є типовими для ОД плівок YBCO, що не містять дефектів [151,174-176]. Цей результат поряд з досить високою густиною критичного струму і деякими особливостями температурної залежності ФЛП, розглянутими нижче, говорить про те, що зразок все ж містить деяку кількість дефектів. Це означає, що кут відхилення ϕ підкладки від напрямку SrTiO₃(001), хоча і малий, але не дорівнює нулю. На відміну від плівки W136 зразок W154 демонструє резистивну поведінку, типову для ОД плівок з великою кількістю дефектів [114]. Як видно на рисунку, питомий опір зразка набагато більше (див.

також Таблицю 5.1). Вище 280 К залежність $\rho(T)$ відхиляється вгору від лінійності (Рис. 5.1, пряма лінія), що, найімовірніше, обумовлено посиленням електрон-електронної взаємодії в таких ВТНП системах при високих температурах [95].

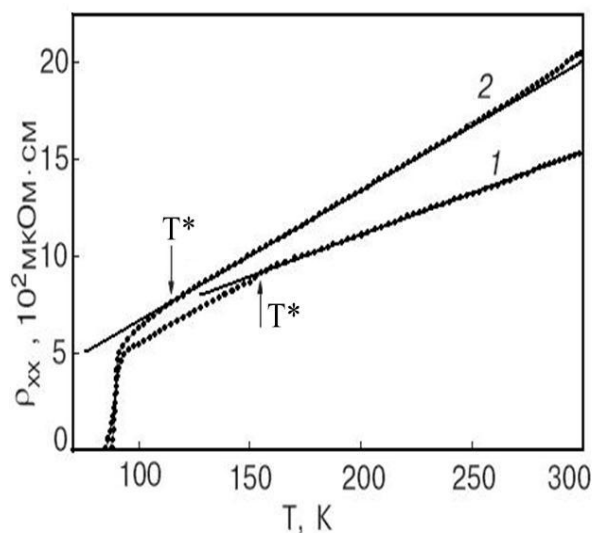


Рис. 5.1. Температурні залежності питомого опору зразків W136 (1) і W154 (2) (точки); прямі лінії – екстраполяція опору в нормальному стані в область низьких температур; стрілками показані температури відкриття ПЩ T^* , для кожного зразка.

Таблиця 5.1

Параметри плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Зразки	d_0 (Å)	T_c (K)	$\rho(100\text{K})$ (мкОм·см)	$\rho(300\text{K})$ (мкОм·см)	T^* (K)	$j_c(0)$ 10^7A/cm^2	s
W154	2500	87	629	2053	120	1,97	1,77
W136	2300	80	510	1550	160	0,4	1,78
W62	1500	75	150			0,0029	1,43

У той же час лінійна залежність $\rho(T)$ помітно зміщується в область низьких температур, і T^* , позначена на Рис. 5.1 стрілкою, в даному випадку порядку (120 ± 1) К. Таке зменшення псевдощільової області можна пояснити тим фактом, що

дефекти перешкоджають формуванню флуктуаційних куперовських пар, в результаті ефективно знижуючи T^* [114]. Сильний вплив дефектів і, як наслідок, наявність великої кількості ефективних центрів піннінга підтверджується ще більшими значеннями густини критичного струму в порівнянні зі зразком W136 (Рис. 5.2) і, як буде показано нижче, різними температурними залежностями ФЛП. Оскільки всі плівки виготовлені в ідентичних умовах, ми вважаємо, що кут відхилення φ підкладки від напрямку $\text{SrTiO}_3(001)$ в даному випадку більше, ніж для зразка W136. З іншого боку, цей кут все ж менше 10° , оскільки для «плівок з дефектами» $T^* \approx (107 \pm 2)$ К [114], що вказує на ще більш сильний вплив структурних спотворень на можливість формування локальних пар в таких зразках.

5.3. Температурні залежності критичних струмів плівок YBCO

Критичний струм визначався з вольт-амперних характеристик (ВАХ) як струм, при якому напруга на зразку досягала 1 мкВ. На рис. 5.2 наведені залежності $j_c(T)$ всіх досліджуваних зразків. Крім зразків W136 і W154, в даному випадку була також досліджена залежність $j_c(T)$ зразка W62, який практично не містить дефектів, а значить має і мінімальну кількість центрів піннінга. Це підтверджується мінімальними значеннями як опору зразка (Таблиця 5.1), так і критичного струму, вимірюваними в даному випадку. Як наслідок, залежність $j_c(T)$ вдалося вивчити практично до гелієвих температур. Також відзначимо, що значення $\rho(100 \text{ K}) \approx 150$ мкОм·см, виміряне для зразка W62, є типовим для плівок YBCO без дефектів [61,151,174,175]. Відповідно до теорії отримані експериментальні дані можуть бути апроксимовані виразом $j_c(T) = j_c(0)(1 - T/T_c)^s$ (суцільні лінії на Рис. 5.2), де параметри апроксимації $j_c(0)$ і s оптимізувались за мінімальним середньоквадратичним відхиленням. Ретельний аналіз показує, що для зразка W62 $j_c(0) = (0,0029 \pm 0,0003) \cdot 10^7$ А/см² і $s = 1,43 \pm 0,02$, для зразка W136 $j_c(0) = (0,4 \pm 0,02) \cdot 10^7$ А/см² і $s = 1,78 \pm 0,01$, для зразка W154 $j_c(0) = (1,97 \pm 0,03) \cdot 10^7$ А/см² і $s = 1,77 \pm 0,01$.

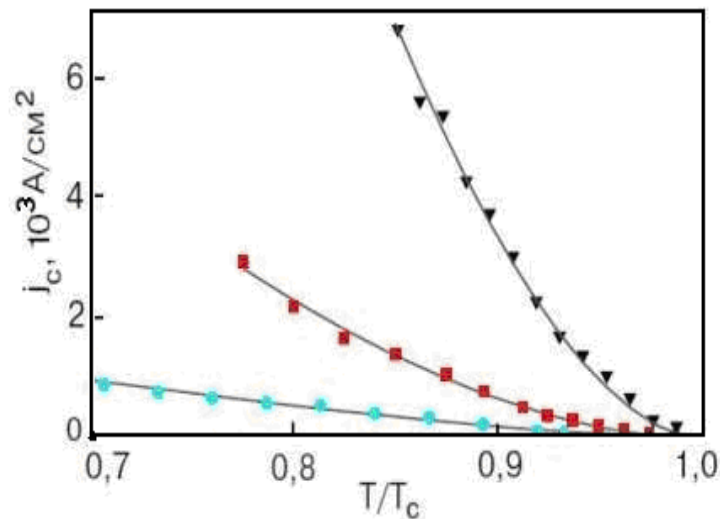


Рис. 5.2. Температурні залежності критичних струмів зразків W62 (\bullet), W136 (\blacksquare) і W154 (\blacktriangledown); суцільні лінії – розрахунок за рівнянням $j_c(T) = j_c(0)(1 - T/T_c)^s$ з параметрами $j_c(0)$ і s , зазначеними в тексті і Таблиці 5.1

На Рис. 5.2 показана загальна тенденція поведінки критичних струмів в плівках YBCO: чим більше питомий опір плівки, тим більше j_c . Ми пов'язуємо таку поведінку зі зростанням числа дефектів, а отже, і центрів піннінга в плівках [117]. Підкреслимо, що при цьому також збільшується і s .

5.4. Аналіз результатів

5.4.1. Флуктуаційна провідність

Відзначимо, що, не маючи даних структурного аналізу зразків, що вимагає, взагалі кажучи, дорогого і складного спеціального обладнання, не можна з повною впевненістю приписати виявлені відмінності в поведінці $\rho(T)$ и $j_c(T)$ тільки дефектам, якщо немає даних будь яких інших досліджень, які проливають світло на це питання. У нашому випадку таким дослідженням є вивчення температурної залежності ФЛП, взаємозв'язок якої зі структурними дефектами плівок YBCO всебічно проаналізовано в роботах [114,117].

ФЛП визначалася з резистивних вимірювань, використовуючи рівняння (1.9). Потім ФЛП аналізувалася в моделі локальних пар (див. 1.5.4), в рамках підходу, описаного в (1.5.5). Нагадаємо (див. 1.5.5), що ефективна розмірність

електронної підсистеми ВТНП, визначається співвідношенням між довжиною когерентності вздовж осі c , $\xi_c(T) = \xi_c(0)(T/T_c^{mf} - 1)^{-1/2}$, і розміром кристалічної комірки вздовж осі c , рівним $d = 11.67 \text{ \AA}$ в YBCO [83]. Поблизу T_c , де $\xi_c(T) \gg d$, джозефсонівська взаємодія між парами реалізується у всьому об'ємі надпровідника (область 3D НП флуктуацій). При цьому, незалежно від наявності або відсутності дефектів, ФЛП поблизу T_c при $T < T_0$ завжди описується рівнянням теорії АЛ (1.10), що визначає ФЛП в будь якій тривимірній системі. Вище T_0 , в інтервалі температур $T_0 < T < T_{01}$, $\xi_c(T) < d$, тобто система втрачає 3D стан. Але як і раніше $\xi_c(T) > d_{01}$, де d_{01} – відстань між провідними площинами CuO_2 , зберігаючи, таким чином, кореляційну взаємодію між площинами. Це область 2D НП флуктуацій, в якій температурна залежність ФЛП навпаки, істотно залежить від дефектів в структурі зразка. При цьому, в плівках YBCO з хорошою структурою при $T_0 < T < T_{01}$ залежність $\sigma'(T)$ завжди екстраполюється 2D-МТ внеском теорії ХЛ (рівняння 1.12). Тоді як при наявності в плівці дефектів, залежність $\sigma'(T)$ визначається моделлю Лоуренса-Доніаха (ЛД) (рівняння (1.16) [155], що є окремим випадком загальної теорії ХЛ. При наявності в зразку сильних структурних спотворень, зокрема в «плівках з дефектами», $\sigma'(T)$ також визначається рівнянням (1.16), але з $d \approx 35 \text{ \AA}$, що, на наш погляд, є наслідком більш інтенсивного розсіювання флуктуаційних пар на дефектах [114]. При вивченні ФЛП в розрахунки також вводиться масштабний множник, C -фактор, що дозволяє врахувати, нерівномірний розподіл струму в зразку при наявності структурних спотворень [109,151,174-177]. Як показано в роботах [61,114,178], в плівках YBCO, C -фактор має різні значення в області 3D і 2D флуктуацій. Відзначимо, що для плівок, виготовлених методом PLD, співвідношення $C^* = C_{3D}/C_{2D} \approx 1,8$ що відображає той факт, що ефективний об'єм зразка в області 2D флуктуацій приблизно в два рази менше [178]. Крім того, чим краще структура зразка, тим ближче C_{3D} до одиниці [114,178]. Фізичний сенс всіх інших параметрів, що входять в рівняння (1.10-1.16), розглянуто в (1.5.5). Також нагадаємо, що далеко від T_c і вище T_{01} , де $\xi_c(T) < d_{01}$, двочасткове тунелювання між шарами неможливо. В цьому випадку флуктуаційні куперовські пари (ФКП)

(відповідно, і надпровідні куперовські пари нижче T_c), так само як і нормальні носії, розташовані в площинах CuO_2 , утворюючи квазідвовимірний ($2D$) електронний стан, але без будь-якої кореляційної взаємодії.

Таким чином, зміна електронної розмірності ($3D$ - $2D$ кросовер) відбувається при температурі T_0 , при якій $\zeta_c(T_0) = d$, і $\zeta_c(0)$ визначається рівнянням (1.17) (див. 1.5.5). Зміна електронної розмірності призводить до зміни температурної залежності ФЛП при $T = T_0$, що спостерігається в переважній більшості робіт, в яких вивчається поведінка ФЛП в різних ВТНП (див. наприклад огляди [53,67] і посилання в них, а також Розділ 4). Ми очікували виявити подібну поведінку ФЛП і в наших плівках.

Аналіз ФЛП починається з правильного визначення T_c^{mf} , яка визначає зведену температуру ε (рів. 1.11), оскільки поза області критичних флуктуацій $\sigma'(T)$ є функцією ε (рівн. 1.10, 1.12 і 1.16). В рамках ЛП моделі, ми визначаємо T_c^{mf} екстраполяцією лінійної ділянки залежності $\sigma'^{-2}(T)$ до його перетину з віссю температур (див. рис. 4.3). У цьому випадку $T_c^{mf} > T_c$ і є якраз тією температурою, яка відділяє область ФЛП від області критичних флуктуацій (див.1.5.5). Відповідні залежності $\sigma'^{-2}(T)$ показані на Рис. 5.3 (точки) для зразків W136 і W154. На кожному рисунку добре видно $3D$ область, яка екстрапольована прямою лінією, і відповідно теорії $3D$ -АЛ перетин якої з віссю температур дає $T_c^{mf} \approx 88,85$ К (W136) і $T_c^{mf} \approx 89,76$ К (W154). Стрілкою на рисунках позначена температура $3D$ - $2D$ кросовера T_0 . Вище T_0 , де реалізується режим $2D$ флуктуацій, для зразка W136 точки відхиляються вправо від прямої, що характерно для плівок з малою кількістю дефектів і вказує на наявність МТ вкладу в $\sigma'(T)$ [178]. Однак у порівнянні з ОД плівками, що не містять дефектів [178], це відхилення дещо менше. Для зразка W154 вище T_0 експериментальні точки відхиляються вліво від прямої, що характерно для ЛД моделі і прямо вказує на наявність структурних спотворень в зразку [61,114]. Після визначення T_c^{mf} можна розрахувати ε і побудувати залежності $\sigma'(T)$ від ε в загальноприйнятих подвійних логарифмічних координатах (див. Розділ 4). На жаль, залежність $\rho_{xx}(T)$ зразка W62 була виміряна

лише в інтервалі $T_c < T < 100$ К, що не дозволило нам визначити $\rho_N(T)$ і отримати залежність $\sigma'(T)$ для цього зразка.

Якщо T_c^{mf} визначена, можна знайти зведену температуру ε (див. рів. 1.11) і побудувати залежності $\ln\sigma'$ від $\ln\varepsilon$ для всіх зразків. На рис. 5.4 представлена залежність $\ln\sigma'$ від $\ln\varepsilon$ для зразка W136. На графіку чітко видно АЛ-МТ (3D-2D) кросовер при $\ln\varepsilon_0 \approx -2,67$, що дозволяє визначити $\varepsilon_0 \approx 0,0693$ і, відповідно, $T_0 \approx 95,0$ К. Знаючи ε_0 і вважаючи $d = 11,67$ Å [83], з рівнянь (1.17) і (1.15) отримаємо $\zeta_c(0) = (3,08 \pm 0,01)$ Å і $\tau_\varphi(100\text{К}) \beta \approx 4,33 \cdot 10^{-13}$ с. Використовуючи знайдені параметри, вдається поєднати експериментальні дані з теорією як нижче, так і вище T_0 . Як і очікувалося, поблизу T_c залежність $\sigma'(T)$ визначається 3D внеском теорії АЛ (рів. (1.10)) (рис. 5.4, пряма 1) з $C_{3D} = 0,52$. Вище T_0 , аж до $\ln\varepsilon_{01} \approx -1,84$ ($T_{01} \approx 103\text{К}$)

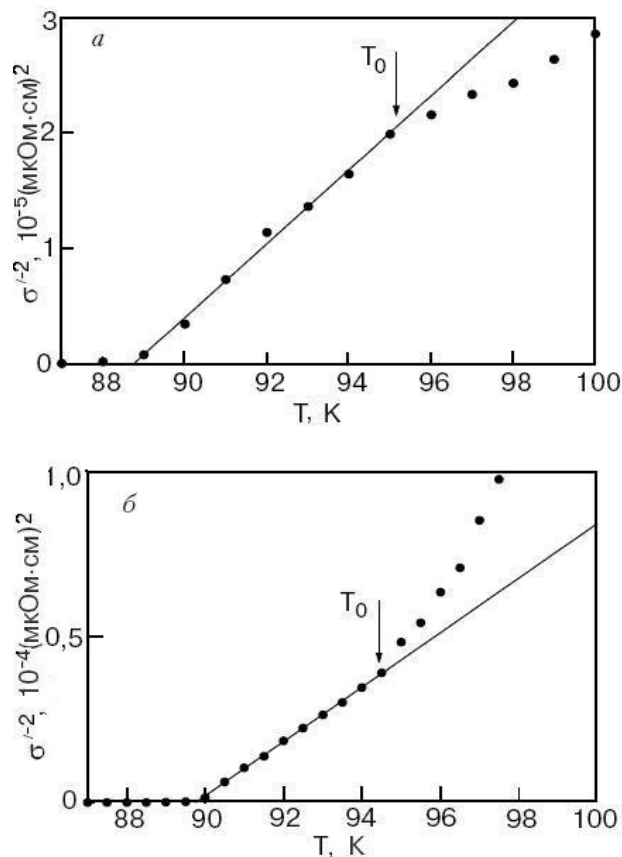


Рис. 5.3 . Температурна залежність $\sigma^{-2}(T)$ для зразків W136 (а) і W154 (б); прямі – екстраполяція області 3D флуктуацій, перетин яких з віссю T визначає T_c^{mf} ; стрілками позначені температури 3D-2D кросовера T_0 .

$\sigma'(T)$ добре екстраполюється флуктуаційним внеском 2D-МТ (рів. 1.14) (крива 2) з $C_{2D} = 0,29$.

В рамках розвиваємого нами підходу до аналізу ФЛП в ВТНП [61,114,178] наявність флуктуаційного внеску 2D-МТ свідчить про те, що число дефектів безпосередньо в площинах CuO_2 відносно невелике [61,114]. Це збігається з уявленнями про те, що дефекти в першу чергу порушують провідність в ланцюжках CuO [117,179,180]. В результаті температурна залежність ФЛП (Рис. 5.4) в цілому така ж, як і має бути в ОД плівках YBCO [178], і область температур, в якій $\sigma'(T)$ слідує флуктуаційній теорії, досить велика: $T_{01} - T_c \approx 14$ К. Вплив дефектів, в даному випадку проявляється в значному зменшенні абсолютної величини $\sigma'(T)$, в результаті чого фактор C_{3D} зменшується до величини 0,52. Нагадаємо, що в ОД плівках YBCO , що не містять дефекти, $C_{3D} \equiv 1$ [178]. Проте, як і раніше $C^* = C_{3D}/C_{2D} \approx 1,80$, підтверджуючи універсальність даного співвідношення для ВТНП, що містять відносно малу кількість дефектів [61,114,178].

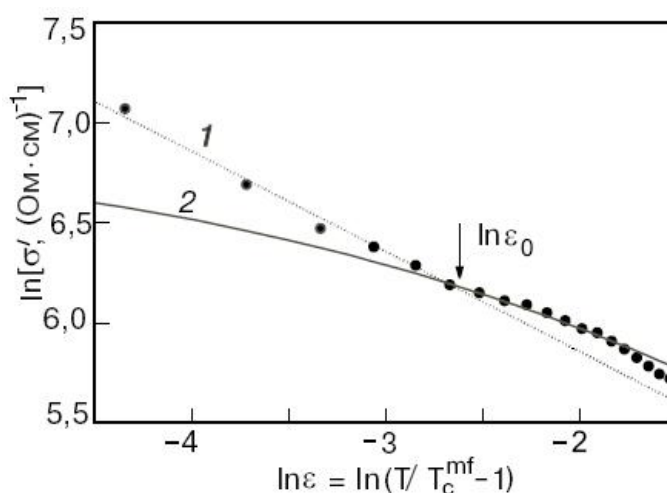


Рис. 5.4. Співставлення залежності $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$ (точки) для зразка W136 ($T_c^{mf} = 88,85$ К) з флуктуаційними теоріями: 1 – 3D-АЛ внесок ($C_{3D} = 0,52$), 2 – 2D-МТ внесок ($C_{2D} = 0,29$, $d = 11,67$ Å).

Таким чином, аналіз ФЛП чітко реєструє наявність дефектів у плівці, вплив яких на властивості зразка в даному випадку набагато більше, ніж в W62, але, як показано нижче, помітно менше, ніж в W154.

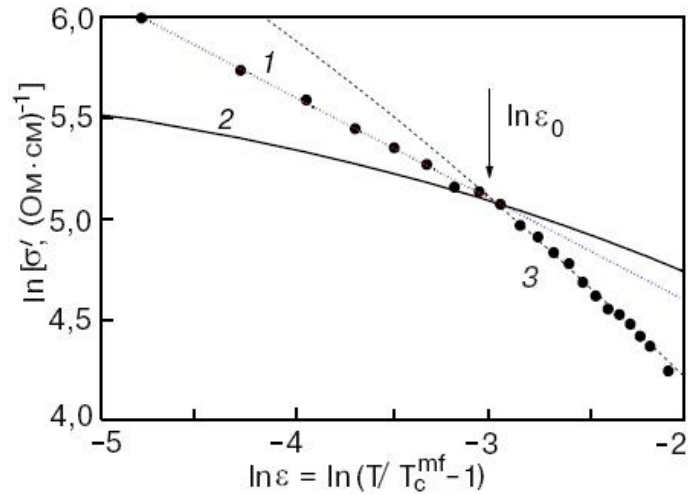


Рис. 5.5. Співставлення залежності $\ln \sigma'$ от $\ln \varepsilon$ (точки) для зразка W154 ($T_c^{mf} = 89,76$ К) з флуктуаційними теоріями: 1 – 3D-АЛ внесок ($C_{3D} = 0,128$), 2 – 2D-МТ внесок ($C_{2D} = 0,071$, $d = 11,67$ Å), 3 – ЛД внесок ($C = 0,225$, $d = 35$ Å).

Як і очікувалося, залежність $\sigma'(T)$ для зразка W154 є типовою для «плівок з дефектами» (Рис. 5.5). Позначений стрілкою 3D-2D кросовер добре видно на рисунку при $\ln \varepsilon_0 \approx -2,97$, що дозволяє визначити $\varepsilon_0 \approx 0,0513$ і $T_0 \approx 94,4$ К. Знаючи ε_0 і вважаючи $d = 11,67$ Å, з рівнянь (1.17) і (1.15) знаходимо: $\xi_c(0) = (2,65 \pm 0,01)$ Å і $\tau_\phi(100$ К) $\beta \approx 5,84 \cdot 10^{-13}$ с. Використовуючи знайдені параметри, вдається поєднати експериментальні дані з теорією як нижче, так і вище T_0 . Як і у всіх ВТНП, незалежно від наявності дефектів поблизу T_c $\sigma'(T)$ визначається 3D внеском теорії АЛ (рів. 1.10) (рис. 5.5, пряма 1), але абсолютна величина $\sigma'(T)$ практично в 4 рази менше, ніж для W136, і, як наслідок, $C_{3D} = 0,128$. Однак вище T_0 , як і очікувалося, МТ внесок повністю пригнічений дефектами і, аж до $\ln \varepsilon_{01} \approx -2,17$ ($T_{01} \approx 100$ К), $\sigma'(T)$ тепер екстраполюється ЛД моделлю (рів. 1.16) (рис. 5.5, крива 3), але при цьому, як і в роботі [114], з $d = 35$ Å. Згідно [114], така температурна залежність ФЛП виникає в результаті сильних структурних спотворень в зразку, а формальне збільшення d від 11.67 Å до 35 Å відображає той факт, що інтенсивність розсіювання флуктуаційних пар в 2D області в даному випадку в три рази вище під впливом дефектів. Як наслідок, область температур, в якій $\sigma'(T)$ слідує флуктуаційній теорії, $T_{c0} - T_c \approx 10$ К, в даному випадку на 4 К

менше, ніж в зразку W136 і, як зазначено вище, область псевдоцільової поведінки на залежності $\rho_{xx}(T)$ також сильно зменшується і T^* помітно наближається до T_c . Проте МТ внесок, розрахований по рівнянню (1.12) з урахуванням визначених вище значень $\xi_c(0)$, $\tau_\varphi(100 \text{ K})\beta$ і з $C_{2D} \approx 0,071$, перетинає експериментальні дані як раз при температурі кросовера T_0 (рис. 5.6, крива 2). При цьому, як і раніше, співвідношення $C^* = C_{3D}/C_{2D} = 1,80$, підтверджуючи його універсальність для YBCO плівок, виготовлених методом PLD. Відповідно до висновків робіт [114,178], отриманий результат підтверджує правильність ФЛП аналізу. Відзначимо, що, як випливає з Рис. 5.5, вище T_0 експериментальні точки лежать набагато нижче кривої 2, що вказує на наявність в даному випадку дефектів безпосередньо в площинах CuO_2 [114]. Таким чином, аналіз ФЛП переконливо доводить наявність сильного впливу дефектів на властивості зразка W154 і, на наш погляд, підтверджує зроблене вище припущення про визначальний вплив дефектів і пов'язаних з ними центрів піннінга на виявлене збільшення густини критичного струму в плівках YBCO (див. Рис. 5. 2).

5.4.2. Критичні струми в плівках YBCO з урахуванням моделі МГРБ

Як уже згадувалося, логічно припустити, що і нижче T_c зменшення $\xi_c(T)$ при зменшенні температури також має призводити до зміни електронної розмірності ВТНП від $3D$ поблизу T_c до $2D$ при низьких температурах. У свою чергу це повинно призводити і до відповідної зміни залежності $j_c(T)$. Однак, крім роботи [173], нам не відомі інші роботи, в яких би зверталася увага на подібні ефекти. Тому нами було проведено аналіз температурних залежностей критичних струмів досліджуваних плівок в рамках моделі МГРБ. На рис. 5.6 в подвійних логарифмічних координатах представлені залежності $j_c(t)$ зразків W62, W136 і W154. Суцільні лінії – рівняння $j_c(T) = j_c(0)(1 - T/T_c)^s$, побудовані для кожного зразка з тими ж значеннями параметрів $j_c(0)$ і s , що і на Рис. 5.2. На всіх залежностях $j_c(t)$ виявлено очікувану зміну нахилу при зменшенні температури нижче T_c , яка не спостерігається при побудові $j_c(t)$ в звичайних координатах (див. Рис. 5.2).

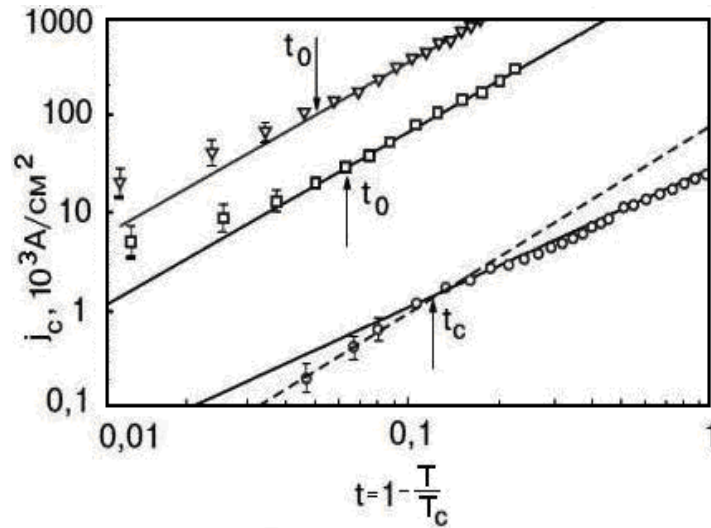


Рис. 5.6. Температурні залежності густини критичних струмів зразків W62 (\circ), W136 (\square) і W154 (∇) в подвійних логарифмічних координатах; прямі - рівняння $j_c(T) = j_c(0)(1 - T/T_c)^s$, побудовані для кожного зразка з тими ж значеннями параметрів $j_c(0)$ і s , що на рис. 5.2; пунктир - залежність $j_c(T) \sim t^2$. Стрілки, що показують температури t_0 для зразків W154 і W136 і t_c для зразка W62.

Як випливає з графіка, для зразка W62 в області низьких температур ($t > 0.1$) $j_c(T) \sim t^{1,43 \pm 0,02}$ (нижня суцільна лінія на Рис. 5.6), що близько до передбачуваної теорією залежності $j_c(T) \sim t^{3/2}$ для плівок без дефектів [125] (див. 1.5.7). При наближенні до T_c залежність $j_c(T)$ відхиляється в сторону більших значень s і в межах експериментальної похибки наближається до квадратичного закону $j_c(T) \sim t^2$ (пунктир на Рис. 5.6). Ці межі похибок показані на рисунку і обумовлені, в основному, неточністю визначення j_c поблизу T_c . Похибки вимірювання T_c не перевищують розмірів символів, якими позначені на рис. 5.6 експериментальні точки, і тому окремо не показані. Отримана температурна залежність густини критичного струму в зразку W62 повністю відповідає уявленню моделі МГРБ [190] для малих кутів θ , що говорить про відсутність дефектів в W62.

Згідно МГРБ, в зразках без дефектів при температурі t_c зміни нахилу експериментальних кривих від $s = 3/2$ до $s = 2$ критичний кут $\theta_c(T)$ дорівнює максимальному куту ГР на шляхах протікання НП струму [179], що дозволяє

оцінити величину характерних кутів разорієнтації монокристалічних блоків в плівці W62. В даному випадку, $t_c \approx 0,133$ (див. Рис. 5.6). Вважаючи, за аналогією з [190], $|\mathbf{B}| \approx a \approx 4 \text{ \AA}$, $\xi_{ab}(0) \approx 12 \text{ \AA}$ і $\gamma = \pi/4$, і використовуючи рівняння (1.22), знаходимо $\theta \leq \theta_c(t_c) \approx 3,7^\circ$, що відповідає відстаням між КД $d(\theta_c) \approx 66 \text{ \AA} \gg \xi_{ab}(0)$. Отримане значення θ лише незначно перевищує $\theta = 2,5^\circ$ з роботи [179], тоді як $j_c(0)$ майже в $5 \cdot 10^2$ разів менше. Ймовірно, причиною такої розбіжності є відмінність у величинах коефіцієнта прозорості ГР, який можна оцінити при $t > t_c$, порівнюючи $j_c(t) = 0,0027 \cdot 10^7 t^{3/2} \text{ А/см}^2$ з густиною струму розпарювання, яка при $\lambda_L(0) = 1500 \text{ \AA}$ дорівнює $j_0(t) = 3,6 \cdot 10^8 t^{3/2} \text{ А/см}^2$ [179]. Використовуючи рівняння (1.21), для $\theta \leq \theta_c(t_c)$ отримуємо: $\Gamma_1 \approx 6000$, що, як і очікувалося, в 500 разів більше $\Gamma_1 = 12$, знайденого в [179].

Поступаючи аналогічним чином, для зразків W136 і W154 відповідно отримуємо $\Gamma_1 \approx 45$ ($j_c(0) = 0,4 \cdot 10^7 \text{ А/см}^2$) і $\Gamma_1 \approx 10$ ($j_c(0) = 1,97 \cdot 10^7 \text{ А/см}^2$). Таким чином, на перший погляд, зменшення прозорості ГР в цих плівках супроводжується помітним збільшенням густини критичних струмів. Однак така поведінка не вкладається в рамки теорії МГРБ. Як зазначено вище, одночасно зі збільшенням густини критичних струмів зростає і нахил залежностей $j_c(t)$, який, згідно з [179], при зменшенні Γ_1 , навпаки, повинен зменшуватися до $s = 5/4$ далеко від T_c і зростати до $s = 2$ при наближенні до T_c . У нашому випадку все відбувається з точністю до навпаки: $s = 1,78$ далеко від T_c і зменшується до $s \approx 3/2$ поблизу T_c . Підсумовуючи результати, можна стверджувати, що при великій кількості дефектів в плівках модель МГРБ, яка не враховує вплив дефектів, не працює. Тому в нашому випадку ми пов'язуємо збільшення $j_c(t)$ ні з зростанням θ , а зі збільшенням числа центрів піннінга [117], обумовленим формуванням в плівках W136 і W154 розглянутих вище специфічних структурних дефектів кристалічної ґратки, що виникають в результаті збільшення кута відхилення ϕ площини підкладки від напрямку $\text{SrTiO}_3(001)$ [114]. Відзначимо, що таку можливість не заперечує і теорія [179]. Підкреслимо, що, незважаючи на те, що плівки W136 і W154 демонструють фактично однакові залежності $j_c(t)$, величина j_c для зразка W154 в 5 разів більше. Можна припустити, що така різниця

зумовлена різним числом дефектів в плівках. Цей висновок підтверджується як значним збільшенням питомого опору зразка W154 в порівнянні з W136 і зменшенням резистивної області псевдощільової поведінки (рис. 5.1), так і аналізом ФЛП (див. 5.4.1, Рис. 5.3 - 5.5).

Логічно припустити, що, в силу малості довжини когерентності, електронна розмірність ВТНП нижче T_c також буде змінюватися при зменшенні температури в результаті зміни співвідношення між $\xi_c(T) = \xi_c(0)(T/T_c - 1)^{-1/2}$ і d . Як зазначено вище, це повинно приводити до виявленої зміни температурної залежності критичного струму при температурі, аналогічній температурі 3D-2D кросовера T_0 , яка спостерігається при аналізі ФЛП вище T_c , тобто, коли $\xi_c(T) = d$ (див. 1.5.5 і 5.4.1). Також логічно припустити, що поблизу T_c , де $\xi_c(T) \gg d$, повинен реалізовуватися 3D режим, а нижче цієї температури, коли $\xi_c(T) \ll d$, за аналогією з $T \gg T_c$, в ВТНП повинна реалізовуватися квазідвовимірна надпровідність.

Знайдені з ФЛП аналізу значення температури 3D-2D кросовера T_0 для зразків W136 і W154 показані стрілками на Рис. 5.6 в одиницях $t_0 = (1 - T/T_c)$. Необхідно відзначити, що, з урахуванням експериментальної похибки, ці температури відмінно корелюють з температурами, що відповідають виявленій зміні нахилу залежності $j_c(T)$ від $s = 1,78$ при низьких температурах (2D режим) до $s \sim 3/2$ (3D режим) поблизу T_c (верхні криві на Рис. 5.6). На наш погляд, отриманий результат підтверджує висловлене вище припущення про те, що зменшення нахилу залежності $j_c(T)$ в таких плівках при наближенні до T_c , обумовлене реалізацією 3D електронного стану ВТНП системи поблизу T_c . У цій області температур довжина когерентності в плівці, як уздовж осі c , так і, особливо, в площині ab , стає дуже великою і, швидше за все, перестає «відчувати» дефекти. При плавній течії вихорів (режим « r -flow») розподіл струму по перетину зразка стає однорідним і, як наслідок, реалізується залежність $j_c(T) \propto t^{3/2}$, передбачаєма для епітаксійних тонких плівок YBCO з хорошою структурою [125,181]. Саме така залежність, близька до $j_c(T) \propto t^{3/2}$, спостерігається в наших експериментах для плівок з дефектами W136 і W154 при малих t , тобто в 3D області поблизу T_c , підтверджуючи цей висновок. Підкреслимо, що для зразка

W154 залежність $j_c(T)$ найбільш близька до $t^{3/2}$, підтверджуючи висновок ряду робіт, що чим більше число дефектів, тим більш ізотропним стає зразок [160,182,183]. Приймаючи до уваги отримані результати, також можна зробити висновок, що нахил $j_c(T)$, $s = 1.78$, є характеристикою $2D$ стану тонких плівок YBCO при низьких температурах при наявності дефектів. Однак це питання, безумовно, вимагає більш ретельного вивчення.

5.5. Висновки до розділу 5

1. Вперше проведено порівняльний аналіз результатів, отриманих при вимірюванні флуктуаційної провідності і критичних струмів на плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, що містять різну кількість дефектів.

2. Показано, що виявлена при зменшенні T зміна нахилу залежностей $j_c(T)$ відбувається чітко за температури $3D-2D$ кросовера t_0 , вказуючи на зміну розмірності електронної підсистеми YBCO нижче T_c .

ВИСНОВКИ

Основні результати, отримані в даній роботі, можна сформулювати наступним чином:

1. **Вперше** експериментально виявлено нові аномалії питомого опору $\rho/\rho_d(T)$ міді в районі $\sim 8-12$ К та ~ 20 К, що добре корелюють з особливостями на диференціальній термоЕРС $S_{AB}(T)$, які, найімовірніше, пов'язані з можливістю резонансного розсіювання електронів і теплових фононів на локалізованих поблизу дислокацій електронах.
2. **Виявлена** яскраво виражена, періодична залежність температури положення мінімуму диференціальної термоЕРС від деформації, найбільш ймовірно пов'язана зі стадійністю пластичної течії внаслідок змін в дислокаційних субструктурах.
3. **Вперше** проведено порівняльний аналіз температурних залежностей питомого опору $\rho(T)$, флуктуаційної провідності $\sigma'(T)$, псевдощільнини $\Delta^*(T)$ і термоЕРС $S(T)$, виміряних на оптимально допованому, текстурованому полікристалі $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при зміні щільності носіїв заряду при відпалі.
4. **Вперше** показано, що нахил температурних залежностей термоЕРС різко змінюється при T^* , що вказує на трансформацію поверхні Фермі при температурі відкриття псевдощільнини.
5. **Вперше** спостерігалось три різних типи залежностей S/T від $\log T$ для різної щільності носіїв заряду p , а саме: для $p \geq p^*$, $p < p^*$ і $p \ll p^*$, де p^* являє собою ККТ, нижче за яку найбільш ймовірно, виникає зарядове впорядкування в ВТНП, що викликає перебудову ПФ, флуктуації якої, відповідають за логарифмічну термоЕРС, виявлену при $p \leq p^*$.
6. **Вперше** проведено порівняльний аналіз результатів, отриманих при вимірюванні флуктуаційної провідності і густини критичних струмів на плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, що містять різну кількість дефектів.
7. **Показано**, що виявлена при зменшенні T зміна нахилу залежностей $j_c(T)$ відбувається чітко за температури $3D-2D$ кросовера t_0 , що вказує на очікувану зміну розмірності електронної підсистеми YBCO нижче T_c .

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Temperature correlation of the impedance characteristics of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ film and the SrTiO_3 substrate. / V. M. Dmitriev, E. L. Kravchenko, M. N. Ofitserov, N. N. Prenzlau, V. N. Svetlov, **V. B. Stepanov** // Low Temperature Physics – 1993. – Vol. 19, № 4 – P. 318-320, Q3.
2. Fluctuation conductivity and critical currents in YBCO films / A. L. Solovjov, V. M. Dmitriev, V. N. Svetlov, **V. B. Stepanov** // Low Temperature Physics. – 2003. – Vol. 29, № 12 – P. 973-981, Q3.
3. Temperature anomalies of electrical resistance and thermoelectromotive force of polycrystalline copper subjected to plastic deformation. / V. M. Dmitriev, N. N. Prenzlau, V. N. Svetlov, **V. B. Stepanov** // Low Temperature Physics. – 2005. – Vol. 31, № 1 – P. 73-76, Q3.
4. Influence of plastic deformation on the temperature dependence of thermoEMF in copper. / V. N. Svetlov, **V. B. Stepanov** // Low Temperature Physics. – 2006. – Vol. 32, № 7 – P. 700-702, Q3.
5. Effect of large plastic deformations on the low-temperature thermopower peak and electrical resistance of polycrystalline copper. / V. N. Svetlov, A. L. Solovjov, **V. B. Stepanov** // Low Temperature Physics. – 2012. – Vol. 38, № 1 – P. 64-66, Q3.
6. Comparative analysis of the temperature dependence of the resistivity, pseudogap and thermoelectric power in polycrystals $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ with a decrease in the density of charge carriers. / A. L. Solovjov, **V. B. Stepanov**, Yu. A. Kolesnichenko // Low Temperature Physics. – 2021. – Vol. 47, №10 – P. 812-824, Q3.
7. Correlation between impedance anomalies of SrTiO_3 substrate and $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ film / V.M. Dmitriev, E.L. Kravchenko, M.N. Ofitserov, N.N. Prentslau V.N.Svetlov, **V. B. Stepanov** // Physics in Ukraine, Int. Conf., Proceedings Contrib. of Papers. Low Temp. Phys – Ukraine, Kiev, 1993. – P. 90.

8. The effect of anomalies of impedance of a SrTiO_3 substrates on that of an $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ films / V.M. Dmitriev, E.L. Kravchenko, M.N. Ofitserov, N.N. Prentslau, V.N.Svetlov, V.B. Stepanov // *Physica C 235-240 Mat. of Int. Conf. M²S-HTSC IV.* – Grenoble, France. 1994. – P. 615.
9. Specific temperature dependence of pseudogap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nanolayers / T.Y. Novikov, L.V. Omelchenko, V.N. Svetlov, V.B. Stepanov, , A.L. Solovjov // *V International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics», June 2–6 2014: book of abstracts.* – Ukraine, Kharkiv, 2014. – P. 26.
10. Excess conductivity and pseudogap in superlattices and double layer $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ – $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films / L.V. Omelchenko, V. B. Stepanov, A.L. Solovjov // *VIII International Conference for Professionals and Young Scientists «Low Temperature Physics», May 29 – June 2 2017 : book of abstracts.* – Ukraine, Kharkiv, 2017. – P. 52.
11. Порівняльний аналіз температурної залежності питомого опору, псевдощільності і термоерс в полікристалічних надпровідниках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ зі зниженою щільністю носіїв заряду / В. Б. Степанов, Е. В.Петренко, А. Л. Соловійов // "XIV Міжнародна конференція «Фізичні явища в твердих тілах»" December 3–5 2019 : book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2019. – P. 25.
12. Temperature dependence of resistivity, pseudogap and thermoelectric power in polycrystalline superconductors $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ with reduced charge carrier density / E.V. Petrenko, V. B. Stepanov, A. L. Solovjov // *Condensed Matter & Low Temperature Physics 2020 "CM & LTP 2020" June 8–14, 2020 : book of abstracts.* – Ukraine, Kharkiv, 2020. – P. 42.
13. Comparative analysis of the temperature dependence of resistivity, excess conductivity, pseudogap and thermoelectric power in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ polycrystals. / A. L. Solovjov, V. B. Stepanov, Yu. A. Kolesnichenko // "ФУНКЦІОНАЛЬНІ МАТЕРІАЛИ ДЛЯ ІННОВАЦІЙНОЇ ЕНЕРГЕТИКИ ФМІЕ-2021" May 25–27, 2021 : book of abstracts. – Ukraine, Kyiv, 2021. – P. 28.

14. Займан Дж. Электроны и фононы. Теория явлений переноса в твёрдых телах / Дж. Займан. – М. : Издательство иностранной литературы, – 1962. – 488 С.
15. Очерки развития термоэлектричества / Буряк А. А., Карпова Н. Б.; Отв. ред. Анатычук Л. И.; АН УССР. Институт физики.— Киев: Наук, думка, – 1988.
16. С. Г. Калашников в кн. Электричество. Москва, Наука. – 1985. – 576 С.
17. Thermoelectric Power of Aluminum and Dilute Aluminum Alloys. / R.P. Huebener // Phys. Rev. – 1968. – V. 171, № 3. – P. 634-641.
18. Thermopower of Pure Aluminum. / R.J. Griphover, J.B. Van Zytveld, and J. Bass. // Phys.Rev. – 1967. – V. 163, № 3. – P.598-603.
19. Transport properties of very pure copper and silver below 8.5 K. / E.R. Rumbo // J. Phys. F: Metal Phys. – 1976. – V. 6, – P. 85-98.
20. Thermoelectric power of cold-rolled pure copper / R.H. Kroppschot and F.J. Blatt, // Phys. Rev. – 1959. – V. 116, № 3. – P.617-620.
21. Лухвич А. А. Структурная зависимость термоэлектрических свойств и неразрушающий контроль / А. А. Лухвич, А. С. Каролик, В. И. Шарандо – Минск: Навука і тэхніка, – 1990. – 192 С.
22. Ashcroft N. W. and Mermin N. D. Solid State Physics. Saunders College, Philadelphia, – 1976. – P. 826.
23. Ziman J. M. Principles of the Theory of Solids. (Cambridge: Cambridge University Press), – 1972. – P. 435.
24. Abrikosov A. A. Fundamentals of the Theory of Metals (Amsterdam: North-Holland), – 1988. – P. 630.
25. А.А. Лухвич, в кн.: Влияние дефектов на электрические свойства металлов, Наука и техника, Минск, –1976. – 103 С.
26. Термоэлектрические свойства и поверхностные состояния в слоях топологических изоляторов Bi_2Te_3 . / А.А. Николаева, Л.А. Конопко, К.

- Рогацкий, П.П. Бодюл, И. Гергишан // Электронная обработка материалов. – 2017. – Т. 53 – С. 67-72.
27. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. М.: Наука. – 1978. – 616 С.
28. Жузе В. П., Гусенкова Е.И. Библиография по термоэлектричеству. М. –АН СССР. – 1963. – 252 С.
29. Иоффе А.Ф. Полупроводниковые термоэлементы. М. – АН СССР. – 1960. – 188 С.
30. Thermoelectric power of the thallium-based superconductor $T_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10-\delta}$ / Y. Xin, K. W. Wong, C. X. Fan, Z. Z. Sheng, and F. T. Chan // Phys. Rev. B. – 1993. – V. 48, № 1. – P. 557-561.
31. Thermoelectric power of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ single crystals with varying oxygen stoichiometry / L. Forro, J. Lukatela, B. Keszei // Solid State Commun. – 1990. – V. 73, № 7. – P. 501-505.
32. Physical, electrical, transport and magnetic properties of $Nd(Ba,Nd)_{2.1}Cu_3O_{7-\delta}$ system / E. Altin , D. M. Gokhfeld, F. Kurt and Z. D. Yakinci // J Mater Sci: Mater Electron. – 2013. – V. 24, – P. 5075-5084.
33. The electron transport phenomena in Y-based HTSC`s and their analysis on the basis of phenomenological narrow-band theory. The band structure transformation with oxygen content and substitution for Cu / V. E. Gasumyants, V. I. Kaidanov, E.V.Vladimirskaya // Physica C. – 1995. – V. 248, – P. 255-275.
34. Transport coefficients of intermediate valent $CeNi_x$ intermetallic compounds / U. Gottwick, K. Gloos, S. Horn, F. Steglich, N. Grewe // J. Magn. Magn. Mater. – 1985. – V. 47&48, – P. 536-538.
35. Hall effect and thermoelectric power of an $YBa_2Cu_3O_{6.8}$ single crystal / L.Forro, M.Raki, J.Y.Henry, C.Ayache // Solid State Commun. – 1989. – V. 69, – P.1097-1101.

36. Thermoelectric power in $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{K}_x\text{CaCu}_2\text{O}_y$. / M. Chandra Sekhar, S.Suryanarayana // *Physica C*. – 2004. – V. 415, – P. 209-219.
37. Thermoelectric power and thermal conduction studies on the Gd substituted BPSCCO (2234) superconductors. / B. Özkurt, A. Ekicibil, M.A. Aksan, B. Özçelik, M.E. Yakinci, K. Kiymaç // *Journal of Low Temperature Physics*. – 2007. – V. 147, № 1. – P. 31-48.
38. Determination of the Parameters of the Normal State in Doped Yttrium High_Temperature Superconductors from Thermopower Coefficients in Terms of Different Models of Electron Transport. / O. S. Komarova and V. E. Gasumyants // *Phys. Solid State*. – 2010. – V. 52, № 4. – P. 671-679.
39. Анализ особенностей поведения коэффициента Нернста–Эттингсгаузена в проводниках с узкой проводящей зоной и применение его результатов к случаю ВТСП-материалов / Н.В. Агеев, В.Э. Гасумянц // *ФТТ*. – 2001. – Т. 43, № 10. – С. 1761–1771.
40. Коэффициент Нернста–Эттингсгаузена в легированных ВТСП системах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ в нормальной фазе / В.Э. Гасумянц, Н.В. Агеев, М.В. Елизарова // *ФТТ*. – 2005. – Т. 47, № 2. – С. 196–207.
41. Doping dependence of anisotropic resistivities in the trilayered superconductor $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$. / T.Fujii, I.Terasaki, T.Watanabe, A.Matsuda // *Phys. Rev. B*. – 2002. – V. 66, – P. 024507 (1-5).
42. Scattering and Pairing in Cuprate Superconductors. / L.Taillefer // *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* – 2010. – V. 1, – P. 51-70.
43. Change of carrier density at the pseudogap critical point of a cuprate superconductor / S. Badoux, W. Tabis, F. Laliberte, G. Grissonnanche, B. Vignolle, D. Vignolles, J. Beard, D.A. Bonn, W.N. Hardy, R. Liang, N. Doiron-Leyraud, L. Taillefer, and C. Proust // *Nature (London)*. – 2016. – V. 531, – P. 210–216.
44. Fractionalized pair density wave in the pseudogap phase of cuprate superconductors / D. Chakraborty, M. Grandadam, M. H. Hamidian, J. C. S.

- Davis, Y. Sidis, and C. Pépin // *Phys. Rev. B.* – 2019. – V. 100, – P. 224511-224533.
45. Linking the pseudo-gap in the cuprates with local symmetry breaking: a commentary / S. A. Kivelson, & S. Lederer // *PNAS.* – 2019. – V. 116, – P. 14395–14397.
46. Anomalies in the pseudogap phase of the cuprates: Competing ground states and the role of umklapp scattering / Robinson, N. J., Johnson, P. D., Rice, T. M. & Tsvelik, A. M. // *Rep. Prog. Phys.* – 2019. – V. 82, – P. 126501-126596.
47. Effect of the pseudogap on the transition temperature in the cuprates and implications for its origin / Vivek Mishra, U. Chatterjee, J. C. Campusano and M. R. Norman // *Nature Phys.* – 2014. – V.10, № 5. – P.357-360.
48. Phase fluctuations and pseudogap phenomena / Loktev, V. M., Quick R. M. & Sharapov, S. G. // *Physics Reports.* – 2001. – V. 349, – P.1-123.
49. NMR evidence for a Fermi-liquid behavior in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ / H. Alloul H., Ohno T. & Mendels P. // *Phys. Rev. Lett.* – 1989. – V. 63, – P. 1700-1703.
50. Formation of Gapless Fermi Arcs and Fingerprints of Order in the Pseudogap State of Cuprate Superconductors / Kondo Takeshi et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2013. – V. 111, – P.157003 (1-5).
51. P.G. De Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, W.A. Benjamin, INC., New York–Amsterdam. – 1966. – P. 280.
52. Temperature-independent pseudogap and thermally activated c-axis hopping conductivity in layered cuprate superconductors / S. Dzhumanov, E.X. Karimboev, U.T. Kurbanov, O.K. Ganiev, and Sh.S. Djumanov // *Superlattices and Microstructures (Elsevier).* – 2014. – V. 68, – P. 6-15.
53. Fluctuation conductivity and pseudogap in high-temperature YBCO superconductors / A.L. Solovjov, V. M. Dmitriev // *Low Temp. Phys.* – 2009. – V. 35, № 169. – P. 227-264.
54. Epitaxial $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}$ y films on SrTiO_3 substrates prepared by spray pyrolysis technique / Y. Moriwaki, T. Sugano, C. Gasser, A. Fukuoka, K.

- Nakanishi, S. Adachi, and K. Tanabe // *Applied Physics Letters*. – 1996. – V.69, № 22. – P. 3423-3425.
55. Superconductivity up to 164 K in $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{m-1}\text{Cu}_m\text{O}_{2m+2+\delta}$ ($m=1, 2, \text{ and } 3$) under quasihydrostatic pressures / L. Gao, Y. Y. Xue, F. Chen, Q. Xiong, R. L. Meng, D. Ramirez, C. W. Chu, J. H. Eggert and H. K. Mao // *Physical Review B*. – 1994. – V.50, № 6. – P. 4260-4263.
56. Conventional superconductivity at 203 kelvin at high pressures in the sulfur hydride system / A. P. Drozdov, M. I. Eremets, I. A. Troyan, V. Ksenofontov & S. I. Shylin // *Nature*. – 2015. – V. 525, – P. 73-76.
57. Superconductivity at 250 K in lanthanum hydride under high pressures/ A. 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 // *Nature*. – 2019. – V.569, – P. 528-531.
58. Evidence for Superconductivity above 260 K in Lanthanum Superhydride at Megabar Pressures / Maddury Somayazulu, Muhtar Ahart, Ajay K. Mishra, Zachary M. Geballe, Maria Baldini, Yue Meng, Viktor V. Struzhkin, and Russell J. Hemley // *Physical Review Letters* – 2019. – V. 122, № 2. – P. 027001.
59. High-temperature superconductivity: the current state/ E. G. Maksimov // *PHYS-USP* – 2000. – V. 43, № 10. – P. 965-990.
60. High-temperature superconductivity and normal state in the Holstein-t-J model / E.E. Zubov // *Physica C*. – 2014. – V. 497, – P. 67-76.
61. Fluctuation conductivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ films with different oxygen content. II. YBCO films with $T_c \approx 80$ K / A. L. Solovjov, H.-U. Habermeier, and T. Haage // *Low Temperature Physics*. – 2002. – V. 28, № 2. – P. 144-156.
62. Superconducting fluctuations, pseudogap and phase diagram in cuprates / H. Alloul, F. Rullier-Albenque, B. Vignolle, D. Colson and A. Forget // *Europhysics Letters*. – 2010. – V. 91, № 3. – P. 37005.

63. High-field studies of superconducting fluctuations in high- T_c cuprates: Evidence for a small gap distinct from the large pseudogap/ F. Rullier-Albenque, H. Alloul & G. Rikken // *Physical Review B*. – 2011. – V.84, № 1. – P. 014522.
64. Specific temperature dependence of pseudogap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nanolayers / A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, V. B. Stepanov, R. V. Vovk, H.- U. Habermeier, P. Przyslupski and K. Rogacki // *Phys.Rev.B*. – 2016. – V. 94, № 22. – P. 224505 (1-11).
65. Superconductors – Materials, Properties and Applications. Chapter 7: Pseudogap and local pairs in high- T_c superconductors, Ed. A.M. Gabovich / A. L. Solovjov // InTech, Rijeka. – 2012. – P. 137-170.
66. Pseudogap from ARPES experiment: Three gaps in cuprates and topological superconductivity / A.A. Kordyuk // *Low Temp. Phys.* – 2015. – V.41, №5. – P. 319-341.
67. Electric transport and pseudogap in high-temperature superconducting compounds of system 1-2-3 under conditions of all-round compression (Review Article) / R.V. Vovk and A.L. Solovjov // *Low Temp. Phys.* – 2018. – V.44, №2. – P. 111-153.
68. Theory of simultaneous excitonic-superconductivity condensation II: Experimental evidence and stoichiometric interpretations/ K.W.Wong, W.Y.Ching // *Physica C: Superconductivity*. – 1989. – V.158, №1-2. – P. 15-31.
69. Structural chemistry and the local charge picture of copper oxide superconductors / R. J. Cava // *Science*. – 1990. – V. 243, № 4943. – P. 656-662.
70. Local origin of the pseudogap in the attractive Hubbard model and / R. Peters, J. Bauer // *Phys. Rev. B*. – 2015. – V. 92, № 1. – P. 014511.
71. Effect of long aging on the resistivity properties of optimally doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals / R. V. Vovk, N. R. Vovk, A. V. Samoilo, I. L. Goulatis, and A. Chroneos // *Solid State Commun.* – 2013. – V. 170, – P. 6-9.
72. Importance of phase fluctuations in superconductors with small superfluid density / V.J. Emery, S.A. Kivelson // *Nature (London)*. – 1995. – V. 374, № 6522. – P. 434-437.

73. Ultracold Fermi gases: Pre-pairing for condensation / M. Randeria // *Nature Phys.* – 2010. – V. 8, № 6. – P. 561-562.
74. Resistive studies of pseudogaps in YBCO films with due account for BCS-Bose-Einstein condensation transition. / A. L. Solovjov and V. M. Dmitriev // *Low Temp. Phys.* – 2006. – V. 32, – P. 99-111.
75. Collective energy gap of preformed Cooper pairs in disordered superconductors. / T. Dubouchet, B. Sacepe, J. Seidemann, D. Shahar, M. Sanquer, and C. Chapelier // *Nature Phys.* – 2019. – V. 15, – P. 233-236.
76. Investigation of Precursor Superconducting State in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ through In-Plane Optical Spectroscopy. / K. Lee, K. Kamiya, M. Nakajima, S. Miyasaka, and S. Tajima // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 2017. – V. 86 – P. 023701 (1-5).
77. The pseudogap in high-temperature superconductors: an experimental survey. / T. Timusk and B. Statt // *Rep. Prog. Phys.* – 1999. – V.62, № 1. – P. 122-161.
78. Superconductivity gets an iron boost. / I. I. Mazin // *Nature (London)*. – 2010. – V. 464, – P. 183-186.
79. Coexistence of static magnetism and superconductivity in $\text{SmFeAsO}_{(1-x)}\text{F}_{(x)}$ as revealed by muon spin rotation. / A. J. Drew, Ch. 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. Rössle, K. W. Kim, C. Baines, and C. Bernhard // *Nat. Mater.* – 2009. – V. 8, – P. 310-314.
80. Superconductivity in iron compounds. // G. R. Stewart // *Rev. Mod. Phys.* – 2011. – V. 83, – P. 1589-1652.
81. Imaging the energy gap modulations of the cuprate pair-density-wave state. / Zengyi Du, Hui Li, Sang Hyun Joo, Elizabeth P. Donoway, Jinho Lee, J. C. Séamus Davis, Genda Gu, Peter D. Johnson, and Kazuhiro Fujita // *Nature*. – 2020. – V. 580, – P. 65-70.
82. One- and two-dimensional oxygen ordering in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ / M. Asta, D. de Fontaine, G. Ceder, E. Salomons, M. Kraitchman // *J. Less. Common Metals*. – 1991. – V. 168, № 1. – P. 39-51.

83. X-ray diffraction and infrared investigation of $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ and $\text{R}_{0.5}\text{Pr}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ compounds (R, Y and lanthanides). / Chryssikos, G. D. et al. // *Physica. C.* – 1995. – V. 254, – P. 44-62.
84. Transport properties of high- T_c cuprates. / Y. Iye // *Phys. Properties of High-Temp. Superconductors.* – Ed. D. M. Ginsberg. – Singapore: World Scientific. – 1992. – V.3, – P. 285-361.
85. *The Physics of Superconductors.* / Ed. K. H. Bennemann and J. B. Katterson // *Conventional and High- T_c superconductors.* – Berlin: Springer, – 2003. – V.1, – P. 966.
86. *Neutron Scattering Studies of Structural and Magnetic Excitations in Lamellar Copper Oxides. A Review* / R. J. Birgineau, G. Shirane // *Phys. Properties of High-Temp. Superconductors.* – Ed. D.M. Ginsberg. – Singapore: World Scientific. – 1989. – P. 152-212.
87. Electronic Phase Diagram of High- T_c Cuprate Superconductors from a Mapping of the In-Plane Resistivity Curvature / Y. Ando, S. Komiya, K. Segawa, S. Ono, and Y. Kurita // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – V. 93, № 26-31. – P. 267001(1-4).
88. Metal-insulator transitions / M. Imada, A. Fujimori, Y. Tokura // *Rev. Mod. Phys.* – 1998. – V. 70, № 4. – P. 1040-1264.
89. Model of c-axis resistivity of high- T_c cuprates / Yuyao Zha, S. L. Cooper, and David Pines // *Phys. Rev. B.* – 1996. – V. 53, № 13. – P. 8253-8256.
90. The influence of fluctuation pairing of electrons on the conductivity of the normal metal / L.G. Aslamazov and A. L. Larkin // *Phys. Lett.* – 1968. – V. 26A, № 6. – P. 238-239.
91. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости. / В. Л. Гинзбург и Д. А. Киржниц (ред.) // Наука, Москва. – 1977.
92. Resistivity and Hall effect of metallic oxygen-deficient $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ films in the normal state. / B. Wuyts, V.V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede // *Phys. Rev. B.* – 1996. – V. 53, – P. 9418-9432.

93. Manifestation of two-dimensionality in the current-voltage characteristics of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ films. / P.N. Mikheenko and I.S. Abaliosheva // *Physica C*. – 1993. – V. 214, № 3-4. – P. 393-402.
94. Theoretical prospects for high-temperature superconductors. / J. Ruvalds // *Supercond. Sci. Technol.* – 1996. – V. 9, № 11. – P. 905-917.
95. Theory of the longitudinal and Hall conductivities of the cuprate superconductors / B.P. Stojkovic, D. Pines // *Phys. Rev. B*. – 1997. – V. 55, № 13. – P. 8576-8595.
96. From a single-band metal to a high-temperature superconductor via two thermal phase transitions / 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 // *Science*. – 2011. – V.331, № 6024. – P. 1579-1583.
97. Low-temperature pseudogap phenomenon: precursor of high- T_c superconductivity / Yao Ma, Peng Ye and Zheng-Yu Weng // *New J. Phys.* – 2014 – V. 16, – P. 083039 (1-46).
98. Pseudogap above T_c in a model with $d_{x^2-y^2}$ pairing / J.R. Engelbrecht, A. Nazarenko, M. Randeria, and E. Dagotto // *Phys. Rev B*. – 1998. – V.57, № 21. – P. 13406-13409.
99. Phase diagram of a 2D metal system with a variable number of carriers / P. Gusynin, V. M. Loktev, and S. G. Sharapov // *JETP Lett.* – 1997. – V. 65, № 2. – P. 182-188.
100. Properties of a Fermi liquid at the superfluid transition in the crossover region between BCS superconductivity and Bose-Einstein condensation / R. Haussmann // *Phys. Rev. B*. – 1994. – V.49, № 18. – P. 12975-12983.
101. Crossover from BCS to Bose superconductivity: Transition temperature and time-dependent Ginzburg-Landau theory / C.A.R. Sa de Melo, M. Randeria, and J.R. Engelbrecht // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. – V.71, №19. – P. 3202-3205.
102. BCS to Bose crossover: Broken-symmetry state / J.R. Engelbrecht, M. Randeria, C.A.R. Sade Melo // *Phys. Rev. B*. – 1997. – V. 55, № 22. – P. 15153-15156.

103. Vanishing of phase coherence in underdoped $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ / J. Corson, R. Mallozzi, J. Orenstein, J. N. Eckstein and I. Bozovic // *Nature*. – 1999. – V. 398, № 6724. – P. 221-223.
104. 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 / K. Kawabata, S. Tsukui, Y. Shono, O. Michikami, H. Sasakura, K. Yoshiara, Y. Kakehi, and T. Yotsuya // *Phys. Rev. B*. – 1998. – V.58, № 5. – P. 2458-2461.
105. Fluctuation conductivity of a c-axis-oriented $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ film prepared by chemical vapor deposition / J. Sugawara, H. Iwasaki, N. Kobayashi, H. Yamane, and T. Hirai // *Phys. Rev. B*. – 1992. – V.46, № 22. – P. 14818-14822.
106. Specific temperature dependence of pseudogap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nanolayers / A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, V.B. Stepanov, R.V. Vovk, H.-U. Habermeier, P.Przyslupski and K. Rogacki // *Phys.Rev.B*. – 2016. – V. 94. №22. – P. 224505 (1-11).
107. Influence of electron irradiation on fluctuation conductivity and pseudogap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals. / A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, E. V. Petrenko, G. Ya. Khadzhai, R. V. Vovk, D. M. Sergejev, and A. Chroneos, *Submitted to Scientific Reports*, (2021).
108. Pressure studies on the pseudogap and critical temperatures of a high-Tc superconductor. / E.V.L. de Mello, M.T.D. Orlando, J.L. Gonz´alez, E.S. Caixeiro and E. Baggio-Saitovich // *Phys. Rev. B*. – 2002. – V. 66 – P. 092504-092507.
109. Upper critical field, fluctuation conductivity, and dimensionality in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ / B. Oh, K. Char, A. D. Kent, M. Naito, M. R. Beasley, T. H. Geballe, R. H. Hammond, A. Kapitulnik, and J. M. Graybeal // *Phys. Rev. B*. – 1988. – V. 37, № 13. – P. 7861-7864.
110. Magnetoresistance of high temperature superconductors / S. Hikami and A.I. Larkin // *Mod. Phys. Lett. B*. – 1988. – V. 2, № 5. – P. 693-698.

111. Соловьев А. Л., Дмитриев В. М. Флуктуационная проводимость и псевдощель в пленках $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ / А. Л. Соловьев, В. М. Дмитриев // ФНТ. – 2006. – Т.32, № 6. – С. 753-760.
112. Increase of $YBa_2Cu_3O_7$ critical currents by Mo substitution and high-pressure oxygen annealing. / A. Los , B. Dabrowski, K. Rogacki // Current Applied Physics. – 2021. – V. 27, – P. 1-6.
113. Paraconductivity at high reduced temperatures in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Superconductors. / Carlos Carballeira, Severiano R. Currás, Jose Viña, José A. Veira, Manuel V. Ramallo, and Félix Vidal // Phys. Rev. B. – 2001. – V.63, – P. 144515 (1-7).
114. Fluctuation conductivity in Y–Ba–Cu–O films with artificially produced defects / A. L. Solovjov // Fiz. Nizk. Temp. – 2002. – V. 28, – P.1138-1149
115. Short-coherence-length superconductors. /G. Deutscher // IBM J. Develop. – 1989. – V. 33, – P.293-298.
116. Critical currents in polycrystalline thin films of high- T_c superconductors. / L.G. Raffo and T.O. Woodruff // IL Nuovo Cimento. – 1991. – V. 13, – P. 247–256.
117. Substrate-mediated anisotropy of transport properties in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ thin films. / T. Haage, J.Q. Li, B. Leibold, M. Cardona, J. Zegenhagen, H.-U. Habermeier, A. Forkl, Ch. Jooss, R. Warthmann, H. Kronmüller // Solid State Commun. – 1996. – V. 99, № 8. – P. 553-557.
118. Temperature dependence of the critical current in high- T_c superconductors with low-angle boundaries between crystalline blocks. / É. A. Pashitskii, V. I. Vakaryuk, S. M. Ryabchenko, and Yu. V. Fedotov // Low Temperature Physics. – 2001. – Т. 27, № 2. – С. 96-104.
119. Vortices in high-temperature superconductors. / G. Blatter, M.V. Feigelman, V.G. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur // Rev. Mod. Phys. – 1994. – V. 66 – P. 1125-1388.
120. V. M. Pan, Pinning and Dynamics of Abrikosov Vortices in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ / Usp. Fiz. Met. – 2000. – V. 1 – P. 49-152.

121. Pinning of Abrikosov vortices on dislocations and the critical current in high-temperature superconductors / É. A. Pashitskii and V. I. Vakaryuk // *Fiz. Nizk. Temp.* – 2002. – V. 28, – P.16-23.
122. Boundary Effects in Superconductors. / P. G. De Gennes // *Rev. Mod. Phys.* – 1964. – V. 36, № 1 – P. 225-237.
123. Investigation of the superconducting proximity effect by Josephson tunneling / N.L. Rowell and H.J. Smith // *Can. J. Phys.*– 1976. – V. 54 – P. 223.
124. Pulsed laser deposition - a versatile technique only for high-temperature superconductor thin-film deposition? / H.-U. Habermeier // *Appl. Surf. Science.* – 1993. – V. 69, №1-4 – P. 204-211.
125. Критические токи в тонких $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ ВТСП пленках, облученных электронами с энергией 4 Мэ. / Ю.В. Федотов, С.М. Рябченко, А.П. Шахов // *Low Temperature Physics/Физика низких температур.* – 2000. – Т. 26, № 7 – С. 638-641.
126. А. Н. Орлов. Введение в теорию дефектов в кристаллах. Москва, Высшая школа, – 1983. 144 С.
127. Инициирование высоким гидростатическим давлением процессов спекания и фазовых переходов в оксидах. / Акимов Г.Я., Сторож В.В., Волкова Г.К. // Донецк, 1990. -21 С.- (Препринт/АН УССР, Дон ФГИ; N90-1).
128. Токоперенос в высокотемпературных металлооксидных сверхпроводниках. / Свистунов В.М., Таренков В.Ю., Ревенко Ю.Ф. и др. // Препринт Донфти – 1989 – С. 89-30.
129. Высокотемпературные сверхпроводники семейства $(RE)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ и их применение. / С.И. Бондаренко, В.П. Коверя, А.В. Кревсун, С.И. Линк. // *Low Temperature Physics/Физика низких температур.* – 2017. – Т. 43, № 10 – С. 1411-1445.
130. Effect of annealing on a pseudogap in untwinned $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals / A. L. Soloviov, E.V. Petrenko, L.V. Omelchenko, R.V. Vovk, I. L. Goulatis, A. Chroneos // *Scientific Reports.* – 2019. – V. 9, № 9274 – P.1–13.

131. Peculiarities of pseudogap in $Y_{0.95}Pr_{0.05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals under pressure up to 1.7 GPa / A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, E. V. Petrenko, R. V. Vovk, V. V. Khotkevych, A. Chroneos // *Scientific Reports*. – 2019. – V. 9, № 20424 – P.1–16.
132. Влияние пластической деформации на низкотемпературный минимум термоэдс меди. / В.Н. Светлов // *Low Temperature Physics/Физика низких температур*. – 2012 – Т. 38, № 2 – С. 226–228.
133. The electrical resistivity of dislocations. / Z.S. Basinski, J.S. Dugdale, and A. Howie // *Philos.Mag. A Journal of Theoretical Experimental and Applied Physics* – 1963. – V. 8, № 96 – P. 1989-1997.
134. Температурная зависимость сечения рассеяния электронов дислокациями в металлах. / Гантмахер В.Ф., Кулеско Г.И. // *ЖЭТФ*. – 1974. – Т.67. № 6. – С.2335-2340.
135. Индуцированные пластической деформацией низкотемпературные аномалии электрического сопротивления поликристаллов меди и алюминия. / В.М. Дмитриев, И.Л. Лебедева, Н.Н. Пренцлау // *Low Temperature Physics/Физика низких температур*. –2001. – Т. 27, № 6 – С. 657-667.
136. Неупругое рассеяние электронов дислокациями в алюминии. / Г.Н. Кулеско // *ЖЭТФ*. – 1977. – Т.72, № 6 – С.2167.
137. The Absolute Scale of Thermoelectric Power at High Temperature. / N. Cusack and P. Kendall // *Proc. Phys. Soc.* – 1958. – V. 1, № 72 – P. 898-901.
138. Thermopower of Mg, Cd and Zn between 1.2 and 300 K. / V.A. Rowe and P.A. Schroeder // *J. Phys. Chem. Solids*. – 1970. – V. 31, №1 – P. 1-8.
139. Change of the absolute thermoelectric power and electrical resistivity of copper by cold-working at liquid air and room temperature. / M.J. Druyvesteyn and D.J. Van Ooijen // *Appl. Sci. Res.* – 1956. – V. 5 – P. 437–441.
140. Колебательный спектр дислокации, взаимодействующих с примесями. / В.Д. Нацик, С.Н. Смирнов // *Low Temperature Physics/Физика низких температур*. – 1988. – Т. 14, № 2 – С. 172-179.

141. Stored energy and electrical resistivity in deformed metals. / L.M. Clarebrough, M.E. Hargreaves, and M.H. Loretto // *Philos. Mag.* – 1961. – V. 6, № 8 – P. 807-810.
142. Влияние субмикроструктурного состояния на электросопротивление меди. / Исламгалиев Р. К., Ахмадеев Н. А., Мулюков Р. Р., Валиев Р. З. // *Металлофизика.* – 1990. – Т. 130, № 2. – С. 317-320.
143. Классификация дислокационных субструктур. / Конева, Э.В. Козлов, Л.И. Тришкина // *Металлофизика.* – 1991. – Т. 13, № 10. – С. 49-58.
144. Физическая природа стадийности пластической деформации / Н.А. Конева, Э.В. Козлов // *Изв. вузов. Физика.* – 1990. – №2. – С. 89-106.
145. Influence of pair breaking and phase fluctuations on disordered high- T_c cuprate superconductors. / F. Rullier-Albenque, H. Alloul, & R. Tourbot // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – V. 91, – P. 047001.
146. Thermoelectric power of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. / P. J. Ouseph and M. Ray O'Bryan // *Phys. Rev. B.* – 1990. – V. 41, № 7. – P. 4123-4125.
147. Pressure studies on the pseudogap and critical temperatures of a high- T_c supercond. / E. V. L. de Mello, M. T. D. Orlando, J. L. Gonzalez, E. S. Caixeiro, and E. Baggio-Saitovich // *Phys. Rev. B.* – 2002. – V. 66, – P. 092504 (1-4).
148. Calculation of the Thermoelectric Properties of n- and p-Type Lead Telluride Using a Three-Band Model of the Electron Energy Spectrum. / A. V. Dmitriev and E. S. Tkacheva // *J. of Electronic Materials.* – 2014. – V. 43, № 4. – P. 1280–1288.
149. Re-entrant charge order in overdoped $(Bi, Pb)_{2.12}Sr_{1.88}CuO_{6+\delta}$ outside the pseudogap regime. / 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 // *Nature Materials.* – 2018. V. 17, – P. 697–702.
150. Temperature range of superconducting fluctuations above T_c in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals. / M. S. Grbic, M. Pozek, D. Paar, V. Hinkov, M. Raichle, D.

- Haug, B. Keimer, N. Baricic, and A. Dulcic // *Phys. Rev. B.* – 2011. – V. 83, – P. 144508 (1-12).
151. Paraconductivity and excess Hall effect in epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films induced by superconducting fluctuations. / W. Lang, G. Heine, P. Schwab, X.Z. Wang, D. Bauerle // *Phys. Rev. B.* – 1994. – V. 49, – P. 4209-4217.
152. 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. / R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy // *Solid State Commun.* – 2015. – V. 204, – P. 64–66.
153. Superconducting fluctuations in the high-temperature superconductors: Theory of the dc resistivity in the normal state. / Y. B. Xie // *Phys. Rev. B.* – 1992. – V. 46, – P. 13997–14000.
154. Nonlocal effect in magnetoconductivity of high- T_c superconductors. / Bieri, J. B., Maki, K. & Thompson, R. S. // *Phys. Rev. B.* – 1991. – V. 44, – P. 4709–4711.
155. Theory of layer-structure superconductors. / W.E. Lawrence and S. Doniach // *Proceedings of the 12th International Conference on Low Temperature Physics, Kyoto, Japan, 1970* / Ed. by E. Kanda. Tokyo, Keigaku. – 1970. – P. 361.
156. Conductivity of Underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: Evidence for Incoherent Pair Correlations in the Pseudogap Regime. / B. Leridon, A. Défossez, J. Dumont, J. Lesueur, J. P. Contour // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V. 87, № 19 – P. 197007.
157. Fluctuation conductivity and possible pseudogap state in FeAs based superconductor $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ / A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, A.V. Terekhov, K. Rogacki, R.V. Vovk, E.P. Khlybov and A. Chroneos // *Materials Research Express.* – 2016. – V.3, № 7. – P. 076001 (1-13).
158. Cuprate pseudogap: Competing order parameters or precursor superconductivity. / E. Stajic et al. // *Phys. Rev. B.* – 2003. – V. 68, – P. 024520.
159. Interlayer tunneling spectroscopy and doping-dependent energy-gap structure of the trilayer superconductor $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$. / Y. Yamada, K. Anagawa, T. Shibauchi, T. Fujii, T. Watanabe, A. Matsuda, M. Suzuki // *Phys. Rev. B.* – 2003. – V. 68, – P. 054533 (1-11).

160. A structural-based microscopic theory on high-temperature cuprate superconductors. / K.W. Wang and W.Y. Ching // *Physica C*. – 2004. – V. 416, – P. 47-67.
161. Peculiarities in the pseudogap behavior in optimally doped YBa₂Cu₃O_{7-δ} single crystals under pressure up to 1 GPa. / A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, R.V. Vovk, O.V. Dobrovolskiy, S.N. Kamchatnaya, D.M. Sergeev // *Current Applied Physics*. – 2016. – V. 16, – P. 931-938.
162. Pseudogap and fluctuation conductivity in Y_{1-x}Pr_xBa₂Cu₃O_{7-δ} single crystals with different concentrations of praseodymium. / A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, R.V. Vovk and S.N. Kamchatnaya // *Low Temperature Physics/Физика низких температур*. – 2017. – Т. 43, № 7. – С. 1050-1058.
163. Features of excess conductivity and a possible pseudogap in FeSe superconductors. / A. L. Solovjov, E. V. Petrenko, L. V. Omelchenko, E. Nazarova, K. Buchkov, and K. Rogacki // *Low Temperature Physics/Физика низких температур*. – 2020. – Т. 46, № 5 – С. 638-652
164. Andreev Spectroscopy of FeSe: Evidence for Two-Gap Superconductivity. / Ya. Ponomarev, M. Mikheev, M. Sudakova, S. Tchesnokov, and S. Kuzmichev // *Phys. Status Solidi C*. – 2009. – V. 6, – P. 2072-2080.
165. Thermopower across the stripe critical point of La_{1.6-x}Nd_{0.4}Sr_xCuO₄: Evidence for a quantum critical point in a hole-doped high-*T_c* superconductor. / Daou, O. Cyr-Choinière, F. Laliberté, D. LeBoeuf, N. Doiron-Leyraud, J.-Q. Yan, J.-S. Zhou, J. B. Goodenough, and Louis Taillefer // *Phys. Rev. B*. – 2009. – V. 79, – P. 180505(R) (1-4).
166. Thermopower of the superconducting cuprates. / H. J. Trodahl // *Phys. Rev. B*. – 1995. – V. 51, № 9 – P. 6175-6178.
167. Thermoelectric power in single-layer copper oxides. / J.-S. Zhou and J. B. Goodenough // *Phys. Rev. B*. – 1995. – V. 51, № 5 – P. 3104-3115.
168. Thermoelectric Power: A Simple, Instructive Probe of High-*T_c* Superconductors. / L. Tallon, J. R. Cooper, P. S. I. P. N. de Silva, G. V. M. Williams, and J. W. Loram // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – V. 75, № 22. – P. 4114-4117.

169. Addendum to “Theory of Quasi-Universal Ratio of Seebeck Coefficient to Specific Heat in Zero-Temperature Limit in Correlated Metals”. / K. Miyake and H. Kohno // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 2005. – V. 74, – P. 1343-1343.
170. On the thermoelectricity of correlated electrons in the zero-temperature limit. / K. Behnia, D. Jaccard, and J. Flouquet // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2004. – V. 16, № 28. – P. 5187-5202.
171. Current-voltage characteristics and energy gap in high-temperature YBaCuO compounds. / V.M. Dmitriev, A.L. Solovjov, and A.I. Dmitrenko // *Low Temperature Physics/Физика низких температур.* – 1989. – Т. 15, № 4. – С. 356-361.
172. Interlayer Tunneling Spectroscopy for Slightly Overdoped $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. / M. Suzuki, T. Watanabe, and A. Matsuda // *Phys. Rev.Lett.* – 1999. – V. 82, №26 – P. 5361-5364.
173. Temperature-dependent pinning of vortices in low-angle grain boundaries in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ / J. Albrecht // *Phys. Rev. B.* – 2003. – V. 68, – P. 054508 (1-6).
174. Fluctuation-enhanced conductivity and magnetoconductivity of high-quality $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ crystals. / K. Winzer and G. Kumm // *Z. Phys. B: Cond. Matter.* – 1991. – V. 82, – P. 317–321.
175. Evidence for nonuniversal behavior of paraconductivity caused by predominant short-wavelength Gaussian fluctuations in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$. / A. Gauzzi and D. Pavuna // *Phys. Rev. B.* – 1995. – V. 51, № 21. – P. 15420-15428.
176. In-plane paraconductivity in a single crystal of superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. / T. A. Friedmann, J. P. Rice, John Giapintzakis, and D. M. Ginsberg // *Phys. Rev. B.* – 1989. – V. 39, № 7. – P. 4258-4266.
177. Analysis of fluctuation conductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ t- $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superlattices. / A. L. Solovjov, V. M. Dmitriev, H.-U. Habermeier, and I. E. Trofimov // *Phys. Rev. B.* – 1997. – V. 55, №13 – P. 8551-8556.
178. Fluctuation conductivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ films of various oxygen content. I. Optimally and weakly doped YBCO films. / A. L. Solovjov, and H.-U.

- Habermeier, and T. Haage // *Low Temperature Physics/Физика низких температур*. – 2002. – Т. 28, № 1. – С. 24-35.
179. Температурная зависимость критического тока в высокотемпературных сверхпроводниках с малоугловыми границами раздела кристаллических блоков. / Э. А. Пашицкий, В. И. Вакарюк, С. М. Рябченко, Ю. В. Федотов // *Low Temperature Physics/Физика низких температур*. – 2001. – Т. 27, № 2. – С. 131-139.
180. Пиннинг вихрей Абрикосова на дислокациях и критический ток в высокотемпературных сверхпроводниках. / Э. А. Пашицкий, В. И. Вакарюк, // *Low Temperature Physics/Физика низких температур*. – 2002. – Т. 28, № 1. – С. 16-23.
181. Flux-Flow Resistance in Type-II Superconductors. / J.B. Kim, C.F. Hempstead, and A.R. Strinad // *Phys. Rev. A*. – 1965. – V. 139, № 4A – P. 1163-1172.
182. Influence of defects on anisotropy of electrical resistivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. / G. Ya. Khadzhai et al. // *J. Mat. Science: Materials in Electronics*. – 2020. – V. 31(10), – P. 7708–7714.
183. On the nature of the anisotropic structure of the gap in high-temperature superconductors: competition between s- and d-types of symmetry. / E. A. Pashitsky & V. I. Pentegov // *Sov. JETP*. – 1997. – V. 111(1), – P. 298-317.

ДОДАТОК А
СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

1. Temperature correlation of the impedance characteristics of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ film and the SrTiO_3 substrate. / V. M. Dmitriev, E. L. Kravchenko, M. N. Ofitcerov, N. N. Prenzlau, V. N. Svetlov, **V. B. Stepanov** // Low Temperature Physics – 1993. – Vol. 19, № 4 – P. 318-320, Q3.
2. Fluctuation conductivity and critical currents in YBCO films / A. L. Solovjov, V. M. Dmitriev, V. N. Svetlov, **V. B. Stepanov** // Low Temperature Physics. – 2003. – Vol. 29, № 12 – P. 973-981, Q3.
3. Temperature anomalies of electrical resistance and thermoelectromotive force of polycrystalline copper subjected to plastic deformation. / V. M. Dmitriev, N. N. Prenzlau, V. N. Svetlov, **V. B. Stepanov** // Low Temperature Physics. – 2005. – Vol. 31, № 1 – P. 73-76, Q3.
4. Influence of plastic deformation on the temperature dependence of thermoEMF in copper. / V. N. Svetlov, **V. B. Stepanov** // Low Temperature Physics. – 2006. – Vol. 32, № 7 – P. 700-702, Q3.
5. Effect of large plastic deformations on the low-temperature thermopower peak and electrical resistance of polycrystalline copper. / V. N. Svetlov, A. L. Solovjov, **V. B. Stepanov** // Low Temperature Physics. – 2012. – Vol. 38, № 1 – P. 64-66, Q3.
6. Comparative analysis of the temperature dependence of the resistivity, pseudogap and thermoelectric power in polycrystals $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ with a decrease in the density of charge carriers. / A. L. Solovjov, **V. B. Stepanov**, Yu. A. Kolesnichenko // Low Temperature Physics. – 2021. – Vol. 47, №10 – P. 812-824, Q3.

Наукові праці, які засвідчують апробацію результатів:

7. Correlation between impedance anomalies of SrTiO₃ substrate and YBa₂Cu₃O_x film / V.M. Dmitriev, E.L. Kravchenko, M.N. Ofitserov, N.N. Prentslau V.N.Svetlov, **V. B. Stepanov** // Proceedings of International Conference «PHYSICS IN UKRAINE, Low Temperature Physics – 1993», – Ukraine, Kiev, 1993. – P. 90.
8. The effect of anomalies of impedance of a SrTiO₃ substrates on that of an YBa₂Cu₃O_x films / V.M. Dmitriev, E.L. Kravchenko, M.N. Ofitserov, N.N. Prentslau, V.N.Svetlov, **V.B. Stepanov** // Proceedings of Int. Conf. M²S-HTSC IV. – Grenoble, France. 1994. – Physica C 235-240, P. 615-616 (1994).
9. Specific temperature dependence of pseudogap in YBa₂Cu₃O_{7-δ} nanolayers / T.Y. Novikov, L.V. Omelchenko, V.N. Svetlov, **V.B. Stepanov**, A.L. Solovjov // V International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics», June 2–6 2014: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2014. – P. 26.
10. Excess conductivity and pseudogap in superlattices and double layer YBa₂Cu₃O_{7-δ} – PrBa₂Cu₃O_{7-δ} films / L.V. Omelchenko, **V. B. Stepanov**, A.L. Solovjov // VIII International Conference for Professionals and Young Scientists «Low Temperature Physics», May 29 – June 2, 2017 : book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2017. – P. 52.
11. Порівняльний аналіз температурної залежності питомого опору, псевдощільності і термоерс в полікристалічних надпровідниках YBa₂Cu₃O_{7-δ} зі зниженою щільністю носіїв заряду / **В. Б. Степанов**, Е. В. Петренко, А. Л. Соловійов // "XIV Міжнародна конференція «Фізичні явища в твердих тілах»" December 3–5 2019 : book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2019. – P. 25.
12. Temperature dependence of resistivity, pseudogap and thermoelectric power in polycrystalline superconductors YBa₂Cu₃O_{7-δ} with reduced charge carrier density / E.V. Petrenko, **V. B. Stepanov**, A. L. Solovjov // Condensed Matter & Low Temperature Physics 2020 "CM & LTP 2020" June 8–14, 2020 : book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2020. – P. 42.

13. Comparative analysis of the temperature dependence of resistivity, excess conductivity, pseudogap and thermoelectric power in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ polycrystals. / A. L. Solovjov, **V. B. Stepanov**, Yu. A. Kolesnichenko //III Міжнародна конференція "ФУНКЦІОНАЛЬНІ МАТЕРІАЛИ ДЛЯ ІННОВАЦІЙНОЇ ЕНЕРГЕТИКИ ФМІЕ-2021" May 25–27, 2021: book of abstracts. – Ukraine, Kyiv, 2021. – P. 28.

ДОДАТОК Б
ВІДОМОСТІ ПРО АПРОБАЦІЮ РЕЗУЛЬТАТІВ ДИСЕРТАЦІЇ

- International Conference «PHYSICS IN UKRAINE, Low Temperature Physics - 1993» (Ukraine, Kiev, 22-27 June, 1993);
- IV International Conference (M²S-HTSC IV) (Grenoble, France, 5-9 June 1994);
- V International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics - 2014» (ICYS-LTP 2014) (Kharkiv, Ukraine, June 2-6, 2014 року);
- VIII International Conference for Professionals and Young Scientists «Low Temperature Physics - 2017» (ICYS-LTP-2017) (Kharkiv, Ukraine, May 29 - June 2 2017);
- XIV Міжнародна конференція «Фізичні явища в твердих тілах» (Харків, Україна, 3 - 5 грудня, 2019);
- International Advanced Study Conference "Condensed Matter and Low Temperature Physics 2020" (CM & LTP 2020) (Kharkiv, Ukraine, 8-14 June, 2020);
- III Міжнародна конференція "ФУНКЦІОНАЛЬНІ МАТЕРІАЛИ ДЛЯ ІННОВАЦІЙНОЇ ЕНЕРГЕТИКИ, ФМІЕ-2021" (Київ, Україна, 25 – 27 травня 2021).