

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

ОМЕЛЬЧЕНКО Людмила Валеріївна

УДК 538.945

НАДЛИШКОВА ПРОВІДНІСТЬ В КУПРАТНИХ
ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ НАДПРОВІДНИКАХ
 $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (RE=Y, Pr)

01.04.07 - фізика твердого тіла

АВТОРЕФЕРАТ

дисертації на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Харків – 2017

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана у відділі транспортних властивостей провідних та надпровідних систем Фізико-технічного інституту низьких температур імені Б. І. Веркіна Національної академії наук України, м. Харків.

Науковий керівник: доктор фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник
Соловйов Андрій Львович,
Фізико-технічний інститут низьких температур
імені Б. І. Веркіна НАН України,
провідний науковий співробітник відділу
транспортних властивостей провідних та
надпровідних систем.

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, професор
Бойко Юрій Іванович,
Харківський національний університет
імені В. Н. Каразіна МОН України,
професор кафедри фізики кристалів;

доктор фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник
Сухарева Тетяна Віталіївна,
Національний науковий центр «Харківський фізико-
технічний інститут» НАН України,
Інститут фізики твердого тіла, матеріалознавства
та технологій, старший науковий співробітник
відділу чистих металів, металофізики та технології
нових матеріалів

Захист відбудеться «21» листопада 2017 року о 15:00 годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 64.175.03 при Фізико-технічному інституті низьких температур імені Б. І. Веркіна НАН України за адресою: 61103, м. Харків, пр. Науки, 47.

З дисертацією можна ознайомитися у науковій бібліотеці Фізико-технічного інституту низьких температур імені Б. І. Веркіна НАН України за адресою: 61103, м. Харків, пр. Науки, 47.

Автореферат розісланий «19» жовтня 2017 року.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради Д 64.175.03,
кандидат фізико-математичних наук



Юзефович О.І

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Одним з найбільш важливих досягнень сучасної фізики твердого тіла є відкриття сполук типу $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($YBaCuO$) з активною площиною CuO_2 (купрати), які крім високої критичної температури надпровідного переходу T_c мають ряд інших незвичайних властивостей. Це мала щільність носіїв заряду n_f , яка навіть в оптимально допованих зразках на порядок менша, ніж в звичайних металах, сильні електронні кореляції, квазідвовимірність, яка обумовлена провідністю по площинах CuO_2 , і, як наслідок, сильна анізотропія електронних властивостей.

Хоча з моменту відкриття високотемпературної надпровідності пройшло більше 30 років, механізм спарювання, що призводить до надпровідності при температурах вище 100 К, до кінця невідомий. В даний час вважається, що правильне розуміння такого незвичайного явища, як псевдощілинний стан, який відкривається в купратах при $T^* \gg T_c$, має допомогти зрозуміти механізм надпровідного спарювання в високотемпературних надпровідниках (ВТНП), а також з'ясувати роль взаємодії надпровідності і магнетизму в формуванні спарених ферміонів при таких високих температурах. Однак фізична природа псевдощілини також до кінця не з'ясована.

Для вивчення цього питання, в рамках моделі локальних пар ми дослідили температурні залежності надлишкової провідності і псевдощілини в купратних ВТНП. За визначенням псевдощілина (ПЩ) - це особливий стан речовини, що характеризується зниженою (але не до нуля) щільністю електронних станів на рівні Фермі. Слід відзначити принципову відмінність псевдощілинного стану від надпровідного, в якому відкривається надпровідна щілина і щільність електронних станів на рівні Фермі дорівнює нулю. Ми вважаємо, що псевдощілина в купратах обумовлена надпровідними флуктуаціями, які призводять до утворення спарених ферміонів, так званих локальних пар, при $T^* \geq T \geq T_c$, і, таким чином, є передвісником переходу високотемпературних надпровідників в надпровідний стан. В області температур $T \leq T^*$ локальні пари виникають у вигляді сильно зв'язаних бозонів, які підпорядковуються теорії Бозе – Ейнштейнівської конденсації (БЕК). Розмір сильно зв'язаних бозонів визначає довжина когерентності в площині ab : $\xi_{ab}(T) = \xi_{ab}(0)(T/T_c - 1)^{-1/2}$, величина якої $\xi_{ab}(0) \sim \xi_{ab}(T^*)$ виключно мала. Відповідно сила зв'язку в такій парі, $\varepsilon_b \sim 1/(\xi_{ab})^2$, навпаки, дуже велика. Однак, як зазначено вище, деталі такого спарювання до цих пір не з'ясовані.

Таким чином, з огляду на все вище сказане, тема дисертаційної роботи, в якій в моделі локальних пар досліджена надлишкова провідність і температурна залежність псевдощілини в купратних високотемпературних надпровідниках, а саме, в монокристалах $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($RE=Y, Pr$), в тому числі і під впливом гідростатичного тиску, є **актуальною**.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дослідження, які склали дисертаційну роботу, виконані у відділі транспортних властивостей провідних і надпровідних систем Фізико-технічного інституту низьких температур імені Б.І. Веркіна НАН України в рамках тематичного плану інституту відповідно

до відомчої теми: «Електронний транспорт в нових провідних і надпровідних системах» (номер державної реєстрації 0112U002637, термін виконання 2012-2016 рр.). У виконанні роботи по цій темі автор дисертації брала участь як виконавець - аспірант відділу.

Мета і завдання дослідження. Метою дисертаційної роботи є отримання нової інформації про основоположні електронні процеси і взаємодії, які формують нормальну і надпровідну фазу у високотемпературних надпровідниках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, як при зміні рівня допування киснем, так і при прикладанні гідростатичного тиску до 1 ГПа, а також в сполуках типу $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при зміні вмісту магнітних атомів Pr і шарів $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Для досягнення мети ставилися та вирішувалися такі *задачі*:

- експериментально дослідити вплив гідростатичного тиску на температурну залежність опору в слабо допованих і оптимально допованих монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$;
- в моделі локальних пар провести аналіз впливу тиску на особливості поведінки температурної залежності надлишкової провідності і псевдощільни в слабо допованих і оптимально допованих монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$;
- дослідити температурну залежність опору монокристалів $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з різною концентрацією магнітного празеодиму (Pr) « x »;
- дослідити вплив Pr на особливості поведінки температурної залежності надлишкової провідності $\sigma'(T)$ і псевдощільни $\Delta^*(T)$ в оптимально допованих монокристалах $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при зміні концентрації Pr від $x = 0$ до $x = 0.43$;
- експериментально дослідити температурні залежності опору в надгратках і гетероструктурах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з різним вмістом $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$;
- при збільшенні кількості шарів $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вивчити зміни опору, надлишкової провідності та псевдощільни в таких сполуках;
- для з'ясування фізичної природи взаємодії надпровідності і магнетизму, провести порівняльний аналіз результатів з даними, отриманими при дослідженні залізовмісних надпровідників.

Об'єктом дослідження є процеси флуктуаційного спарювання в системах з сильними електронними кореляціями.

Предметом дослідження є механізм електронних процесів і їх взаємодії в купратних високотемпературних надпровідниках, в тому числі і під дією зовнішнього тиску.

Методи дослідження. У роботі застосовувалися експериментальні методи дослідження електроопору зразків різної стехіометрії, як при атмосферному тиску, так і при прикладанні гідростатичного тиску до 1 ГПа. Резистивні вимірювання проводилися стандартним чотирьох контактним методом на повністю комп'ютеризованій установці. Вимірювання в умовах прикладання гідростатичного тиску проводилися в мультиплікаторі типу поршень - циліндр. Тиск всередині камери високого тиску вимірювався манганіновим манометром. Для вивчення електронних процесів і взаємодії, які формують нормальну і надпровідну фазу у високотемпературних надпровідниках був використаний метод аналізу надлишкової провідності і псевдощільни. Обробка отриманих даних проводилася в

моделі локальних пар. Експерименти виконувалися на монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з різним вмістом кисню, на допованих празеодимом монокристалах $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, а також в сполуках типу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при зміні кількості магнітних шарів $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Наукова новизна отриманих результатів:

1. Вперше досліджена надлишкова провідність $\sigma'(T)$ і псевдощілина $\Delta^*(T)$ в слабо допованих ($T_c(P=0)=49.2$ К) і оптимально допованих ($T_c(P=0)=91.07$ К) монокристалах під тиском до 1 ГПа в моделі локальних пар.
2. Вперше показано, що в оптимально і слабо допованих монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ гідростатичний тиск збільшує як відношення $D^*=2\Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c$ теорії Бардіна – Купера – Шріффера, так і величину псевдощілини $\Delta^*(T_c^{mf})$. У той же час, незалежно від тиску поблизу T_c надлишкова провідність добре описується рівняннями флуктуаційної теорії Асламазова – Ларкіна (3D - АЛ) і Макі – Томпсона (2D - МТ).
3. Показано, що в оптимально допованому монокристалі $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вплив тиску на T_c незначний: $dT_c/dP = + 0.73$ К·ГПа⁻¹, тоді як $d \ln \rho / dP = - (17 \pm 0.2)\%$ ГПа⁻¹ такого ж порядку, як і в слабо допованому монокристалі $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Отже механізми впливу тиску на T_c і $\rho(T)$ різні.
4. Вперше вивчено вплив зміни інтенсивності магнітної взаємодії на надлишкову провідність та псевдощілину в монокристалах $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при збільшенні концентрації Pr, а також в надгратках і гетероструктурах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при збільшенні числа шарів $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.
5. Виявлено, що при збільшенні магнітної взаємодії на температурній залежності псевдощілини $\Delta^*(T)$ виникає «магнітний» максимум при високих температурах, за яким слідує лінійна ділянка з позитивним нахилом, що характеризується температурами T_S і T_{SDW} . Показано, що перехід $\Delta^*(T)$ в надпровідний стан нижче T_{01} у всіх вивчених високотемпературних надпровідниках відбувається однаковим чином.
6. Отримані результати дозволяють зробити висновок про те, що природа механізму взаємовпливу між надпровідними флуктуаціями і магнетизмом, подібна в досліджуваних нами магнітних надпровідниках.

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, розмикачів - запобіжників в потужнострумових лініях зв'язку, принципово нового обладнання залізничного транспорту, в магнітометричних приладах і високочастотних пристроях: резонаторах, прийомних котушках для медичних томографів, СКВІДах, надшвидкісних лініях зв'язку.

Особистий внесок здобувача.

Наукові статті [1-7], в яких представлені основні результати дисертаційної роботи, було виконано здобувачем у співавторстві. Особистий внесок здобувача

полягає у підготовці зразків до вимірів; проведення експерименту; опрацювання експериментальних даних з використанням існуючих теоретичних моделей; підготовці матеріалів доповідей на конференціях та семінарах; в написанні та підготовці до друку наукових статей. Таким чином, особистий внесок дисертанта є визначальним.

Апробація результатів дисертації.

Основні результати досліджень, які викладені в дисертації, обговорювалися на таких міжнародних наукових конференціях:

- V International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics-2014» (ICYS-LTP-2014) (Kharkiv, Ukraine, June 2-6, 2014);
- International Young Scientists Forum on Applied Physics (YSF – 2014) (Kharkiv, Ukraine, October 14-17, 2014);
- VI International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics-2015» (ICYS-LTP-2015) (Kharkiv, Ukraine, June 2–5, 2015);
- XII Міжнародна наукова конференція «Фізичні явища в твердих тілах» (Харків, Україна, 1–4 грудня, 2015);
- VII International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics-2016» (ICYS-LTP-2016) (Kharkiv, Ukraine, June 6–10, 2016);
- International School s Conference on Nanoscience and Quantum Transport (nanoQT-2016) (Kyiv, Ukraine, October 8-14, 2016);
- 60th International Conference for Students of Physics and Natural Sciences (Open Readings 2017) (Vilnius, Lithuania, March 14 -17, 2017);
- VIII International Conference for Professionals and Young Scientists «Low Temperature Physics- 2017» (ICPYS-LTP-2017) (Kharkiv, Ukraine, May 29 – June 2, 2017);
- International conference on strongly correlated electron systems (SCES – 2017) (Prague, Czech Republic, 17-21 July, 2017);
- V International research and practice conference «Nanotechnology and nanomaterials» (NANO – 2017) (Chernivtsi, Ukraine, August 23 – 26, 2017).

Публікації. Основні результати дисертаційної роботи опубліковані у 17 наукових працях: 7 статтях у провідних спеціалізованих наукових журналах [1–7] та 10 тезах доповідей у збірниках праць міжнародних наукових конференціях [8–17].

Структура дисертації. Дисертація складається з анотацій, переліку умовних позначень і скорочень, вступу, п'яти розділів, висновків, переліку використаних літературних джерел та одного додатку. Загальний обсяг дисертації складає 120 сторінку, вона містить 32 рисунки, 8 таблиць та список використаних джерел з 114 найменувань на 12 сторінках.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ ДИСЕРТАЦІЇ

В анотації представлено основні результати дослідження, зазначено їхню наукову новизну, наведено ключові слова та список публікацій здобувача за темою дисертації.

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 і практична значимість отриманих результатів, наведені дані про особистий внесок дисертанта та апробації роботи й публікацій по темі дисертації, а також подається інформація про структуру і об'єм.

У першому розділі «Властивості купратних високотемпературних надпровідників $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, а також надґраток і гетероструктур $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ - $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (огляд літератури)» наведено короткий огляд літературних джерел, вирішенню яких присвячена дисертація. Розглянуто основні особливості кристалічної структури та специфічні механізми провідності в сполуках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, основні закономірності та властивості фазової діаграми $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ та механізм виникнення псевдощільни в високотемпературних надпровідниках в моделі локальних пар.

У другому розділі «Об'єкти і методи експериментальних досліджень» міститься опис експериментальної установки і методики дослідження купратів. Розглянуто методи вирощування монокристалів ВТНП типу $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($Re = Y, Pr$) 1-2-3. Монокристали $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ вирощували розчин - розплавним методом. Отримані після зростання і охолодження кристали $YBaCuO$ мають тетрагональну структуру і дефіцит по кисню $\delta > 0.2$. Для отримання орторомбічної фази з вмістом кисню близьким до стехіометричної ($\delta < 0.1$), проводився їх відпал в потоці кисню при температурі $420^\circ C$ протягом трьох діб. Необхідно відзначити, що в процесі тетра - орто переходу відбувається утворення границь двійників, які мінімізують пружну енергію кристала.

Надґратки і гетероструктури виготовлялися на підкладці $SrTiO_3$ (001) методом імпульсного лазерного напилення (pulsed laser deposition - PLD). У нашому випадку, при виготовленні структур $YBCO-PrBCO$ шари $YBCO$ і $PrBCO$ напилюються з різних джерел, але послідовно. Наприклад, 14 шарів $PrBCO$, потім 7 шарів $YBCO$, і така композиція, повторюється 20 разів. У цьому випадку, на відміну від плівок ми маємо набір чистих, добре структурованих наночарів $YBCO$ з товщиною кожного шару $d \sim 90 \text{ \AA}$, поміщених в матрицю магнітного $PrBCO$.

Температурні залежності електроопору $\rho_{ab}(T)$ в умовах прикладання гідростатичного тиску вимірювалися в камері високого тиску. У даній камері високого тиску створювався тиск при кімнатній температурі до 1.4 ГПа. При охолодженні тиск в камері спадав на величину ~ 0.25 ГПа. В якості середовища, яке передає тиск використовувалася зневоднена суміш трансформаторної оливи з гасом 1:1. Використання даного розчину дозволяє отримати однорідні тиски. Для визначення величини тиску в камері високого тиску був використаний попередньо

відградуваний манганіновий манометр. Електроопір вимірювався за стандартною чотириконтактною методикою.

У **третьому розділі** «Вплив гідростатичного тиску на монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ » вивчено вплив гідростатичного тиску на величину і температурну залежність надлишкової провідності та псевдощільності в ВТНП.

У **підрозділі 3.1** розглядаються особливості поведінки температурної залежності питомого опору слабо допованих (СД) монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ під впливом гідростатичного тиску $P = 0, 0.29, 0.56, 0.69, 0.78$ та 1.05 ГПа. Основні результати підрозділу опубліковано в роботах [1, 2, 10].

У **пункті 3.1.1** показано, що прикладання гідростатичного тиску до 1 ГПа до слабо допованих монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з $T_c=49.2$ К ($P=0$) і кисневим індексом $7-\delta\sim 6.5$ призводить до помітного зменшення опору, як $d\ln\rho(300\text{K})/dP=-(19\pm 0.2)\%$ ГПа $^{-1}$ та збільшення критичної температури, як $dT_c/dP\approx +5.1$ К·ГПа $^{-1}$, що, більш імовірно, відбувається за рахунок збільшення щільності носіїв заряду n_f в площинах CuO_2 при прикладанні тиску (див. рис. 1).

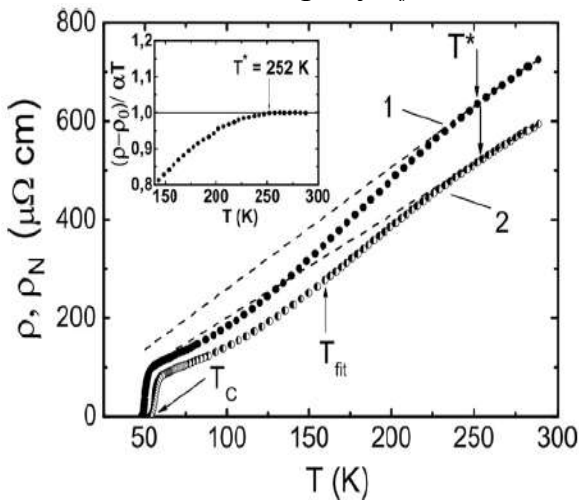


Рис. 1. Температурні залежності опору ρ СД монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при $P=0$ (крива 1) і при $P=1.05$ ГПа (крива 2). Пунктирні лінії означають $\rho_N(T)$, екстрапольований в область низьких температур. Температура T^* визначалася в точці відхилення $\rho(T)$ від лінійної залежності при високих T . На вставці показано визначення ПЩ температури T^* при $P=0$, використовуючи критерій $(\rho(T)-\rho_0)/\alpha T=1$.

У **пункті 3.1.2** розглянуто вплив гідростатичного тиску до 1 ГПа на надлишкову провідність $\sigma'(T)$,

$$\sigma'(T)=[\rho_N(T)-\rho(T)]/[\rho(T)\rho_N(T)], \quad (1)$$

яка розраховувалась для всіх прикладених тисків. Далі в рамках моделі локальних пар була розрахована T_c^{mf} , яка визначає приведену температуру ε ,

$$\varepsilon=T/T_c^{mf}-1. \quad (2)$$

Показано, що, як і очікувалось, поблизу T_c $\sigma'(T)$ добре апроксимується флуктуаційним внеском теорії Асламазова - Ларкіна (АЛ) для 3D систем (рис. 2)

$$\sigma'_{3DAL}(T)=C_{3D} \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)} \varepsilon^{-1/2}, \quad (3)$$

а вище T_0 і до $T_{01}\approx 87.4$ К (температура, до якої зберігаються надпровідні флуктуації), де $d>\xi_c(T)>d_{01}$, $\sigma'(T)$ добре описується рівнянням Макі - Томпсона (МТ) (рис. 2) теорії Хікамі - Ларкіна (ХЛ) для двовимірних систем

$$\sigma'_{MT} = C_{2D} \frac{e^2}{8d\hbar} \cdot \frac{1}{1-\alpha/\delta} \cdot \ln \left((\delta/\alpha) \cdot \frac{1+\alpha+\sqrt{1+2\alpha}}{1+\delta+\sqrt{1+2\delta}} \right) \cdot \varepsilon^{-1}, \quad (4)$$

де $\alpha = 2[\xi_c(0)/d]^2 \varepsilon^{-1}$ — параметр зв'язку, δ - параметр розпарювання.

Таким чином, T_0 — це температура МТ-АЛ і одночасно розмірного 3D-2D кросовера. Очевидно, що $\xi_c(T_0) = d$, що дозволяє визначити

$$\xi_c(0) = d\sqrt{\varepsilon_0}. \quad (5)$$

Відповідно параметр розпарювання визначається рівнянням

$$\delta = 1,203 \cdot \frac{l}{\xi_{ab}} \cdot \frac{16}{\pi\hbar} \left[\frac{\xi_c(0)}{d} \right]^2 \cdot k_B T \tau_\varphi, \quad (6)$$

де τ_φ - час фазової релаксації флуктуаційних пар. Множник $\beta = 1.203(l/\xi_{ab})$, де l - довжина вільного пробігу і ξ_{ab} - довжина когерентності в площині ab , відповідає випадку чистої границі ($l > \xi_{ab}$), який завжди реалізується в ВТНП.

По температурі кросовера розрахована довжина когерентності $\xi_c(0)$ вздовж осі c (рів. 5). Виявлено, що гідростатичний тиск зменшує $\xi_c(0)$ та d_{01} (відстань між провідними площинами CuO_2), що добре узгоджується зі збільшенням T_c , так як згідно з класичною теорією надпровідників $\xi \sim 1/T_c$.

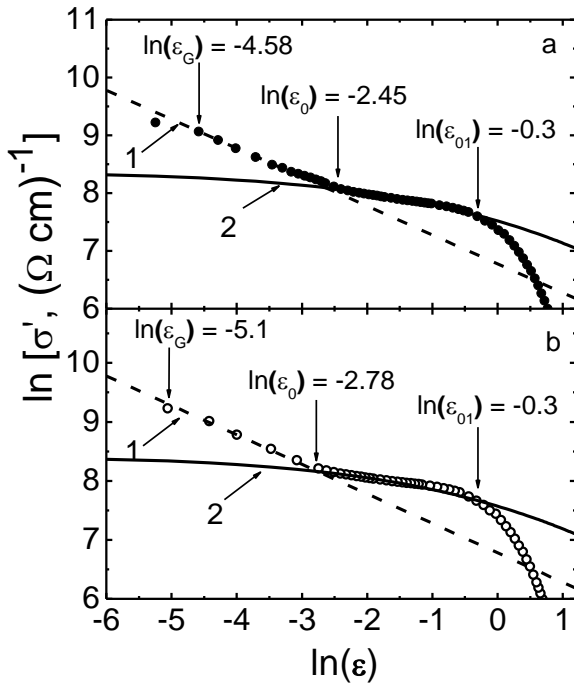


Рис. 2. Залежність $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$ слабо допованого монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ для $P=0$ (панель а, точки) і $P = 1.05$ ГПа (панель b, кружки) в порівнянні з флуктуаційними теоріями: 3D-АЛ (пунктирні лінії 1); МТ з $d = d_1$ (суцільні криві 2). $\ln \varepsilon_{01}$ визначає T_{01} , яка задає область надпровідних флуктуацій вище T_c , $\ln \varepsilon_0$ визначає температуру кросовера T_0 , і $\ln \varepsilon_G$ визначає температуру Гінзбурга T_G

У пункті 3.1.3 вивчено температурну залежність псевдощільни в слабо допованому монокристалі $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при збільшенні тиску від 0 до 1 ГПа. Модель локальних пар передбачає, що якби в ВТНП не було ніяких процесів, що призводять до відкриття ПЩ, $\rho(T)$ зменшувався б лінійно аж до T_c . Це, в свою чергу, означає, що надлишкова провідність $\sigma'(T)$, що виникає в результаті таких процесів, повинна містити інформацію про величину і температурну залежність ПЩ. Очевидно, що для того щоб отримати таку інформацію, потрібно мати

рівняння, яке описувало б експериментальну залежність $\sigma'(T)$ в усьому температурному інтервалі від T^* до T_c і містило б псевдоцілинний параметр $\Delta^*(T)$ в явному вигляді:

$$\sigma'(T) = A_4 \frac{e^2 \left(1 - \frac{T}{T^*}\right) \exp\left(-\frac{\Delta^*}{T}\right)}{16\hbar \xi_c(0) \sqrt{2\varepsilon_{c0}^* \sinh\left(2\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{c0}^*}\right)}}, \quad (7)$$

де $(1-T/T^*)$ визначає число пар, що виникають при $T \leq T^*$, а $\exp(-\Delta^*/T)$ дає число пар, що руйнуються тепловими флуктуаціями нижче T_{pair} . Вирішуючи рів. 6, щодо $\Delta^*(T)$, отримаємо рівняння для ПЩ

$$\Delta^*(T) = T \ln \frac{e^2 A_4 \left(1 - \frac{T}{T^*}\right)}{\sigma'(T) 16\hbar \xi_c(0) \sqrt{2\varepsilon_{c0}^* \sinh\left(2\varepsilon / \varepsilon_{c0}^*\right)}}, \quad (8)$$

де $\sigma'(T)$ - надлишкова провідність, яка вимірюється в експерименті, A_4 - числовий коефіцієнт, який має такий же зміст, як і C -фактор в теорії надпровідних флуктуацій. Щоб знайти A_4 за рів. 7 розраховується залежність $\sigma'(T)$ і поєднується з експериментом в області 3D-АЛ флуктуацій, де $\ln\sigma'$ є лінійна функція $\ln\varepsilon$ з нахилом $\lambda = -1/2$. В моделі ЛП всі параметри, що входять до рівнянь 7 і 8, включаючи A_4 і теоретичний параметр ε_{c0}^* , можуть бути визначені з експерименту.

Таким чином, аналіз ПЩ проводився з використанням рівнянь 7 і 8. Крім T_c , T^* , $\xi_c(0)$ і ε в обидва рівняння входять коефіцієнт A_4 , який має таке ж значення, що і C -фактор в теорії ФЛП, $\Delta^*(T_c^{mf})$ і теоретичний параметр ε_{c0}^* . В рамках ЛП моделі всі параметри визначаються з експерименту. В інтервалі $\ln\varepsilon_{01} < \ln\varepsilon < \ln\varepsilon_{02}$ (див. рис. 3) або відповідно $\varepsilon_{01} < \varepsilon < \varepsilon_{02}$ ($87.4 \text{ К} < T < 139 \text{ К}$) (вставка до рис. 3), $\sigma'^{-1} \sim \exp(\varepsilon)$. Така поведінка надлишкової провідності мабуть є внутрішньою властивістю купратних ВТНП. В результаті в цьому інтервалі температур $\ln(\sigma'^{-1})$ є лінійна функція ε з нахилом $\alpha^* = 1.06$ при $P = 0$, який і визначає параметр $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha^* = 0.94$ (вставка на рис. 3). Такі ж графіки, але з α , зростаючим до 1.4 ($\varepsilon_{c0}^* = 0.71$) при $P=1.05$ ГПа, були отримані при різних значеннях тиску P . Щоб знайти коефіцієнт A_4 ми розраховуємо $\sigma'(\varepsilon)$ за рів. 7 і апроксимуємо експериментальні дані в області 3D-АЛ флуктуацій поблизу T_c (див. рис. 3), де $\ln\sigma'$ ($\ln\varepsilon$) є лінійна функція наведеної температури ε з нахилом $\lambda=-1/2$. Крім того, передбачається, що $\Delta^*(T_c^{mf}) = \Delta_0(0)$.

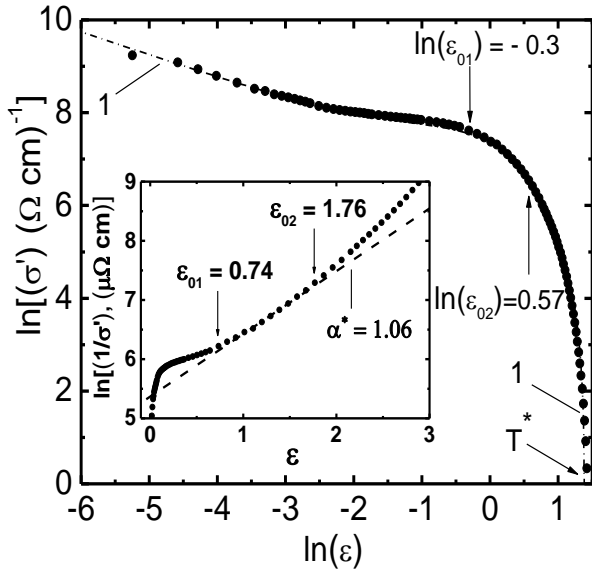


Рис. 3. Залежність $\ln(\sigma')$ від $\ln(\epsilon)$ (точки, $P=0$) для СД монокристалу $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ в інтервалі температур від T^* до T_c^{mf} . Пунктирна крива 1 - апроксимація експериментальних даних по рів. 1.7. Вставка: $\ln(\sigma'^{-1})$ як функція від ϵ . Пунктир є лінійна частина кривої між $\epsilon_{01} \approx 0.74$ і $\epsilon_{02} \approx 1.76$. Відповідні значення $\ln \epsilon_{01} = 0.3$ і $\ln \epsilon_{02} = 0.57$ позначені стрілками на головній панелі. Нахил $\alpha^* = 1.06$ визначає параметр $\epsilon_{c0}^* = 1/\alpha^* = 0.94$.

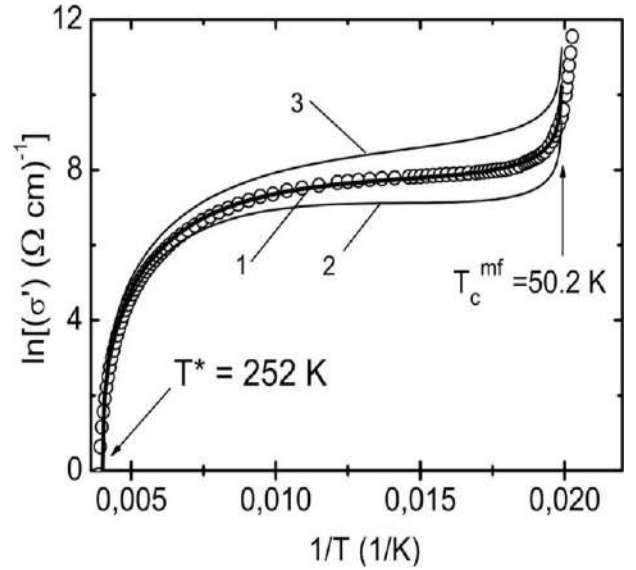


Рис. 4. $\ln \sigma'$ як функція $1/T$ для слабо допованого монокристалу $YBa_2Cu_3O_{6.5}$, в інтервалі від T^* до T_c^{mf} при $P=0$. Суцільні криві - апроксимація даних по рів. 7 при різних значеннях Δ^* . Крайній результат отриманий при $\Delta^*(T_c^{mf}) = 122.1 K$ і $D^* = 2\Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c = 5$ (крива 1). Видно, що криві 2 і 3, отримані відповідно при $D^* = 6$ і 4, не відповідають експерименту.

Щоб оцінити $\Delta^*(T_c^{mf})$, використовуючи рів. 7, ми будемо $\ln \sigma'$ як функцію $1/T$ (див. рис. 4). В цьому випадку нахил теоретичної кривої виявився дуже чутливим до величини $\Delta^*(T_c^{mf})$. Краща апроксимація досягається при $\Delta^*(T_c^{mf}) = 2.5$ або $D^* = 2\Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c = 5.0 \pm 0.1$, що є типовою величиною для d-хвильових надпровідників в межі сильного зв'язку. Аналогічні графіки були отримані при всіх обраних нами значеннях тиску, що дозволило отримати розумні значення D^* . Показано, що тиск помітно збільшує D^* , тобто збільшує Δ^* . Такий же результат з близькими значеннями відношення D^* був отриманий для YBCO з експериментів з мюонного методу дослідження (μSR).

Аналіз $\Delta^*(T)$ для всіх значень тиску проводився за рів. 8 (див. рис. 5). Рівняння 8 аналізувалося з таким набором параметрів: $T^* = 252 K$, $T_c^{mf} = 50.2 K$, $\xi_c(0) = 3.43 \text{ \AA}$, $\epsilon_{c0}^* = 0.94$, $A_4 = 55$ і $\Delta^*(T_c^{mf})/k_B = 122.1 K$ ($P=0$, нижня крива, точки), и $T^* = 254 K$, $T_c^{mf} = 56.6 K$, $\xi_c(0) = 2.91 \text{ \AA}$, $\epsilon_{c0}^* = 0.71$, $A_4 = 57$ і $\Delta^*(T_c^{mf})/k_B = 178.4 K$ ($P = 1.05 \text{ ГПа}$, верхня крива, напівточки) отриманих з експерименту. Відповідні набори параметрів для розрахунку ПЩ були отримані для всіх значень P .

Вперше виявлено помітне зростання ПЩ $\Delta^*(T)$ під впливом тиску зі швидкістю $d \ln \Delta^*/dP = 0.36 \text{ ГПа}^{-1}$, що може пояснюватися «пом'якшенням»

фононного спектру під впливом тиску. При $P=0$ на $\Delta^*(T)$ спостерігається максимум при $T=230$ К, супроводжуваний спадаючою лінійною ділянкою зі зниженням температури, що, є типовою властивістю купратних слабо допованих монокристалів (рис. 5).

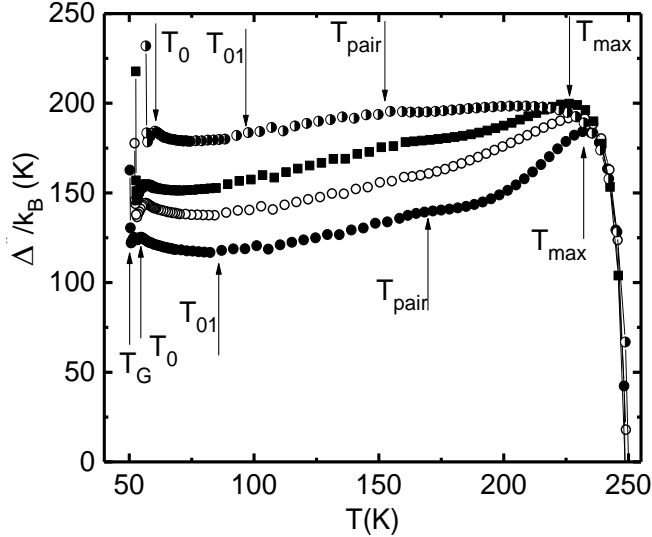


Рис. 5. Температурні залежності псевдощільнини $\Delta^*(T)$ СД монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$, розраховані за рів. 8 при різних значеннях гідростатичного тиску, від низу до верху: точки – $P=0$, кружки – $P=0.29$ ГПа, квадрати – $P=0.56$ ГПа, напівточки – $P=1.05$ ГПа.

Основні результати підрозділу опубліковано в роботах [3, 11].

У пункті 3.2.1 розглядається вплив тиску на опір і критичну температуру T_c ОД монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Виявлено, що найбільш істотна відмінність ОД від СД монокристалів це дуже слабкий вплив тиску на T_c (див. рис. 6). В даному випадку $dT_c/dP = +0.73$ К·ГПа $^{-1}$, тоді як в СД монокристалах $dT_c/dP = +5$ К·ГПа $^{-1}$. У той же час тиск як і раніше сильно зменшує опір монокристалу. В даному випадку $d\ln\rho/dP = -(17 \pm 0.2)\%$ ·ГПа $^{-1}$, майже як і в СД монокристалах, де $d\ln\rho/dP = -(19 \pm 0.2)\%$ ·ГПа $^{-1}$. Цей результат вказує на те, що механізми впливу гідростатичного тиску на T_c і питомий опір в ОД і СД монокристалах різний. В ОД монокристалах щільність носіїв заряду в площинах n_f максимальна і в системах YBCO практично досягає насичення при тих значеннях кисневого індексу $7-\delta \approx 6.94$, які ми маємо в досліджуваному зразку. З цієї причини тиск в даному випадку майже не впливає на n_f і пов'язану з нею T_c . Отже, можна зробити висновок, що спостережуване зменшення $\rho(P)$ пов'язано не тільки зі зменшенням n_f , а відбувається так само як в результаті зменшення числа структурних дефектів, так і завдяки «пом'якшенню» фононного спектру при збільшенні тиску.

Зі збільшенням тиску максимум розмивається, і при $P=1.05$ ГПа $\Delta^*(T)$ набуває форму, типову для слабо допованих плівок YBCO . Однак при цьому всі характерні температури: T_{max} і температура БЕК-БКШ переходу T_{pair} , зменшуються. Також виявлено, що незалежно від прикладеного тиску, перехід в надпровідний стан нижче T_{01} відбувається подібним чином (див. рис. 5). Дійсно, всі отримані нами залежності $\Delta^*(T)$ демонструють мінімум при $T=T_{01}$. Потім слідує максимум при $T=T_0$, супроводжуваний мінімумом при $T=T_G$.

У підрозділі 3.2 вивчено особливості поведінки температурної залежності питомого опору оптимально допованих (ОД) монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з $T_c=91.07$ К ($P=0$) і кисневим індексом $7-\delta \sim 6.94$ під впливом гідростатичного тиску до

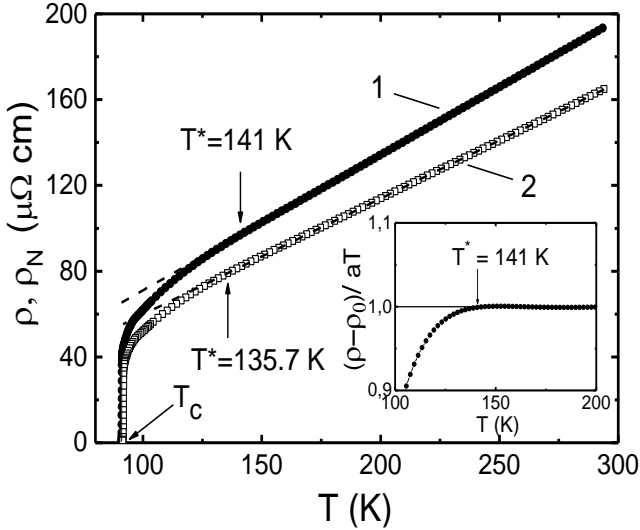


Рис. 6. Температурні залежності ρ і ρ_N ОД монокристалу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при $P = 0$ (крива 1, точки) і $P = 0.95$ ГПа (крива 2, кружки). Пунктирні лінії позначають $\rho_N(T)$. На вставці визначення T^* за допомогою критерію $(\rho(T) - \rho_0)/aT = 1$.

У пункті 3.3.3 розрахована величина і температурна залежність ПЩ $\Delta^*(T)$ для ОД монокристалів під впливом гідростатичного тиску від 0 до 1 ГПа. Аналіз

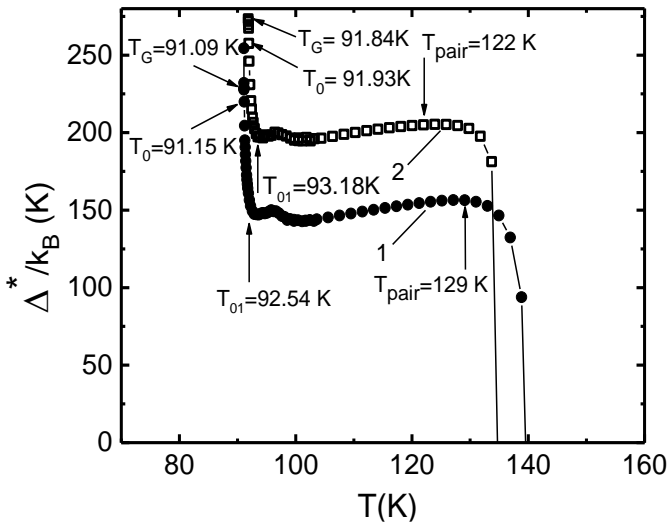


Рис. 7. Температурні залежності псевдощілини $\Delta^*(T)$ для ОД монокристалу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.94}$ при $P=0$ (крива 1) і $P = 0.95$ ГПа (крива 2), розраховані в моделі локальних пар за рів.8.

У пункті 3.2.2 показано, що, також як і в СД зразках, незалежно від тиску в інтервалі температур від T_c до T_{01} надлишкова провідність $\sigma'(T)$ в ОД купратних монокристалах добре описується флуктуаційними теоріями 3D-АЛ (рів. 3) і 2D-МТ (рів. 4), демонструючи 3D-2D кросовер при збільшенні температури. Однак, температурні інтервали, в яких $\sigma'(T)$ може бути описана флуктуаційними теоріями, дуже малі: $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G = -92.54 \text{ K} - 91.09 \text{ K} = 1.45 \text{ K}$. Також, спостерігається дуже мала довжина когерентності, тобто $\xi_c(0) = 3.34 \cdot 10^{-1} \text{ \AA}$ (для $P=0$), що добре узгоджується з співвідношенням: чим менше $\xi_{ab}(0)$, тим, більша енергія зв'язку в парі $\varepsilon_b \sim (\xi_{ab}^2)^{-1}$, що є розумним, якщо врахувати високі T_c досліджуваних монокристалів.

У пункті 3.3.3 розрахована величина і температурна залежність ПЩ $\Delta^*(T)$ для ОД монокристалів під впливом гідростатичного тиску від 0 до 1 ГПа. Аналіз проводився в рамках моделі ЛП за рів. 8 (див. рис. 7).

Для $P = 0$ параметри аналізу $T^* = 141 \text{ K}$, $T_c^{mf} = 91.08 \text{ K}$, $\xi_c(0) = 0.334 \text{ \AA}$, $\varepsilon_{c0}^* = 0.154$ і $A_4 = 4.7$ (крива 1).

Для $P = 0.95$ ГПа (крива 2) $T^* = 135.7 \text{ K}$, $T_c^{mf} = 91.83 \text{ K}$, $\xi_c(0) = 0.405 \text{ \AA}$, $\varepsilon_{c0}^* = 0.147$, $A_4 = 12$.

Вперше виявлено, що в ОД монокристалах співвідношення $D^* = 2\Delta^*(T_c)/k_B T_c$, а також ПЩ зростають як $d \ln \Delta^*/dP = 0.32 \text{ K} \cdot \text{ГПа}^{-1}$ (див. рис. 7), що того ж порядку, що і в СД монокристалах (див. рис. 5). Чітко виявлена особливість у вигляді вузького мінімуму на залежності $\Delta^*(T)$, що відповідає температурі T_{01} , до якої зберігаються надпровідні флуктуації. Нижче T_{01} виявлено різке зростання ($\sim 80 \text{ K}$) $\Delta^*(T)$ в дуже вузькому інтервалі температур $\sim 1.5 \text{ K}$, що є

специфікою поведінки ПЩ в ОД монокристаллах $YBCO$. Проте показано, що перехід $\Delta^*(T)$ в надпровідний стан нижче T_{01} фактично відбувається таким же чином, як і в СД монокристаллах.

У четвертому розділі «Дослідження монокристалів $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різним вмістом празеодиму» представлені результати дослідження впливу празеодиму (Pr) в широкому інтервалі концентрацій ($0.0 \leq x \leq 0.5$) на температурні залежності флуктуаційної провідності і псевдоцілини в монокристаллах $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Основні результати підрозділу опубліковано в роботах [7, 12, 14, 16].

У підрозділі 4.1 розглянуто особливості температурних залежностей опору монокристалів $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різною концентрацією Pr « x » (рис. 8). Виявлено, що зі збільшенням вмісту Pr опір зразків зростає, а критична температура знижується. При цьому форма залежностей $\rho(T)$ змінюється від типово металеві до S-подібної, з характерною великою позитивною кривизною експериментальних кривих.

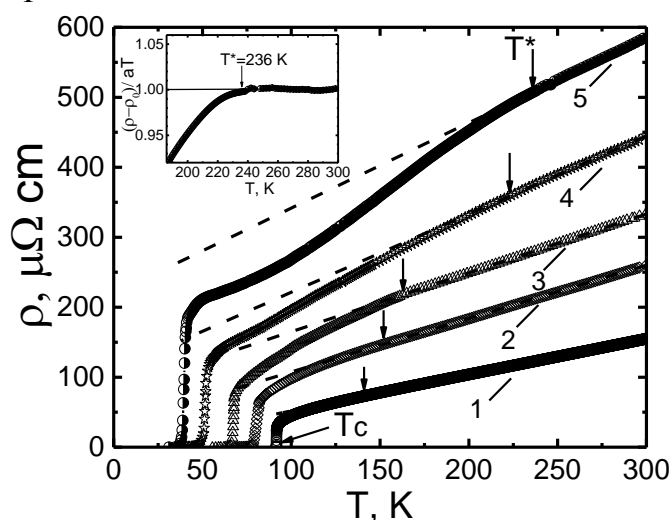


Рис. 8. Температурні залежності питомого опору ρ_{ab} монокристалів $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ для різних концентрацій празеодима x : 1 - 0.0, 2 - 0.19, 3 - 0.23, 4 - 0.34, 5 - 0.43. Пунктир визначає нормальний опір зразків ρ_N , екстрапольований в область низьких температур. На вставці показана методика визначення T^* по залежності $(\rho - \rho_0)/aT = 1$ ($x = 0.43$)

відбувається за рахунок посилення магнітної взаємодії в монокристаллах $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з ростом x .

У підрозділі 4.3 представлено результати аналізу температурної залежності ПЩ в монокристалі $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різним вмістом Pr розраховані за рів. 8 (див. рис. 9). Показано, що при $x=0$ температурна залежність ПЩ $\Delta^*(T)$, виявилася

Подібна поведінка температурної залежності $\rho(T)$ характерна для СД монокристалів $YBCO$. Одночасно температура відкриття ПЩ T^* помітно зростає. Однак, незважаючи на істотну зміну форми кривих, вище T^* залежність $\rho(T)$ залишається лінійною.

У підрозділі 4.2 розглядаються результати дослідження впливу Pr на надлишкову провідність в монокристаллах $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Показано, що незалежно від допування Pr, надлишкова провідність $\sigma'(T)$ в інтервалі $T_c < T < T_{01}$ добре описується флуктуаційними теоріями, а саме: 3D теорією АЛ (рів. 3) і 2D теорією Хікамі - Ларкіна (рів. 4) (МТ внесок), (див. рис. 2). Виявлено, що допування призводить до триразового збільшення температурного інтервалу надпровідних флуктуацій $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G$ з одночасним суттєвим (більш ніж в 6 разів) збільшенням довжини когерентності. Найбільш ймовірно це

подібною аналогічній залежності, що спостерігається для оптимально допованих плівок YBCO, з максимумом в районі $T_{pair}=110$ К и дуже різким зростанням $\Delta^*(T)$ нижче T_{01} (рис. 7, крива 1).

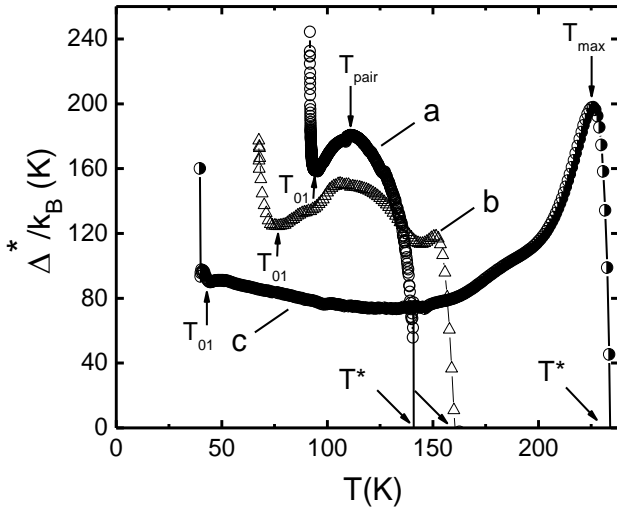


Рис. 9. Залежності Δ^*/k_B від T для монокристала $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, розраховані за рів. 8 для $x=0$ (а), $x=0.23$ (b) та $x=0.43$ (с).

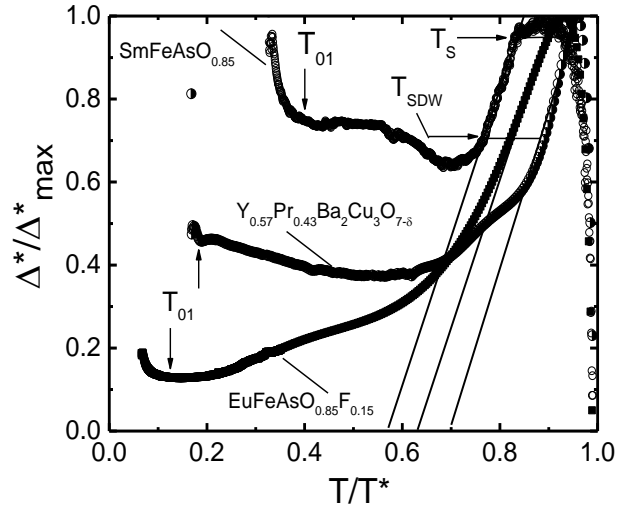


Рис. 10. $\Delta^*(T)/\Delta_{max}$ як функція T/T^* для монокристала $Y_{0.57}Pr_{0.43}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ і залізовмісних надпровідників $SmFeAsO_{0.85}$ і $EuFeAsO_{0.85}F_{0.15}$.

Виявлено, що при $x>0.3$ максимум при T_{pair} на залежності $\Delta^*(T)$ зникає, але виникає «магнітний» максимум при високих температурах чітко виражений при $x=0.43$, за яким слідує лінійна ділянка з позитивним нахилом (рис. 9, крива с), що є типовим для залізовмісних магнітних надпровідників (пніктидів) типу $SmFeAsO_{0.85}$ ($T_c=55$ К) та $EuFeAsO_{0.85}F_{0.15}$ ($T_c=11$ К), (рис. 10). Нахил лінійної ділянки і довжина визначаються температурами T_s і T_{SDW} . В пніктидах при T_s спостерігається структурний перехід з тетрагональної в орторомбічну фазу, а при T_{SDW} відбувається антиферромагнітне упорядкування спінів заліза і перехід в режим хвиль спінової щільності (SDW). Суттєво, що нахил і довжина лінійної ділянки практично однакові для досліджуваних нами зразків. Цей результат вказує на магнітну природу взаємодії, яка виникає в немагнітному YBCO при допуванні Pr.

Таким чином, можна припустити, що виявлена нами еволюція залежності $\Delta^*(T)$ в $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, яка спостерігається з ростом « x », обумовлена посиленням магнітної взаємодії в монокристалі. Цей висновок є розумним, оскільки Pr має власний магнітний момент $\mu_{Pr} \approx 3.58\mu_B$. Також показано, що нижче T_{01} перехід в надпровідний стан, незалежно від наявності або відсутності магнетизму, завжди відбувається подібним чином.

У п'ятому розділі «Дослідження надграток та гетероструктур $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ – $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ » з'ясовується одне з найважливіших питань фізики ВТНП про взаємовплив надпровідності і магнетизму. Для вирішення цієї задачі нами була вивчена флуктуаційна провідність і ПЩ в надгратках (SL) та гетероструктурах

(двошарових плівок (SD)) з різною композицією шарів. Основні результати підрозділу опубліковано в роботах [5, 13, 15, 17].

У підрозділі 5.1 розглянуто особливості температурних залежностей опору в надгратках та гетероструктурах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} - \text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

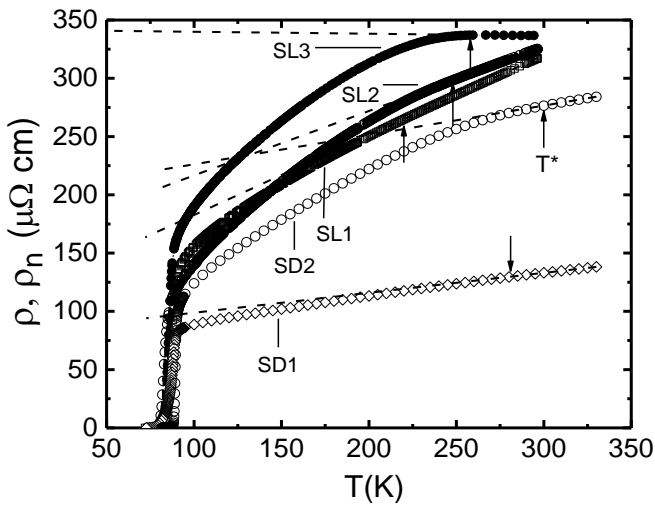


Рис. 11. Температурна залежність питомого опору надграток (SL) і гетероструктур (SD) YBCO-PrBCO.

Було вивчено три надгратки з композицією шарів $\Lambda = 4\text{YBCO} \times 1\text{PrBCO}$ ($4\text{Y} \times 1\text{Pr}$) (зразок SL1), $7\text{Y} \times 7\text{Pr}$ (SL2) и $7\text{Y} \times 14\text{Pr}$ (SL3) та дві гетероструктури $400\text{PrBCO} \times 500\text{YBCO}$ (зразок SD1) и $400\text{PrBCO} \times 200\text{YBCO}$ (SD2) (рис. 11).

Показано, що властивості SL і SD змінюються тільки в результаті зміни інтенсивності магнітної взаємодії при збільшенні числа шарів PrBCO, N_{Pr} . Процес стає більш помітним, коли відношення $(N_{Pr})/(N_Y) = N^* \approx 2$ (зразки SL3 і SD2). При подальшому збільшенні N^* , температурна залежність опору набуває активаційного характеру. Виявлено, що зі збільшенням N_{Pr} в досліджуваному зразкові, T_c поступово зменшується, а опір зростає (рис. 11).

У підрозділі 5.2 розглянуто особливості надлишкової провідності в надгратках та гетероструктурах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} - \text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO-PrBCO).

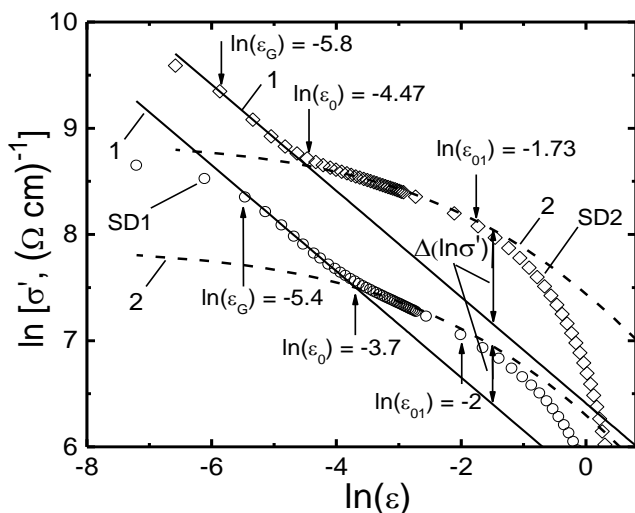


Рис. 12. $\ln \sigma'$ від $\ln \epsilon$ для гетероструктур YBCO-PrBCO SD1 (ромби), SD2 (кружки): «1» - 3D-АЛ (суцільні лінії), «2» - 2D-МТ (пунктирні криві). $\Delta(\ln \sigma')$ означає збільшення 2D-МТ вкладу при збільшенні відносної товщини Pr.

Показано, що незалежно від кількості шарів PrBCO, N_{Pr} , в YBCO-PrBCO поблизу T_c надлишкова провідність $\sigma'(T)$ добре описується флуктуаційними теоріями 3D-АЛ (рів. 3) і 2D-МТ (рів. 4, рис. 12). Виявлено, що довжина когерентності $\xi_c(0)$ зменшується при збільшенні $N^* = (N_{Pr})/(N_Y)$, що вказує на зменшення довжини когерентності ξ_{ab} в площині ab , яке визначає розмір локальних пар. Також, виявлено помітне посилення 2D флуктуаційної провідності $\Delta(\ln \sigma')$ з ростом N^* , яке вказує на збільшення магнітної взаємодії в SL3 і SD2 (рис. 12). Вперше помітне збільшення $\Delta(\ln \sigma')$ спостерігалось в досліджуваних нами пніктидах $\text{SmFeAsO}_{0.85}$ ($T_c=55\text{K}$) та $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ ($T_c=11\text{K}$). Таким чином,

можна вважати, що цей ефект є першим свідченням посиленого впливу магнетизму в сполуках YBCO–PrBCO.

У **підрозділі 5.3** вивчено вплив празеодима на величину та температурну залежність псевдощільни надграток та гетеро структур $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ – $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. З рис. 13 видно, що залежність $\Delta^*(T)$ отримана для SL1 (4Yx1Pr), демонструє широкий максимум при $T_{max}=138$ К з $\Delta^*_{max}=250$ К. Така форма кривої близька до тієї, яка спостерігалася для чистих плівок YBCO. Зі збільшенням числа шарів PrBCO Δ^*_{max} зменшується, тоді як T^* збільшується. Одночасно при високих температурах на $\Delta^*(T)$ з'являється яскраво виражений максимум (SL2, 7Yx7Pr), який помітно збільшується разом із зростанням числа шарів N_{Pr} (SL3, 7Yx14Pr). Гетероструктури SD1 і SD2 демонструють аналогічну поведінку при збільшенні N^* .

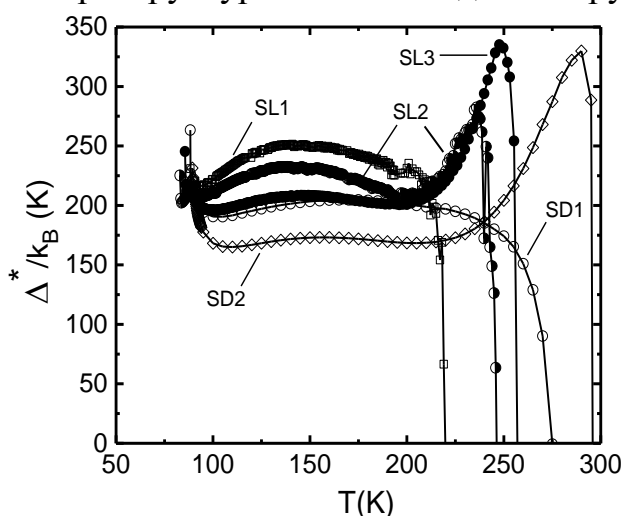


Рис. 13. Температурні залежності псевдощільни $\Delta^*(T)$ для всіх досліджуваних зразків, розраховані за рів.8. Максимум при високих температурах поступово збільшується зі збільшенням кількості шарів N_{PrBCO}

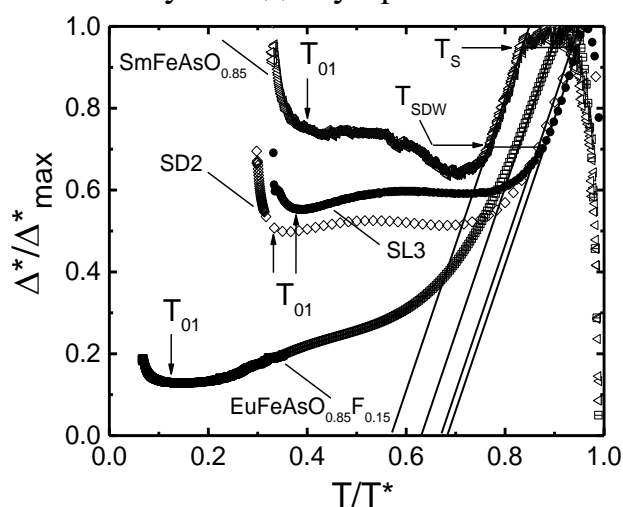


Рис. 14. Δ^*/Δ^*_{max} як функція T/T^* для надграток SL3 (точки) і гетероструктур SD2 (ромби) в порівнянні з Fe-ніктідами $\text{SmFeAsO}_{0.85}$ ($T_c=55$ К) і $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ ($T_c=11$ К)

Вперше така залежність $\Delta^*(T)$ зі спадаючою лінійною ділянкою, розташованою між температурою структурного фазового переходу $T_s = 150$ К і температурою переходу в режим хвиль спінової щільності $T_{SDW} = 130$ К, спостерігалася для $\text{SmFeAsO}_{0.85}$ та $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ і, на наш погляд, є основною особливістю магнітної взаємодії в залізовмісних надпровідниках. Таким чином, можна зробити висновок про те, що $\Delta^*(T)$ з явно вираженим максимумом при високих T , можна пояснити посиленою магнітною взаємодією в сполуках YBCO – PrBCO. Посиленням магнітної взаємодії також можна пояснити збільшенням T^* , якщо припустити, що механізм спарювання при високих температурах в основному магнітного типу. Варто відзначити, що однакова форма $\Delta^*(T)$ для SL3 і SD2 фактично збігається в усьому температурному діапазоні аж до T_c^{mf} , припускаючи однаковий механізм взаємодії надпровідності і магнетизму. Суттєво, що аналогічна температурна

залежність $\Delta^*(T)$ спостерігається і для монокристалів $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при збільшенні вмісту магнітного Pr (див. рис. 9 і 10). Таким чином, ми можемо зробити висновок про те, що, незважаючи на посилення впливу магнетизму, наш підхід в моделі ЛП дозволив нам отримати досить розумні і самоузгоджені результати. Щоб підтвердити зроблений нами висновок, ми порівняли наші результати для SL3 і SD2 з результатами отриманими для $SmFeAsO_{0.85}$ і $EuFeAsO_{0.85}F_{0.15}$ (див. рис. 14). Результати порівняння представлені в відносних одиницях. Виявилось, що нахил лінійної ділянки і його довжина практично однакові для представлених зразків, і характеризуються температурами T_s та T_{SDW} (див. підрозділ 4.3).

Також показано, що в усіх досліджуваних зразках нижче T_{01} перехід в надпровідний стан, незалежно від наявності або відсутності магнетизму, завжди відбувається подібним чином. Підсумовуючи отримані результати, з великою ймовірністю можна зробити висновок про те, що основний механізм взаємодії надпровідних флуктуацій і магнетизму має однакову фізичну природу в ВТНП, де надпровідні флуктуації можуть співіснувати з магнетизмом.

ВИСНОВКИ

В дисертаційній роботі розглянута важлива задача фізики низьких температур, а саме: експериментально досліджено електроопір монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ різної стехіометрії, як без тиску, так і при прикладанні гідростатичного тиску до 1 ГПа, монокристалів $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, допованих празеодимом Pr, а також сполук типу $YBa_2Cu_3O_{7-\delta} - PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при зміні змісту магнітних шарів $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ для вивчення механізмів співіснування надпровідності і магнетизму.

Основні наукові та практичні результати дисертаційної роботи узагальнені у наступних висновках:

1. Вперше вивчена величина і температурна залежність надлишкової провідності $\sigma'(T)$ і псевдощільни $\Delta^*(T)$ в слабо і оптимально допованих монокристалах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ під впливом гідростатичного тиску до ~ 1 ГПа в моделі локальних пар. Показано, що під тиском псевдощільна зростає відповідно як $d\ln\Delta^*/dP=0.36$ ГПа⁻¹ (для СД монокристалів) та $d\ln\Delta^*/dP=0.32$ ГПа⁻¹ (для ОД монокристалів), що найбільш ймовірно обумовлено зменшенням частот фононного спектру надпровідника при прикладанні тиску.
2. Вперше виявлено нижче T_{01} різке зростання (~ 80 К) псевдощільни $\Delta^*(T)$ у вузькому інтервалі температур ~ 1.5 К, що є специфікою поведінки $\Delta^*(T)$ в оптимально допованих високотемпературних надпровідниках.
3. Показано, що вплив тиску в оптимально допованих монокристалах на T_c дуже малий: $dT_c/dP \approx 0.73$ К·ГПа⁻¹, тоді як $d\ln\rho/dP \approx -(17\pm 0.2)\%$ ГПа⁻¹ такого ж порядку, що і в слабо допованих монокристалах YBCO. Отже механізми впливу тиску на T_c і $\rho(T)$ різні. Проте, незалежно від тиску і рівня допування в інтервалі температур $T_c - T_{01}$ $\sigma'(T)$ завжди добре описується флуктуаційними теоріями 3D-АЛ і 2D-МТ, демонструючи 3D-2D кросовер при збільшенні температури.

4. Вперше вивчено вплив зміни інтенсивності магнітної взаємодії на надлишкову провідність і псевдощільину в монокристалах $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при збільшенні концентрації Pr, а також в надгратках і гетероструктурах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ - $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при збільшенні числа шарів PrBCO. Показано, що при збільшенні магнітної взаємодії на залежності $\Delta^*(T)$ виникає «магнітний» максимум при високих температурах, за яким слідує лінійна ділянка з позитивним нахилом, яка характеризується температурами T_S і T_{SDW} . Також показано, що перехід $\Delta^*(T)$ в надпровідний стан нижче T_{O1} у всіх вивчених сполуках відбувається подібним чином.
5. Отримані результати дозволяють зробити висновок про те, що взаємодія між надпровідними флуктуаціями і магнетизмом (магнітними флуктуаціями) має однакову природу в високотемпературних надпровідниках, де спостерігається співіснування надпровідності і магнетизму.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Solovjov A. L. Evolution of the excess conductivity in slightly doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ under high pressure / A.L. Solovjov, **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk // Вісник ХНУ імені В.Н. Каразіна. Серія «Фізика». – 2015. – Т. 23, № 12. – С. 22 – 27.
2. Hydrostatic-pressure effect on the pseudogap in slightly doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals / A.L. Solovjov, **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk, O.V. Dobrovolskiy, Z.F. Nasyrov, S.N. Kamchatnaya, D. M. Sergeyev // Physica B. – 2016. – V. 493. – P. 58 – 67.
3. Peculiarities in the pseudogap behavior in optimally doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals under pressure up to 1 GPa / A.L. Solovjov, **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk, O.V. Dobrovolskiy, S.N. Kamchatnaya, D. M. Sergeyev // Current Applied Physics. – 2016. – V.16, № 9. – P. 931 – 938.
4. 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).
5. 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).
6. Effect of Hafnium Impurities on the Magnetoresistance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ / S.V. Savich, A.V. Samoylov, S.N. Kamchatnaya, I.L. Goulatis, R.V. Vovk, A. Chroneos, A.L. Solovjov, **L.V. Omelchenko** // J Low Temp Phys. – 2017. – V. 186, №3-4. – P. 285 – 293.
7. Псевдощель и флуктуационная проводимость в монокристалле $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с разной концентрацией празеодима / А.Л. Соловьев, **Л.В. Омельченко**, Р.В. Вовк, С.Н. Камчатная // ФНТ. – 2017. – Т. 43, №. 7. – С. 1050-1058.
8. Fluctuation conductivity and pseudogap in the new iron-based superconductors $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ / **L.V. Omelchenko**, A.V. Terekhov, A.L. Solovjov // V International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics», June 2–6 2014: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2014. – P. 49.
9. Fluctuation conductivity and pseudogap in the new iron-based superconductors $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ / **L.V. Omelchenko**, A.V. Terekhov, A.L. Solovjov // XIV Kharkiv Young Scientist Conference, October 14-17 2014: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2014. – P. 45.
10. Fluctuation conductivity and pseudogap temperature dependence changing in the slightly doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals under pressure/ **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk, Z.F. Nasyrov, A.L. Solovjov // VI International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics», June 1 – 5 2015: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2015. – P. 39.
11. Особенности поведения псевдощели в оптимально допированном монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ под давлением до 1 ГПа/ **Л.В. Омельченко**, А.Л. Соловьев, Р.В. Вовк

- // XII Международная научная конференция «Физические явления в твердых телах», 1 – 4 декабря 2015: тезисы доклада – Украина, Харьков 2015. – С. 41.
12. Pseudogap and fluctuation conductivity in $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals with different praseodymium (Pr) content/ **L.V. Omelchenko**, A.L. Solovjov, R.V. Vovk // VII International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics», June 1 – 5 2016: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2016. – P. 45.
 13. Specific temperature dependence of pseudogap in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ nanolayers / A.L. Solovjov, **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk, K. Rogacki // International school s conference on nanoscience and quantum transport (nano QT- 2016), October 8-14 2016.
 14. Fluctuation conductivity and pseudogap in $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals / A. L. Solovjov, **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk // «60th International Conference for Students of Physics and Natural Sciences» (Open Readings 2017), 14-17 March, 2017 : book of abstracts. – Vilnius, Lithuania, 2017. – P. 313.
 15. Excess conductivity and pseudogap in superlattices and double layer $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ – $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 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.
 16. Pseudogap in $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals with different praseodymium (Pr) content / **L.V. Omelchenko**, A.L. Solovjov, R.V. Vovk // International conference on strongly correlated electron systems (SCES -2017), July 17-21 2017 : book of abstracts. – Czech Republic, Prague, 2017. – P. 22.
 17. Influence of Pr on pseudogap behavior in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ nanolayers / **L.V. Omelchenko**, A.L. Solovjov // V International Research and Practice Conference «Nanotechnology and nanomaterials», 23 - 26 August, 2017 : book of abstracts. – Chernivtsi, Ukraine, 2017. – P. 237.

АНОТАЦІЯ

Омельченко Л.В. Надлишкова провідність в купратних високотемпературних надпровідниках $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($RE=Y, Pr$). – Рукопис.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.07 – фізика твердого тіла. – Фізико-технічний інститут низьких температур імені Б.І. Веркіна НАН України, Харків, 2017.

У дисертації представлені результати експериментальних досліджень надлишкової провідності $\sigma'(T)$ й псевдощільності $\Delta^*(T)$ в високотемпературних надпровідниках. В рамках підходу розвиненого в моделі локальних пар вперше була досліджена надлишкова провідність і псевдощільність в слабо допованих і оптимально допованих монокристалах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при прикладанні гідростатичного тиску до 1 ГПа. Виявлено, що при збільшенні тиску до 1 ГПа в слабо допованих монокристалах опір зменшується, в той час як критична температура T_c зростає. А в оптимально допованих монокристалах гідростатичний тиск зменшує опір практично так як і в слабо допованих монокристалах $YBCO$, а вплив на T_c дуже малий. Це пов'язано з тим, що механізми впливу тиску на T_c і $\rho(T)$ різні. Незалежно від тиску в слабо та оптимально допованих монокристалах поблизу T_c надлишкова провідність $\sigma'(T)$ добре описується флуктуаційними

теоріями Асламазова - Ларкіна для 3D систем і Макі - Томпсона для 2D систем, демонструючи 3D - 2D кросовер при температурі T_0 . Вперше показано, що псевдощілина $\Delta^*(T)$ і відношення $D^*=2\Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c$ зростають під впливом гідростатичного тиску. Показано, що збільшення концентрації Pr в монокристалі $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ та кількості шарів PrBCO в надгратках та гетероструктурах YBCO - PrBCO призводить до помітного збільшення опору $\rho(T)$ і температури відкриття псевдощілини T^* , а також до різкого зменшення T_c . Виявлено, що при збільшенні магнітної взаємодії на температурній залежності псевдощілини $\Delta^*(T)$ виникає «магнітний» максимум при високих температурах, за яким слідує лінійна ділянка з позитивним нахилом, яка характеризується температурами T_S і T_{SDW} . Також показано, що перехід $\Delta^*(T)$ в надпровідний стан нижче T_{01} в усіх вивчених нами високотемпературних надпровідниках відбувається однаковим чином.

Ключові слова: надлишкова провідність, псевдощілина, флуктуаційна провідність, монокристали, високотемпературні надпровідники.

АННОТАЦІЯ

Омельченко Л.В. Избыточная проводимость в купратных высокотемпературных сверхпроводниках $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (RE=Y, Pr). - Рукопись.

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.07 – физика твердого тела. – Физико-технический институт низких температур имени Б.И. Веркина НАН Украины, Харьков, 2017.

Диссертация посвящена исследованию основополагающих электронных процессов и взаимодействий, формирующих нормальную и сверхпроводящую фазу в высокотемпературных сверхпроводниках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, как при изменении уровня допирования кислородом, так и при приложении гидростатического давления до 1 ГПа, а также в соединениях типа $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ и $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ - $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при изменении содержания магнитных атомов Pr и слоёв $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ для получения информации о физической природе взаимодействия сверхпроводимости и магнетизма.

В рамках подхода развитого в модели локальных пар впервые была исследована избыточная проводимость $\sigma'(T)$ и псевдощель $\Delta^*(T)$ в слабо допированных (СД) ($T_c(P=0)=49.2K$) и оптимально допированных (ОД) ($T_c(P=0)=91.07K$) монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при приложении гидростатического давления до 1 ГПа. Обнаружено, что при увеличении гидростатического давления в СД монокристаллах сопротивление уменьшается как $d\ln\rho(300K)=(-19\pm 0.2)\% \text{ ГПа}^{-1}$, в то время как критическая температура T_c возрастает, как $dT_c/dP=+5.1 \text{ К}\cdot\text{ГПа}^{-1}$. Однако, влияние гидростатического давления в ОД монокристаллах на T_c очень мало: $dT_c/dP \approx 0.73 \text{ К}\cdot\text{ГПа}^{-1}$, тогда как $d\ln\rho/dP \approx -(17\pm 0.2) \% \text{ ГПа}^{-1}$ такого же порядка, как и в СД монокристаллах YBCO. Следовательно механизмы влияния давления на T_c и $\rho(T)$ различны. Увеличение T_c наиболее вероятно связано с увеличением плотности носителей заряда в плоскостях CuO_2 , что также должно приводить и к уменьшению ρ . Кроме того, уменьшение ρ и особенно увеличение Δ^*

в значительной степени обусловлены наблюдаемым в эксперименте уменьшением частот фононного спектра сверхпроводника под давлением. В то же время, независимо от давления, вблизи T_c избыточная проводимость хорошо описывается уравнениями флуктуационной теории Асламазова-Ларкина (3D-AL) и Маки-Томпсона (2D-МТ). Впервые показано, что псевдощель $\Delta^*(T)$ и соотношение $D^* = 2\Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c$ возрастают как $d\ln\Delta^*/dP = 0.36 \text{ ГПа}^{-1}$ (для СД монокристаллов) и $d\ln\Delta^*/dP = 0.32 \text{ ГПа}^{-1}$ (для ОД монокристаллов), что наиболее вероятно обусловлено уменьшением частот фононного спектра сверхпроводника под давлением. Впервые ниже T_{01} обнаружен резкий рост ($\sim 80 \text{ К}$) псевдощели в узком интервале температур $\sim 1.5 \text{ К}$, что является спецификой поведения ПЩ в ОД монокристаллах YBCO.

Впервые в монокристалле $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с разным содержанием Pr были проанализированы температурные зависимости избыточной проводимости $\sigma'(T)$ и псевдощели, извлекаемые из резистивных измерений с помощью модели локальных пар. Показано, что увеличение « x » приводит к заметному увеличению $\rho(T)$ и температуры открытия псевдощели T^* , а также к резкому уменьшению T_c . Показано, что при $x=0$ температурная зависимость ПЩ, $\Delta^*(T)$, оказалась подобной аналогичной зависимости, наблюдаемой для оптимально допированных YBCO, с максимумом в районе $T_{pair} \approx 110 \text{ К}$. Обнаружено, что при $x > 0.3$ этот максимум исчезает, а на зависимости $\Delta^*(T)$ возникает «магнитный» максимум при высоких температурах, чётко выраженный при $x=0.43$, за которым следует линейный участок с положительным наклоном, характеризуемый температурами T_S и T_{SDW} . Такую же зависимость $\Delta^*(T)$ демонстрируют железосодержащие сверхпроводники, что позволяет говорить о том, что природа механизма взаимодействия между сверхпроводящими и магнитными флуктуациями в интервале температур от T^* до T_c , скорее всего, одинакова во всех магнитных сверхпроводниках. Так же показано, что и переход в сверхпроводящее состояние вблизи T_c , независимо от наличия или отсутствия магнетизма, всегда происходит по одному и тому же закону.

Впервые в модели локальных пар были исследованы сверхрешетки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с различным количеством слоев PrBCO и двухслойные пленки YBCO - PrBCO с разной толщиной YBCO и PrBCO слоёв, показано, что независимо от количества слоев PrBCO, вблизи T_c избыточная проводимость $\sigma'(T)$ хорошо описывается флуктуационными теориями 3D - AL и 2D - МТ. Впервые было показано, что с увеличением N_{Pr} в случаях 7YBCO - 14PrBCO и 400PrBCO- 200YBCO форма псевдощели $\Delta^*(T)$ меняется и становится подобной наблюдаемой для Fe - пниктидов $\text{SmFeAsO}_{0.85}$ и $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$, с резким максимумом $\Delta^*(T)$ при высоких температурах и спадающим линейным участком ниже T_S , что говорит об усилении магнитного взаимодействия в YBCO - PrBCO. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что основной механизм взаимодействия сверхпроводимости и магнетизма одинаков в исследуемых нами магнитных сверхпроводниках.

Ключевые слова: избыточная проводимость, псевдощели, флуктуационная проводимость, монокристаллы, высокотемпературные сверхпроводники.

ABSTRACT

Omelchenko L.V. Excess conductivity in cuprate high-temperature superconductors REBa₂Cu₃O_{7-δ} (RE=Y, Pr). – Manuscript.

Thesis for the candidate's degree in physics and mathematics by speciality 01.04.07 – solid state physics. – B. I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering, NAS of Ukraine, Kharkiv, 2017.

The dissertation presents the experimental results of excess conductivity and pseudogap study in HTSC's. In the framework of the developed local pair model approach, the excess conductivity $\sigma'(T)$ and pseudogap in slightly and optimally doped single crystals of YBa₂Cu₃O_{7-δ} under applied hydrostatic pressure up to 1 GPa were studied.

For the first time it is shown that in both, optimally and slightly doped YBa₂Cu₃O_{7-δ} single crystals, the hydrostatic pressure increases both the ratio of the BCS theory $D^* = 2\Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c$ and the value of pseudogap $\Delta^*(T_c^{mf})$. At the same time, regardless of the pressure, near T_c the excess conductivity is well described by the Aslamazov-Larkin (3D-AL) and Maki-Thompson (2D-MT) fluctuation theories. It is shown that in optimally doped YBa₂Cu₃O_{7-δ} single crystals the pressure effect on T_c is very small: $dT_c/dP \approx 0.73$ K·GPa⁻¹, whereas $d \ln p/dP \approx - (17 \pm 0.2)\%$ GPa⁻¹ is of the same order as in slightly doped single crystals. Thus, the mechanisms of the pressure effect on T_c and $p(T)$ is different. For the first time the effect of the change of magnetic interaction intensity on the excess conductivity and pseudogap in Y_{1-x}Pr_xBa₂Cu₃O_{7-δ} single crystals with increase of Pr concentration, and also in superlattices and heterostructures of YBa₂Cu₃O_{7-δ} - PrBa₂Cu₃O_{7-δ} with increase of PrBa₂Cu₃O_{7-δ} layers number is studied. It is found that as the magnetic interaction increases, the temperature dependence of the pseudogap $\Delta^*(T)$ gives rise to a "magnetic" maximum at high temperatures followed by the descending positive slope linear region, which is characterized by two representative temperatures T_S and T_{SDW} . It is also shown that near T_c the transition of $\Delta^*(T)$ into the superconducting state below T_{01} in all studied high-temperature superconductors happens in a similar manner. Thus, it is very tempting to conclude that the basic mechanism of the interplay between the superconducting fluctuations and magnetism is most likely identical in the magnetic superconductors that we have studied.

Keywords: excess conductivity, pseudogap, fluctuation conductivity, single crystals, high-temperature superconductors