

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
Фізичний факультет
Кафедра фізики низьких температур

«Допущено до захисту»
В.о. зав. кафедри фізики
низьких температур
проф. Шкловський В.О._

«14» червня 2024 р.

Оцінка «_____»
Голова ЕК,
член-кореспондент НАН України,
д-р фіз.-мат. наук,
Сорокін О. В.
«21» червня 2024 р.

КРЕСТЬЯННИКОВ Кирило Андрійович

**Аналіз поведінки надлишкової провідності в плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$
під впливом магнітних полів до 2 Тл**

Дипломна робота на здобуття
освітнього ступеня
«Бакалавр» за спеціальністю
104 – «Фізика та астрономія»
освітня програма – «Фізика»

Науковий керівник:
канд. фіз.-мат. наук, доцент кафедри
фізики низьких температур
ПЕТРЕНКО Євген

Рецензент:
канд. фіз.-мат. наук,
старший науковий співробітник відділу
надпровідних і мезоскопічних структур
ФТІНТ НАНУ
КОВЕРЯ Валентин

Харків 2024

АНОТАЦІЯ

Крестьянніков К. А. Аналіз поведінки надлишкової провідності в плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ під впливом магнітних полів до 2 Тл. – Рукопис.

Дипломна робота на здобуття освітньо-кваліфікаційного рівня «Бакалавр» за спеціальністю 104 – «фізика та астрономія». – Харків: Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, 2024. – 28 с. – Табл. 1. Рис. 9.

В роботі проаналізовано вплив магнітних полів до 2 Тл в напрямі базисної площини ab ($B \parallel ab$) на надлишкову провідність в плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Встановлено, що в міру збільшення магнітного поля опір тонкої плівки вище критичної температури T_c залишається незмінним. Під впливом поля резистивний перехід розмивається, а значення T_c зменшується. Незалежно від магнітного поля, в інтервалі температур від критичної температури надпровідного переходу до температури 3D-2D кросовера надлишкова провідність добре описується флуктуаційним внеском теорії Асламазова - Ларкіна для 3D систем. За температурою 3D-2D кросовера визначено довжину когерентності вздовж осі c , яка збільшується з 1,38 Å без поля до 2,36 Å у полі 2 Тл. Інтервал надпровідних флуктуацій поступово зменшується з 9,9 К без поля до 4,4 К у полі 2 Тл, а вище температури 3D-2D кросовера внесок Макі-Томпсона у надлишкову провідність суттєво звужується під впливом магнітного поля.

Ключові слова: надлишкова провідність, флуктуаційна провідність, магнітне поле, тонкі плівки, високотемпературні надпровідники, купрати.

ABSTRACT

Krestiannikov K. A. Analysis of the excess conductivity behavior in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films under the influence of magnetic fields up to 2 T. – Manuscript.

Thesis for the educational qualification level «Bachelor» in speciality 104 – «physics and astronomy». – Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University, 2024. – 27 8. – Table. 1. Fig. 9.

The effect of magnetic fields up to 2 T in the direction of the ab -base plane ($B \parallel ab$) on the excess conductivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films has been studied. It was established that as the magnetic field increases, the resistance of a thin field above the critical temperature T_c remains unchanged. Under the influence of the field, the resistive transition is blurred, and the T_c value decreases. Regardless of the magnetic field, in the temperature range from the critical temperature of the superconducting transition to the temperature of the 3D-2D crossover, the excess conductivity is well described by the fluctuation contribution of the Aslamazov-Larkin theory for 3D systems. Using the 3D-2D crossover temperature, the coherence length along the c -axis is determined, which increases from 1.38 Å without a field to 2.36 Å in a 2 T field. The range of superconducting fluctuations gradually decreases from 9.9 K without a field to 4.4 K in a 2 T field, and above the 3D-2D crossover temperature, the Maki-Thompson contribution to the excess conductivity narrows significantly under the influence of a magnetic field.

Keywords: excess conductivity, fluctuation conductivity, magnetic field, thin films, high-temperature superconductors, cuprates.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ ТА УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	5
Вступ	6
1. Огляд літератури	8
1.1. Кристалічна структура $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	8
1.2. Надлишкова провідність в купратних ВТНП.....	10
1.3. Вплив магнітного поля на високотемпературні надпровідники.....	12
2. Матеріали та методи досліджень	13
2.1. Вимірювальна апаратура і методика експерименту.....	13
3. Аналіз впливу магнітного поля на плівку	14
3.1. Дослідження опору і критичної температури.....	14
3.2. Вплив магнітного поля на надлишкову провідність.....	18
Висновки	26
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	27

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ ТА УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

ВТНП – високотемпературна надпровідність

ФКП – флуктуаційні куперівські пари

ФЛП – флуктуаційна провідність

АЛ – теорія Асламазова-Ларкіна

МТ – теорія Макі-Томпсона

КП – куперівські пари

НП – надпровідність

T^* – температура відкриття псевдощілини

ρ – питомий опір

T_c – критична температура

T_c^{mf} – критична температур в наближенні середнього поля

T_0 – температура 3D-2D кросовера

T_{01} – температура області НП флуктуацій

T_G – температура Гінзбурга

$\sigma'(T)$ – надлишкова провідність

ВСТУП

Однією з найбільш актуальних проблем сучасної фізики твердого тіла є розробка теорії, за допомогою якої можна було би повністю описати високотемпературні надпровідники (ВТНП). На жаль, серйозною перешкодою залишається відсутність чіткого розуміння фізики внутрішніх взаємодій у багатокомпонентних сполуках типу ВТНП, зокрема механізму надпровідного спарювання, що дає змогу мати температуру надпровідного переходу $T_c > 100$ К. Вважається, що вивчення незвичайних особливостей нормального стану ВТНП, насамперед таких як псевдощілина (ПЩ), проллє світло на мікроскопічний механізм високотемпературної надпровідності. Серед ВТНП можна виділити клас оксидів металів з активною площиною CuO_2 , наприклад $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (або YBCO), які називають купратами. Крім високих T_c і ПЩ, ці речовини мають низьку щільність носіїв заряду, сильні електронні кореляції, квазідвовимірність і, як наслідок, сильну анізотропію електронних властивостей. Зокрема, довжина когерентності вздовж площини ab , яка визначає розмір куперівських пар у ВТНП, становить $\xi_{ab}(T) \sim 10\xi_c(T)$, де $\xi_c(T)$ – довжина когерентності вздовж осі c .

Вважається, що правильне розуміння такого незвичайного явища, як псевдощілинний стан у ВТНП, повинно також дати відповідь на питання про механізм надпровідного спарювання в купратах. Для пояснення цього стану запропоновано механізм спінових флуктуацій, хвиль зарядової густини (CDW), хвиль спінової густини (SDW) та зарядового упорядкування (CO). Хоча інтерес до дослідження ПЩ помітно й зріс останніми роками, фізика псевдощілинного стану досі не до кінця зрозуміла. Водночас, незважаючи на те, що кількість робіт, що присвячена вивченню ВТНП і, зокрема, ПЩ, є надзвичайно великою, бракує робіт, які б вивчали вплив магнітного поля на надлишкову провідність і

особливо на флуктуаційну провідність і псевдощілину в купратах. Важливо, що саме дослідження впливу магнітного поля на перелічені параметри може відповісти на питання, який із розглянутих вище механізмів насправді має місце в купратах.

У цій дипломній роботі повідомляється про вивчення впливу магнітного поля в площині ab на питомий опір $\rho(T)$ і флуктуаційну провідність $\sigma'(T)$ тонкої плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ зі збільшенням магнітного поля від 0 до 2 Тл.

ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

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

Купрати мають квазідвовірну структуру і є системами з сильно корельованими електронами. Елементарна комірка YBCO складається з семи площин (Рисунок 1.1) [1, 2]: це ітрієвий Y-шар в центрі, дві площини CuO_2 , дві площини BaO з атомом Ba, що розташовуються в центрі площини, і дві ланцюжкові площини CuO по краях структури. Основу електронної конфігурації купратів складають провідні площини CuO_2 , які і визначають квазідвовірність електронних властивостей ВТНП. Роль ланцюжків зводиться до забезпечення площин CuO_2 носіями заряду [1], а Y-шар по суті забезпечує анізотропний рух носіїв заряду в такій системі [2]. Площини CuO_2 дзеркально симетричні відносно площин BaO , однак, через їх незначний позовжний вигин і наявність ланцюжкових площин, парна інваріантність в CuO_2 площинах дещо порушена (див. Рисунок 1.1.). В основному стані (кисневий індекс $(7-\delta) < 6,4$) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ є мотівським діелектриком з дальнім АФМ (антиферомагнітним) порядком, де спіни електронів $S = 1/2$ локалізовані на іонах міді Cu^{2+} [2]. Допування $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ відбувається шляхом інтеркаляції кисню [1]. 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 всередину, 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.

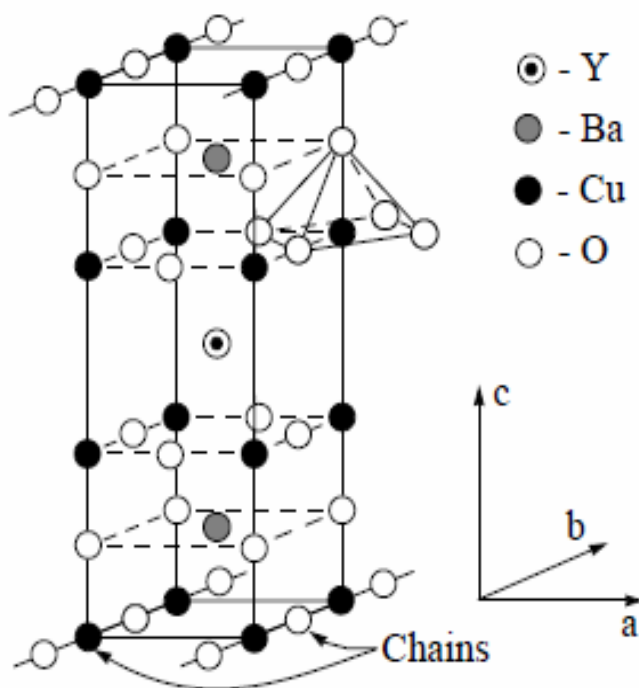


Рисунок 1.1. Будова кристалічної ґратки купрату $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

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 зрештою призводить до діркової провідності в YBCO. Таким чином, хімічне допування супроводжується перетіканням заряду між CuO_2 і ланцюжками CuO_x , що відіграють роль резервуара захоплених електронів. Слід підкреслити, що можливість перерозподілу заряду між розділеними в просторі квазінезалежними структурами елементарної комірки є однією з основних концепцій фізики ВТНП. Це, в свою чергу, обумовлює різноманітність електронних властивостей і безліч станів на фазовій діаграмі [2].

1.2. Надлишкова провідність в купратних ВТНП

За високих температур $T > T^*$ залежність $\rho(T)$ у ВТНП лінійна. Згідно з теоретичною моделлю NAFL (Nearly Antiferromagnetic Fermi Liquid model) [3], лінійна залежність $\rho(T)$ відповідає нормальному стану системи. Нижче T^* питомий опір $\rho(T)$, що вимірюється у досліді, відхиляється від лінійної залежності в бік менших значень, що призводить до виникнення надлишкової провідності

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

де $\rho_N(T) = aT + \rho_0$ – опір зразка в нормальному стані, екстрапольований в область низьких температур. Відповідно, ρ_0 – опір, який лінійна залежність відсікає на осі Y . T_c визначається екстраполяцією резистивного переходу до значення $\rho(T_c) = 0$. З аналізу надлишкової провідності $\sigma'(T)$ можна визначити температурні залежності флуктуаційної провідності (ФЛП) [4, 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 (ФКП) взаємодіють у всьому об'ємі надпровідника. Це область 3D флуктуацій. Відповідно, до температури 3D-2D кросовера T_0 експеримент добре екстрапольується флуктуаційним внеском Асламазова-Ларкіна (АЛ) для 3D систем [6]

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

тут ε – зведена температура, яка визначається рівнянням

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

Відповідно, $T_c^{mf} > T_c$ – критична температура в наближенні середнього поля, яка відділяє область ФЛП від області критичних флуктуацій або флуктуацій надпровідного параметра порядку Δ безпосередньо поблизу T_c (де $\Delta < k_B T$), що не враховані в теорії Гінзбурга-Ландау. У всіх рівняннях C – це чисельний коефіцієнт (C-фактор), який служить для поєднання теорії з експериментом. Чим краще експеримент узгоджується з теорією, тим ближче C_{3D} до 1 [4, 7]. 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 [1], і $\xi_c(T)$ пов'язує джозефсонівською взаємодією тільки внутрішні площини. Відповідно, це область 2D флуктуацій, які описуються рівнянням Макі - Томпсона (MT) теорії Хікамі - Ларкіна (ХЛ) для двовимірних систем [8]

$$\sigma'_{2DMT}(T) = C_{2D} \frac{e^2}{8d\hbar} \cdot \frac{1}{1 - \alpha / \delta} \cdot \ln \left(\frac{\delta}{\alpha} \cdot \frac{1 + \alpha + \sqrt{1 + 2\alpha}}{1 + \delta + \sqrt{1 + 2\delta}} \right) \cdot \varepsilon^{-1}, \quad (1.4)$$

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

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

$$\xi_c(0) = d \sqrt{\varepsilon_0}. \quad (1.5)$$

Параметр розпарювання визначається рівнянням

$$\delta = 1.203 \cdot \frac{l}{\xi_{ab}} \cdot \frac{16}{\pi\hbar} \left[\frac{\xi_c(0)}{d} \right]^2 \cdot k_B T \tau_\varphi, \quad (1.6)$$

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 , враховує наближення чистої межі.

Вище T_{01} , де $\xi_c(T) < d_{01}$, пари розташовані всередині площин, які тепер не взаємодіють одна з одною. В результаті вище T_{01} флуктуаційні теорії вже не

описують експеримент. Очевидно, що при $T = T_{01}$ $\xi_c(T_{01}) = \xi_c(0) / \sqrt{\varepsilon_{01}} = d_{01}$, що дає можливість визначити d_{01} , так як $\xi_c(0)$ вже визначена температурою розмірного кросовера T_0 . Таким чином, T_{01} це саме та температура, до якої в ВТНП існують надпровідні (НП) флуктуації, тобто, відповідно до теорії, зберігається жорсткість фази параметра порядку в ВТНП, що підтверджується експериментом [5]. Це означає, що в інтервалі від T_c до T_{01} куперівські пари (КП) в значній мірі поводять себе як надпровідні, але не когерентні пари (short-range phase correlations) [4-5, 9].

Слід зазначити, що у випадку великої кількості дефектів у зразку, серед яких можуть бути двійникові границі (ДГ), експеримент може бути описаний рівнянням Лоуренса-Доніаха (ЛД) [10]:

$$\sigma'_{LD} = C_{LD} \frac{e^2}{16\hbar d \sqrt{1+2\alpha}} \varepsilon^{-1} \quad (1.7)$$

Також можливі ситуації, коли у плівкових зразках вище T_0 внесок МТ відсутній, і тоді надлишкова провідність описується рівнянням АЛ для 2D систем[11]:

$$\sigma'_{2DAL} = C_{2D} \frac{e^2}{16\hbar d} \varepsilon^{-1} \quad (1.8)$$

1.3. Вплив магнітного поля на високотемпературні надпровідники

Факт того, що відбувається розширення резистивного надпровідного переходу в магнітному полі, є внутрішньою властивістю високотемпературних оксидних надпровідників. Як відомо з літературних джерел, температурна залежність питомого опору в області надпровідного переходу залежить не лише від величини, а й від орієнтації прикладеного магнітного поля по відношенню до зразка, що суттєво підкреслює анізотропію надпровідних властивостей

купратних ВТНП YBCO [12]. Так, опір у випадку, коли поле перпендикулярне до напрямку базисної площини ab ($B \parallel c$), набагато більший, ніж коли поле зорієнтовано вздовж площини ab ($B \parallel ab$).

Теорії пояснюють спостережувану різницю в опорах тим, що в орієнтації $B \parallel ab$ відбувається придушення орбітального руху нормальних та надпровідних носіїв заряду [11, 12].

Матеріали та методи досліджень

2.1. Вимірювальна апаратура і методика експерименту

Досліджувана плівка YBCO товщиною 100 нм була епітаксійно нанесена за температури 770°C під тиском кисню 3 мбар на підкладках $(\text{LaAlO}_3)_{0,3}(\text{Sr}_2\text{TaAlO}_6)_{0,7}$.

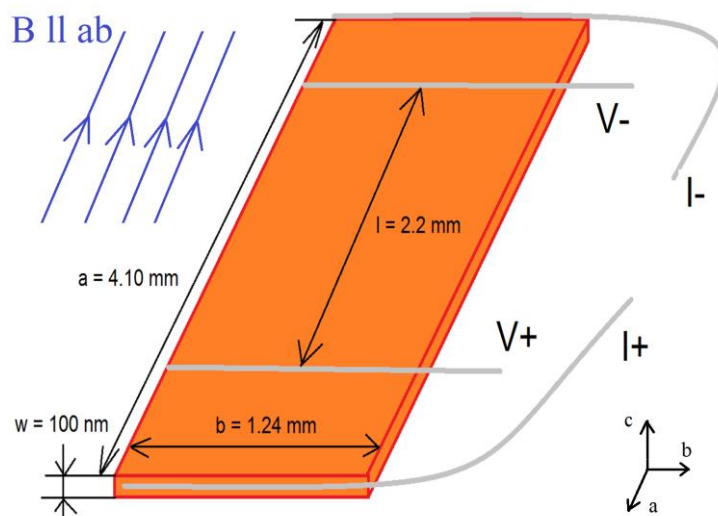


Рисунок 2.1. Типова схема 4-контактної методики вимірювання опору плівкового зразка YBCO з відповідними розмірами під час дослідження у заданій конфігурації постійного магнітного поля.

Електричні струмові контакти кріпили шляхом нанесення срібної пасти на кінці плівки для досягнення однорідного розподілу струму в центральній частині зразка. Потенційні контакти у вигляді паралельних срібних провідників діаметром 0,05 мм також кріпилися до зразка за допомогою срібної пасти, як показано на Рисунку 2.1. Таким чином, вдавалося проводити резистивні вимірювання за транспортних струмів до 100 мкА на частоті 19 Гц з перехідним опором контактів менше 1 Ом.

Основні вимірювання були виконані за допомогою повністю комп'ютеризованої установки Quantum Design Physical Property Measurement System (PPMS-9).

Після вимірювань опору без поля, плівку відігрівали до 100 К і, створюючи в установці магнітне поле відповідної напруженості, проводили наступний цикл вимірювань.

3. Аналіз впливу магнітного поля на плівку

3.1. Дослідження опору і критичної температури.

Температурна залежність питомого опору $\rho(T) = \rho_{ab}(T)$ досліджуваної плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ показана на Рисунку 3.1. В інтервалі температур вище $T^* = (215 \pm 0,5)$ К і до 300 К залежність $\rho(T)$ лінійна з нахилом $a = d\rho/dT = 2,05$ мкОм·см/К. Нахил визначався за допомогою апроксимації експериментальної залежності $\rho(T)$ і підтверджував лінійність залежності з середньоквадратичною помилкою $0,009 \pm 0,002$ в зазначеному інтервалі температур. Температура T^* визначалася за відхиленням $\rho(T)$ від цієї лінійної залежності в бік менших значень, як добре видно на Рисунку 3.1. На вставці до Рисунку 3.1. показана методика більш точного визначення температури T^* з точністю ± 1 К. Для визначення T^* використовується критерій $(\rho(T) - \rho_0)/aT = 1$

[13], який отримують шляхом перетворення рівняння прямої лінії, де ρ_0 – залишковий опір, що відсікається цією лінією на осі ординат при $T = 0$. У цьому випадку T^* визначається як температура відхилення $\rho(T)$ від 1, як показано на вставці. Обидва методи дають однакові значення T^* .

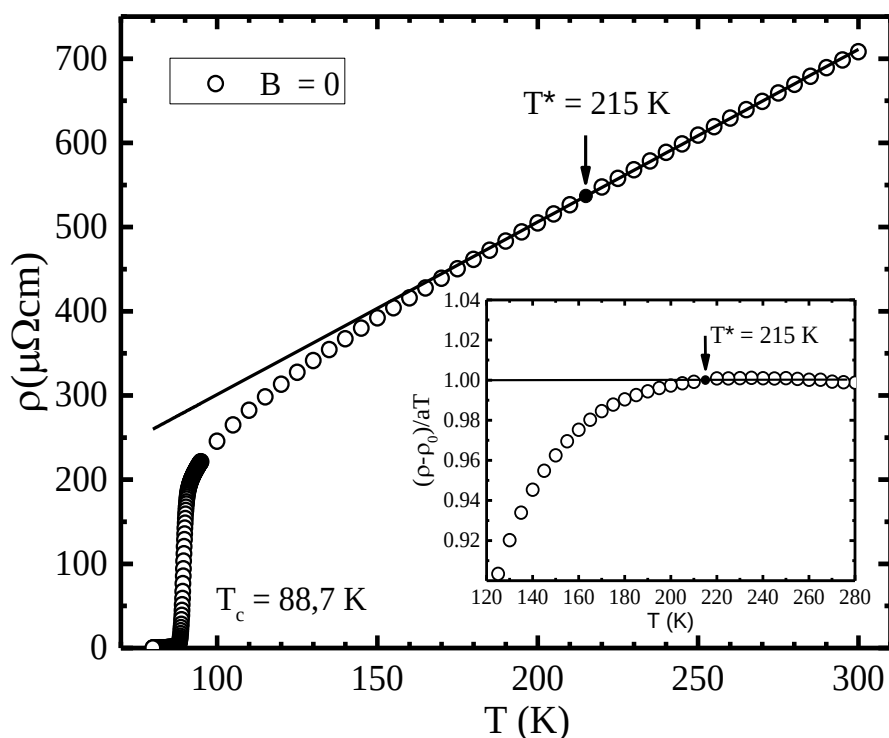


Рисунок 3.1. Графік залежності $\rho(T)$ плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ у відсутності магнітного поля ($\circ$). Вставка: метод визначення T^* (суцільна менша точка як на основному рисунку, так і на його вставці) з використанням критерію $(\rho(T) - \rho_0)/aT = 1$ [13].

Вплив магнітного поля на температурну залежність питомого опору $\rho(T)$ досліджуваної плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ показано на Рисунку 3.2. З рисунку видно, що опір в області резистивного переходу зростає зі збільшенням величини поля.

Вище резистивного переходу в нормальному стані опір на рівні флуктуацій не змінюється. Це означає, що у подальших розрахунках надлишкової провідності, що визначається за рівнянням (1.1), за різних значень прикладеного поля можна використовувати одну і ту саму лінійну екстраполяцію опору $\rho_N = 2.05T + 93$. Зауважимо, що T^* також залишається постійною.

Слід зазначити, що на всіх надпровідних переходах не спостерігається сходинок, що свідчить про добру якість зразка, його однорідність, відсутність додаткових фаз і включень.

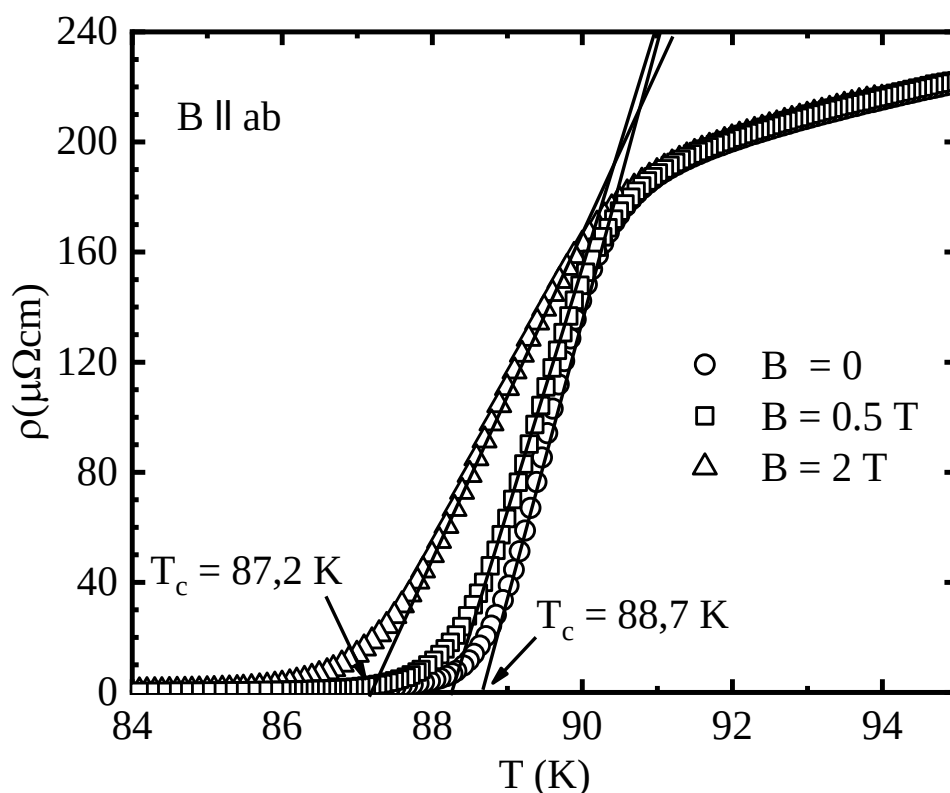


Рисунок 3.2. Графік залежності $\rho(T)$ плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в температурному інтервалі резистивного переходу у відсутності магнітного поля ($\circ$), а також у полях 0,5 Тл ($\square$) і 2 Тл ($\triangle$). Екстраполяція резистивного переходу до значення $\rho(T_c) = 0$ прямими лініями визначає відповідні значення T_c .

Перші похідні температурних залежностей опору за різних значень прикладеного магнітного поля показано на Рисунку 3.3. Видно, що основною особливістю на залежностях є гострий пік, який зі збільшенням величини поля розмивається і зміщується в область низьких температур. За положенням піку похідної можна визначити T_c . Виявлені значення T_c співпадають з тими, що були визначені з Рисунку 3.2.

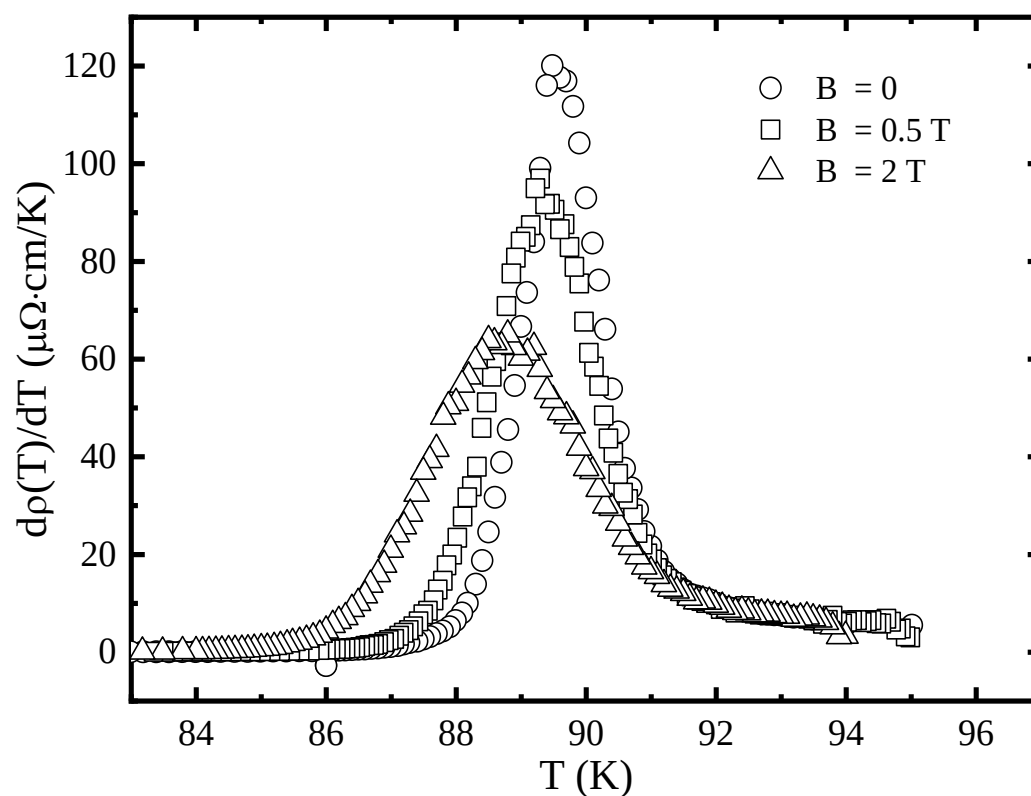


Рисунок 3.3. Похідні $d\rho(T)/dT$ півки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в температурному інтервалі резистивного переходу у відсутності магнітного поля ($\circ$), а також у полях 0,5 Тл ($\square$) і 2 Тл (Δ).

3.2. Вплив магнітного поля на надлишкову провідність.

Згідно з сучасними уявленнями, мале значення довжини когерентності і квазішарувата структура ВТНП призводять до виникнення широкої флуктуаційної області на залежностях $\rho(T)$ поблизу T_c , де $\sigma'(T)$ підпорядковується класичним флуктуаційна теоріям. При цьому зміна вмісту кисню, домішок і структурних дефектів істотно впливає на процеси формування $\sigma'(T)$ і, відповідно, на реалізацію різних режимів існування ФЛП при температурах вище критичної.

Перш за все, необхідно визначити температуру $T_c^{mf} > T_c$, яка обмежує область критичних флуктуацій поблизу T_c . Крім того, T_c^{mf} визначає зведену температуру ε , яка розраховується за формулою (1.3) і входить в усі рівняння. Звідси видно, що правильне визначення T_c^{mf} відіграє визначальну роль в розрахунках ФЛП. Як вже зазначалося, поблизу T_c довжина когерентності вздовж осі $\xi_c(T) > d$. При цьому флуктуаційні куперівські пари (ФКП) взаємодіють у всьому об'ємі надпровідника, утворюючи тривимірний (3D) стан ВТНП. Тому поблизу T_c ФЛП завжди описується 3D рівнянням (1.2) теорії Асламазова-Ларкіна з критичної експонентою $\lambda = -1/2$, яке визначає ФЛП в будь-якій 3D системі.

Неважко показати, що в цьому випадку $\sigma'^{-2}(T) \sim \varepsilon \sim T - T_c^{mf}$ і обертається на нуль при $T = T_c^{mf}$ (Рисунок 3.4), що дозволяє визначати T_c^{mf} з високою точністю. Також на Рисунку 3.3 стрілками показані T_c і температура Гінзбурга T_G , до якої флуктуаційні теорії можуть описувати експеримент.

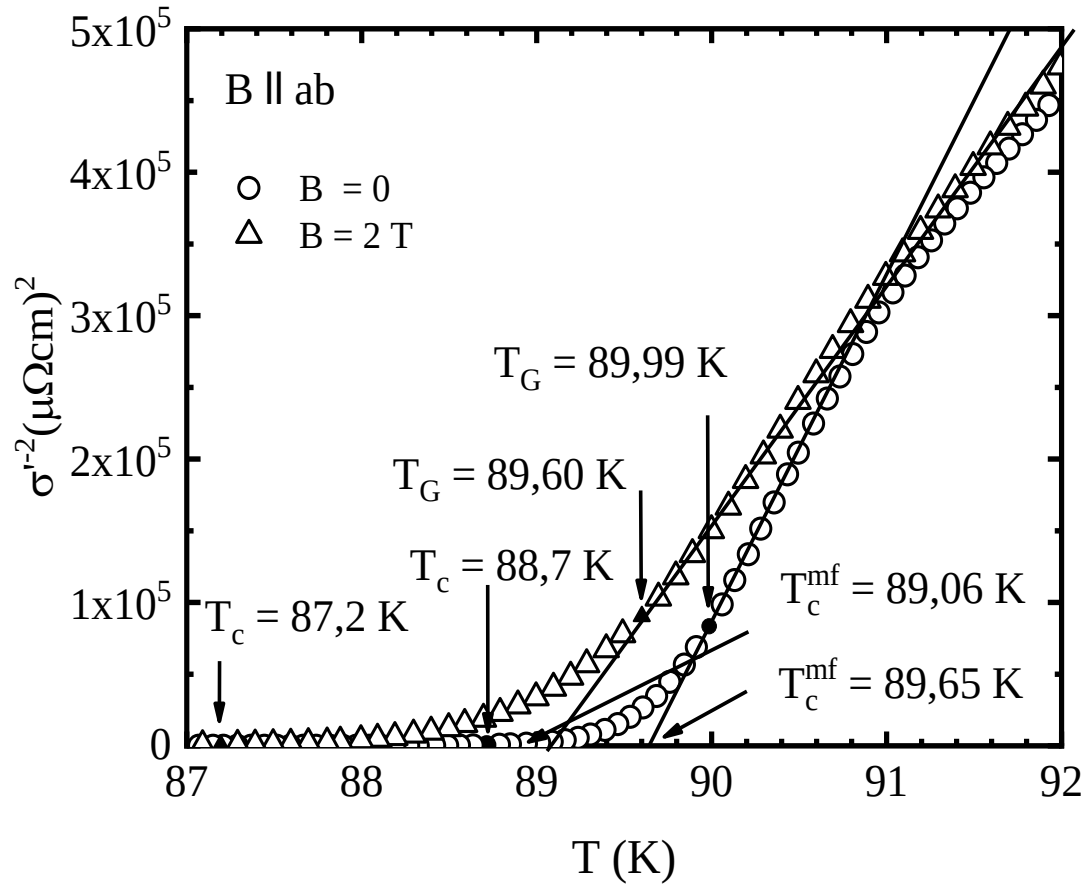


Рисунок 3.4. Залежність $\sigma'^{-2}(T)$ плівки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ у відсутності магнітного поля ($\circ$) і у полі 2 Тл (Δ). Прямі лінії проведені для зручності сприйняття.

Визначивши T_c^{mf} , за Рів. (1.3) знаходимо ε і будуюмо залежність $\ln\sigma'$ від $\ln\varepsilon$ (Рисунок 3.5). На Рисунку 3.5а показана відповідна залежність для зразка у відсутності магнітного поля. Як і очікувалося, поблизу T_c , в інтервалі $T_G—T_0$, ФЛП відмінно апроксимується флуктуаційним внеском АЛ для 3D систем (Рів. 1.2). У подвійних логарифмічних координатах – це пряма (пунктир) з нахилом $\lambda = -1/2$. Як уже згадувалося, це означає, що класична 3D ФЛП завжди

реалізується в ВТНП, коли $T \rightarrow T_c$ і $\xi_c(T) > d$. Вище T_0 ($\ln(\epsilon_0) = -4,28$, Рисунок 3.4) $\xi_c(T) < d$, і це вже не 3D режим. Проте як і раніше $\xi_c(T) > d_{01}$, де $d_{01} \approx 3,5 \text{ \AA}$ – відстань між провідними площинами CuO_2 в YBCO . У зв'язку з цим, аж до температури T_{01} ($\ln(\epsilon_{01}) = -2,16$, Рисунок 3.5) $\xi_c(T)$ пов'язує джозефсонівською взаємодією внутрішні площини CuO_2 . Це режим 2D флуктуацій, який відмінно апроксимується 2D рівнянням Макі-Томпсона теорії Хікамі-Ларкіна (1.4) для ВТНП (суцільна товста крива на Рисунку 3.5).

Вище T_{01} дані відхиляються вниз від теорії (Рисунок 3.5), тобто класичні флуктуаційні теорії не описують експеримент, і 2D режим зберігається до температури T_{01} , яка обмежує зверху область НП флуктуацій $\Delta T_{\text{fl}} = T_{01} - T_G$, і навпаки, T_G обмежує область НП флуктуацій знизу. В результаті нижче T_G , позначеної як $\ln(\epsilon_G)$ на (Рисунок 3.5.а, б), експериментальні точки також відхиляються вниз від теорії (Рисунок 3.5), що передбачає перехід в область критичних флуктуацій або флуктуацій НП параметра порядку Δ_0 безпосередньо поблизу T_c , де $\Delta_0 < kT$.

Тонкі криві на рисунку, побудовані за рівнянням (1.7) Лоуренса-Доніаха (ЛД) [10], в області 2D флуктуацій лежать далеко від експериментальних точок, підтверджуючи відсутність дефектів (перш за все двійникових границь) в плівках.

Зважаючи на те, що $\ln(\epsilon_0) = -4,28$ (Рисунок 3.5), за Рів. (1.5) для плівки без впливу магнітного поля знаходимо: $\xi_c(0) = (1,38 \pm 0,02) \text{ \AA}$, що майже в 1,5 і в 4 рази більше, ніж довжина когерентності вздовж осі c , що отримана для оптимально допованого (ОД) монокристала YBCO без ДГ і з ДГ [9, 11], відповідно. Окрім цього, $\xi_c(T_{01}) = d_{01}$, і, оскільки $\xi_c(0)$ вже визначена за Рів. (1.5), можна знайти d_{01} , використовуючи рівність: $\xi_c(0) = d\sqrt{\epsilon_0} = d_{01}\sqrt{\epsilon_{01}}$. Для зразка без

впливу магнітного поля розрахунки дають $d_{01} = (4,1 \pm 0,2) \text{ \AA}$, що виявляється в відмінній згоді з літературними даними [7, 9].

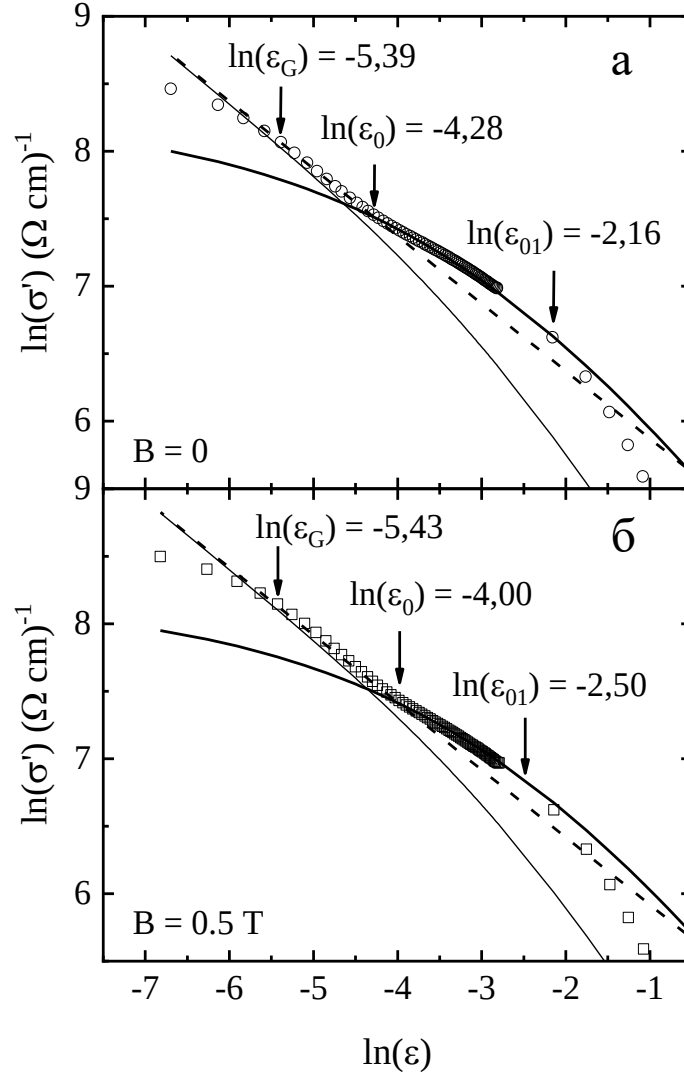


Рисунок 3.5. Верхня панель а. Залежність $\ln \sigma'$ від $\ln \epsilon$ зразка без поля в порівнянні з флуктуаційними теоріями: 3D АЛ (пунктирна лінія), 2D МТ (суцільна товста крива), ЛД (суцільна тонка крива). T_{01} ($\ln \epsilon_{01}$) визначає область НП флуктуацій, T_0 ($\ln \epsilon_0$) – температура 3D-2D кросовера, T_G ($\ln \epsilon_G$) – температура Гінзбурга. Нижня панель б: Та ж залежність для зразка у магнітному полі 0,5 Тл.

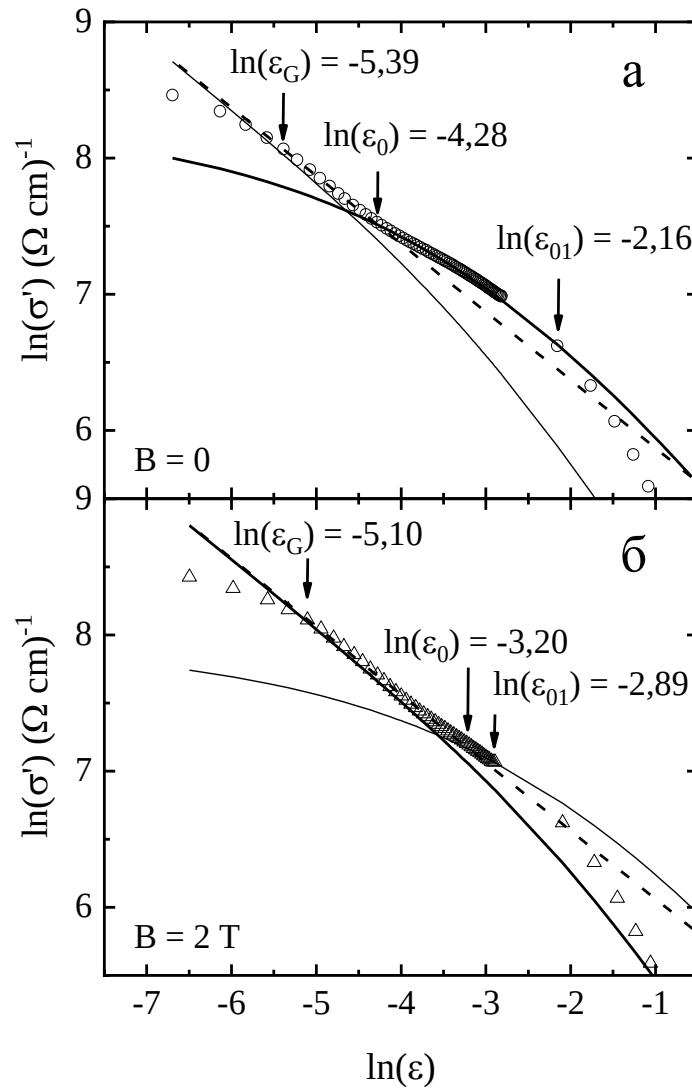


Рисунок 3.6. Верхня панель а. Залежність $\ln\sigma'$ від $\ln\epsilon$ зразка без поля в порівнянні з флуктуаційними теоріями. Нижня панель б: Та ж залежність для зразка у магнітному полі 2 Тл. Видно, що під впливом поля вклад МТ сильно пригнічується, описуючи лише вузький температурний інтервал надлишкової провідності.

На Рисунку 3.5б і Рисунку 3.6б показані залежності $\ln \sigma'$ від $\ln \epsilon$ для магнітних полів 0,5 і 2 Тл, відповідно. Видно (таблиця), що разом зі зменшенням T_c всі характерні температури (крім T_o) також дещо спадають. Відзначимо, що спостережуване зменшення абсолютного значення $\ln \epsilon_0$ означає збільшення $\xi_c(0)$ від 1,38 Å (без поля) до 2,36 Å (2 Тл) (Таблиця), що є в повній згоді з теорією надпровідності, де $\xi \sim 1/T_c$ [14], так як

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

Проте, виміряна в магнітному полі $\xi_c(0)$ демонструє досить незвичайну залежність від критичної температури надпровідного переходу $\xi_c(0)(T_c)$ (Рисунок 3.7, крива 1) і майже в 1,5 рази більше, ніж $\xi_c(0)$ від T_c (Рисунок 3.7, крива 2), розрахована за рівнянням (3.1) при $B = 0$ зі швидкістю Фермі $v_F = 1,16 \cdot 10^5$ м/с і коефіцієнтом пропорційності $K = 0,11$, що було отримано для оптимально допованої плівки з [15] (останній стовпець у табл. 1).

Оскільки формула (3.1) є досить простою, можна зробити висновок, що магнітне поле повинно якимось чином збільшувати v_F .

Таблиця. Параметри аналізу ФЛП плівки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в залежності від прикладених магнітних полів

B (Т)	T_c (К)	T_c^{mf} (К)	T_G (К)	T_o (К)	T_{01} (К)	$\Delta T_f = T_{01} - T_G$ (К)	$\xi_c(0)$ (Å)	$\xi_c(0)_{theory}$ (Å)
0	88,7	89,65	90,06	90,89	100,0	9,9	1,38	1,38
0,5	88,3	89,50	89,89	91,14	96,8	6,9	1,58	1,39
2	87,2	89,06	89,60	92,69	94,0	4,4	2,36	1,40

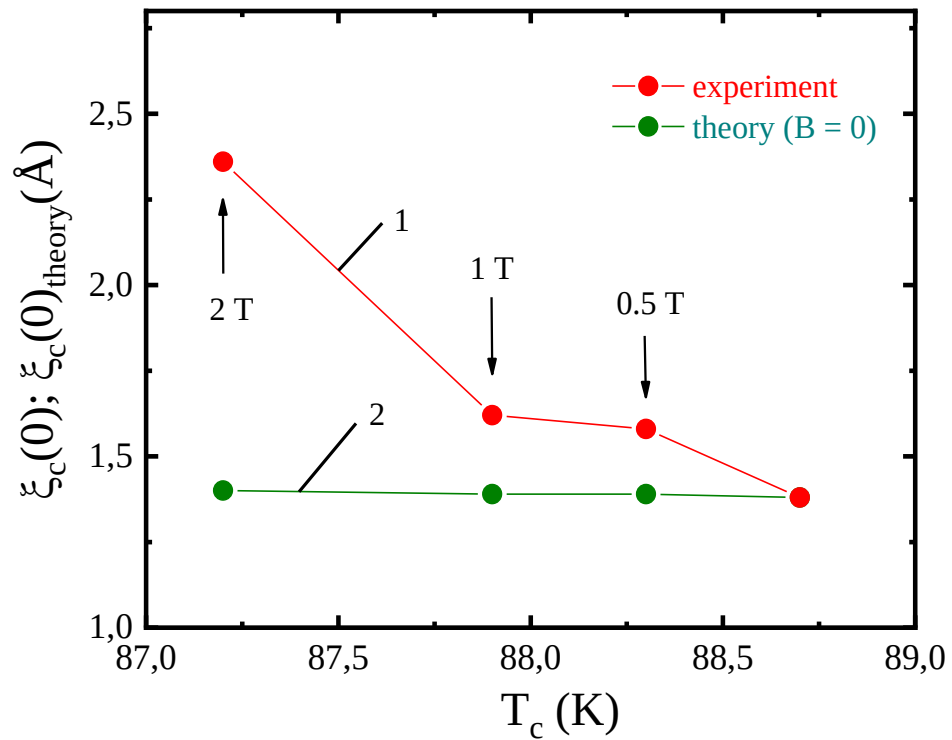


Рисунок 3.7. Температурні залежності $\xi_c(0)$ плівки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (червоні точки з відповідними полями, позначеними стрілками) і теорії $\xi_c(0)$ (зелені точки), розраховані при $B = 0$ за допомогою рівняння (3.1).

Одним із найбільш цікавих результатів роботи є спостереження вище температури кросовера T_0 сильного пригнічення флуктуаційного внеску Макі-Томпсона під впливом магнітного поля 2 Тл в плівках YBCO. Одним із можливих пояснень спостережуваної поведінки є те, що зі збільшенням величини поля, яке прагне упорядкувати спіни носіїв заряду в одному напрямку, флуктуаційним куперівським парам стає все важче спарюватися, про що й свідчить звуження області внеску МТ у надлишкову провідність.

Додаткові дослідження і аналіз магнетоопору в ще більш високих магнітних полях мають доповнити і більш детально пояснити отримані у даній роботі результати.

Висновки

1. Вперше проаналізовано температурну залежність надлишкової провідності під впливом магнітного поля до 2 Тл в напрямі базисної площини ab в плівці $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.
2. Показано, що в міру збільшення магнітного поля опір тонкої плівки вище критичної температури надпровідного переходу залишається незмінним. Під впливом поля резистивний перехід розмивається, а значення T_c зменшується.
3. Вперше показано, що незалежно від магнітного поля, в інтервалі температур від критичної температури надпровідного переходу до температури 3D-2D кросовера надлишкова провідність добре описується флуктуаційним внеском теорії Асламазова - Ларкіна для 3D систем.
4. Вперше за температурою 3D-2D кросовера визначено довжину когерентності вздовж осі c , яка збільшується з 1,38 Å без поля до 2,36 Å у полі 2 Тл.
5. Вперше показано, що інтервал надпровідних флуктуацій поступово зменшується з 9,9 К без поля до 4,4 К у полі 2 Тл, а вище температури 3D-2D кросовера внесок Макі-Томпсона суттєво зменшується під впливом магнітного поля, що може свідчити про потенційну зміну механізму поведінки флуктуаційних куперівських пар під впливом магнітних полів, що перевищують 2 Тл.

Список використаних джерел

1. Cava R. J. Structural chemistry and the local charge picture of copper oxide superconductors / R. J. Cava // Science. – 1990. – V. 243, № 4943. – P. 656 - 662.
2. Омельченко Л. В. «Надлишкова провідність в купратних високотемпературних надпровідниках $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re}=\text{Y}, \text{Pr}$)» / Л. В. Омельченко // Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук (доктора філософії) – 2017. – с. 120 (адреса доступу https://ilt.kharkov.ua/bvi/structure/theses/dis_Omelchenko.pdf).
3. Stojkovic B. P. 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.
4. Solovjov A.L. Superconductors - Materials, Properties and Applications. Chapter 7: Pseudogap and local pairs in high- T_c superconductors, Ed. A.M. Gabovich / Solovjov A. L. // Rijeka. - 2012. - P. 137.
5. Specific temperature dependence of pseudogap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nanolayers / Solovjov A.L., Omelchenko L.V., Stepanov V.B., Vovk R.V., Habermeier H.-U., Przyszlupski P. and Rogacki K. // Phys.Rev.B. – 2016. – V. 94. №22. – P. 224505 (1-11).
6. Aslamazov L.G. and Larkin A. L. 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.
7. Hydrostatic-pressure effect on the pseudogap in slightly doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals / Solovjov A.L., Omelchenko L.V., Vovk R.V., Dobrovolskiy O.V., Nasyrov Z.F., Kamchatnaya S.N., Sergeyev D. M. // Physica B. – 2016. – V. 493. – P. 58 – 67.

8. Hikami S. and Larkin A.I. Magnetoresistance of high temperature superconductors / S. Hikami and A.I. Larkin // *Mod. Phys. Lett. B.* – 1988. – V.2, № 5. – P. 693 – 698.
9. Peculiarities of pseudogap in $\text{Y}_{0.95}\text{Pr}_{0.05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals under pressure up to 1.7 GPa / Solovjov, A. L. *et al.* // *Scientific Reports* **9**, 20424 (2019).
10. Lawrence W. E. Theory of layer structure superconductor / W. E. Lawrence and S. Doniach // in *Proceedings of the 12th International Conference on Low-Temperature Physics*, E. Kanda, Ed., 1971: book of abstracts. – Japan, Keigaku, Tokyo, 1971. – P.361.
11. Vovk, R. V. & Solovjov, A. L. / Electric transport and pseudogap in high-temperature superconducting compounds of system 1-2-3 under conditions of all-round compression. // *Low Temp. Phys.* 44, 111–153 (2018).
12. Sugawa J, Iwasaki H., Kobayashi N., Yamane H. and Hirai T. Fluctuation conductivity of a c-axis-oriented $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ film prepared by chemical vapor deposition. *Phys.Rev.B.* – 1992. – V. 46. №22. – P. 14818- 14822.
13. Pressure studies on the pseudogap and critical temperatures of a high- T_c superconductor / E. V. L. de Mello, M. T. D. Orlando, J. L. González, E. S. Caixeiro, and E. Baggio-Saitovich // *Phys. Rev. B.* – 2002. – V.66, №9 – P. 092504.
14. De Gennes P.G. Superconductivity of metals and alloys / P.G. De Gennes // W. A. Benjamin, Inc., New York – Amsterdam. – 1996. – P. 280.
15. Solovjov A. L. Fluctuation conductivity and pseudogap in YBCO high-temperature superconductors (Review) / A.L. Solovjov, V.M. Dmitriev // *Low Temp. Phys.* 35, – 2009. – V. 35, № 3 – P. 169–197.