

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-03>

UDC 539.374+669.715, 538.945.2

PACS numbers: 74.72.-h, 61.72.Mm, 74.25.F-

МАГНІТООПІР МОНОКРИСТАЛІВ $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ З СИСТЕМОЮ ОДНОСПРЯМОВАНИХ ПЛОЩИННИХ ДЕФЕКТІВ

В. Ю. Гресь¹ , М. В. Коробков¹, Л. О. Пащенко¹ , О. Ю. Врагов¹ ,
А. О. Комісаров¹, В. О. Ковригин¹, М. М. Іноземцев¹ , О. Г. Чепурін¹ ,
Д. Ф. Ярчук¹ , Г. Я. Хаджай¹ , В. Ф. Коршак¹ , Р. В. Вовк^{1,2,3} 

¹Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, 61022 Харків, Україна

²Інститут фізики твердого тіла, матеріалознавства та технологій

НАН України, вул. Академічна, 1, 61108 Харків, Україна

³Український державний університет залізничного транспорту, площа Фейєрбаха, 7, 61050 Харків, Україна.

E-mail: gkhadjai@gmail.com

Надійшла до редакції 07 квітня 2025 р. Переглянуто 11 травня 2025 р.

Прийнято до друку 15 травня 2025 р.

У роботі проведено електрорезистивні дослідження в умовах впливу постійного магнітного поля до 12.7 кОе при орієнтації вектора магнітного поля $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ і $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ на різні режими провідності монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ ($z \leq 0.5$) з односпрямованою системою двійникових меж (ДМ) при геометрії протікання транспортного струму $I \parallel$ ДМ, коли вплив двійників на процеси розсіювання носіїв струму мінімізований. Встановлено, що двійникові межі в монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ ($z \leq 0.5$) є ефективними розсіювачами флуктуаційних носіїв. Відхилення від лінійності температурних залежностей питомого електричного опору у базовій ab -площині, $\rho_{ab}(T)$, в інтервалі $T_c < T < 1.35 T_c$ може бути задовільно пояснено в межах теорії флуктуаційної провідності (ФП). При цьому безпосередньо поблизу критичної температури T_c флуктуаційна провідність добре описується тривимірною моделлю Асламазова – Ларкіна. Прикладення магнітного поля призводить до суттєвого звуження температурного інтервалу існування тривимірних надпровідних флуктуацій. Немонотонна залежність довжини когерентності вздовж осі c при $T \rightarrow 0$, $\xi_c(0)$, від магнітного поля, ймовірно, може бути пов'язаною з придушенням надлишкової флуктуаційної провідності в області слабких магнітних полів. Відсутність «віялоподібного» розширення резистивних переходів у магнітному полі, характерного для бездомішкових зразків $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, обумовлена пригніченням фазового переходу до стану незапіннігрованої вихрової рідини внаслідок посилення піннінгу вихрової ґратки на двійникових межах.

Ключові слова: монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, надлишкова провідність, піннінг, магнітоопір, двійникові межі, кросовер.

Як цитувати: В. Ю. Гресь, М. В. Коробков, Л. О. Пащенко, О. Ю. Врагов, А. О. Комісаров, В. О. Ковригин, М. М. Іноземцев, О. Г. Чепурін, Д. Ф. Ярчук, Г. Я. Хаджай, В. Ф. Коршак, Р. В. Вовк. Магнітоопір монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ з системою односпрямованих площинних дефектів. Вісник ХНУ імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 42, 2025, 27–36. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-03>

In cites: V. Yu. Gres', M. V. Korobkov, L. O. Pashchenko, A. Yu. Vragov, A. O. Komisarov, V. O. Kovrygin, M. M. Inozemtsev, O. G. Chepurin, D. F. Yarchuk, G. Ya. Khadzhai, V. F. Korshak, R. V. Vovk. Magnetoresistance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with a system of unidirect planar defects. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 42, 2025, 27–36. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-20250-42-03> (in Ukrainian).

ВСТУП

Добре відомо, що електротransпортні властивості анізотропного високотемпературного надпровідника (ВТНП) YBaCuO істотно залежать від вмісту домішок [1, 2, 3]. При цьому мала довжина когерентності і велика глибина проникнення призводять до того, що піннінг Абрикосівських вихорів виявляється ефективним у тому числі і на дрібномасштабних точкових дефектах [4]. Легування елементами, що заміщують атоми міді в площинах Cu-O , як правило, призводить до зменшення критичних параметрів і погіршення електропровідності [1, 2, 3]. Так, наприклад, легування алюмінієм призводить до зменшення критичної температури T_c і другого критичного поля (H_{c2}) [1]. Однією з особливостей легованих алюмінієм монокристалів є відсутність, так званого, «віялоподібного» розширення резистивних переходів у магнітному полі, яке завжди спостерігається в чистих зразках YBaCuO [4, 5, 6, 7]. Як наслідок цього, відбувається зміна режиму флуктуаційної провідності, який реалізується в цих сполуках при температурах близьких до критичної $T \geq T_c$. Слід також зазначити, що додатковим джерелом анізотропії в монокристалах YBaCuO є наявність меж двійникування [8, 9], вплив яких на транспортні властивості в нормальному стані недостатньо вивчено, що пов'язано з експериментальними труднощами, які виникають при визначенні внеску цих дефектів. Ця анізотропія проявляється у вигляді максимуму критичного струму поблизу орієнтації $H \parallel \text{ДМ}$ [5, 7], причина появи якого до теперішнього часу остаточно не встановлена. З'ясування механізму виникнення цього явища становить інтерес як з наукової, так і з прикладної точок зору.

З урахуванням вищесказаного, у цій роботі були проведені електрорезистивні дослідження в умовах впливу постійного магнітного поля до 12.7 кОе при орієнтації вектора магнітного поля $H \perp c$ і $H \parallel c$ на різні режими провідності $\text{YBa}_{2}\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ ($z \leq 0.5$) монокристалів з односпрямованою системою ДМ при геометрії протікання транспортного струму $I \parallel \text{ДМ}$, коли вплив двійників на процеси розсіювання носіїв струму мінімізовано.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИКИ

Монокристали $\text{YBa}_{2}\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ вирощували розчин-розплавним методом у золотому тиглі при слабкому градієнті температури вздовж тигля [2, 3]. Цей метод дозволяє вирощувати кристали розмірами до $5 \times 5 \text{ мм}^2$ в ab -площині і товщиною 0.02–0.05 мм. Для отримання монокристалів з добавкою алюмінію у вихідну шихту додавали 0.2 мас.% Al_2O_3 . Як вихідний компонент використовували сполуки Y_2O_3 , BaCO_3 , CuO , Al_2O_3 (всі марки ОСЧ). Насичення кристалів

киснем здійснювали за допомогою відпалу в потоці кисню при температурі 430 °С протягом трьох діб. Для резистивних досліджень відбирали тонкі кристали з проникаючими ДМ, у яких були області з односпрямованими ДМ розміром $0.5 \times 0.5 \text{ мм}^2$. Це дозволяло вирізати з таких монокристалів містки з односпрямованими ДМ шириною 0.2 мм і відстанню між потенційними контактами 0.3 мм. Двійникові межі всередині містка були орієнтовані в одному напрямку. При цьому місток вирізали таким чином, щоб вектор транспортного струму I_{ab} був паралельний площинам двійників, як це схематично показано на відповідних вставках до рис. 1. Електричні контакти створювали нанесенням срібної пасти на поверхню кристалів з подальшим підключенням срібних провідників і тригодинним відпалом при температурі 200 °С в атмосфері кисню. Провідники для струмових контактів виготовляли з фольги товщиною 0.1 мм і шириною 2 мм, а для потенційних контактів використовували дріт діаметром 0.05 мм. Така технологія дозволяла отримувати малий перехідний опір електричних контактів і проводити резистивні вимірювання при транспортних струмах до 1 А без омичного перегріву струмових контактів.

Вимірювання електроопору і вольт-амперних характеристик (ВАХ) проводили на постійному струмі. Магнітне поле до 12.7 кОе створювали електромагнітом. Обертанням магніту можна було змінювати орієнтацію поля відносно кристала. Точність орієнтації поля щодо зразка не гірше 0.2° . Місток монтували у вимірювальному осередку таким чином, щоб вектор поля H завжди був перпендикулярний вектору транспортного струму. Точність вимірювання температури 0.005 К, стабільність температури при вимірюваннях ВАХ не гірше 0.01 К.

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Порівняльний аналіз резистивних характеристик $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та $\text{Ba}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ монокристалів у нульовому магнітному полі був проведений нами в [2, 3]. Температурні залежності питомого електроопору в ab -площині, $\rho_{ab}(T)$, в магнітних полях до 12.7 кЕ при орієнтації вектора поля $H \parallel c$ та $H \perp c$ представлено на рис. 1(1 та 2) та на рис. 2(1 та 2), відповідно.

На рис. 1 пунктирними лініями показано екстраполяції лінійних ділянок експериментальних залежностей $\rho_{ab}(T)$ на область більш низьких температур. На вставках (а) на цьому рисунку показано схематичні зображення геометрії експерименту. Вставки (б) та (с) – переходи в надпровідний стан в координатах $\rho_{ab} - T$ та $d\rho_{ab}/dT - T$, відповідно.

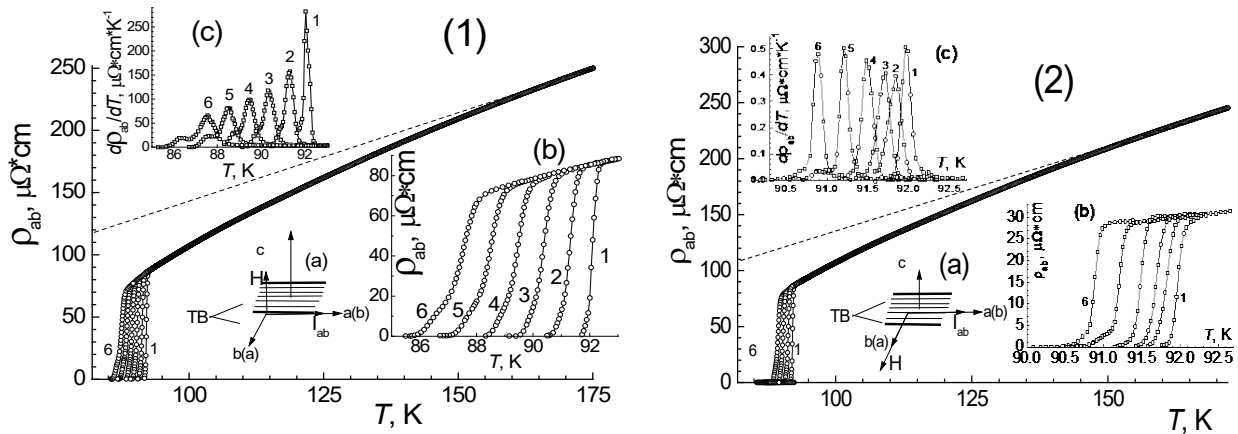


Рис. 1. Температурні залежності електроопору $\rho_{ab}(T)$ монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ при орієнтації вектора поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (1) і $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ (2) для H , kOe: 0; 1.9; 4.5; 7.3; 10; 12.7 – криві 1–6 відповідно. Пунктирні лінії – екстраполяції лінійних ділянок експериментальної залежності $\rho_{ab}(T)$. Вставки: (а) – схематичне зображення геометрії експерименту; (б) та (с) – переходи у надпровідний стан в координатах $\rho_{ab} - T$ та $d\rho_{ab}/dT - T$, відповідно. Нумерація кривих на вставках відповідає нумерації на рисунку 1.

Fig. 1. Temperature storage of the electrical support $\rho_{ab}(T)$ of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ single crystal with the orientation of the field vector $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (1) and $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ (2) for H , kOe: 0; 1.9; 4.5; 7.3; 10; 12.7 – curves 1–6 in line. Dashed lines are extrapolations of linear sections of the experimental dependence $\rho_{ab}(T)$. Insets: (a) – schematic representation of the experimental geometry; (b) and (c) – transitions to the superconducting state in the coordinates $\rho_{ab} - T$ and $d\rho_{ab}/dT - T$, respectively. The numbering of the curves in the inserts corresponds to the numbering in the figure.

На рис. 2 у координатах $\left[\frac{-d(\ln \Delta \sigma)}{dT}\right]^{-1} - T$ показано переходи у надпровідний стан монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (1) та $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ (2). На вставці на рис. 2(1) у цих же координатах наведено низькотемпературну ділянку надпровідного переходу, що відбувається за умови $H = 7.3$ кЕ. Пунктирними лініями на рис. 2 і на вставці показано екстраполяцію ділянок, відповідних різним ФП-режимам.

Резистивні переходи в надпровідний стан тих самих зразків в координатах $\ln \rho_{ab} - T$ і $d\rho_{ab}/dT - T$ показані на рис. 1(1 та 2), вставки b та c.

Критична температура кристала в нульовому магнітному полі, визначена по максимуму на залежності $d\rho_{ab}(T)/dT$ в області резистивного переходу в надпровідний стан [2], дорівнювала 92.1 К при ширині переходу $\Delta T_c \leq 0.5$ К. Питомий електроопір в ab -площині при кімнатній температурі становив близько 420 мкОм·см. Згідно з літературними даними, високі значення критичної температури $T_c \approx 92$ К відповідають концентрації алюмінію в кристалі $z \leq 0.05$ [10] і вмісту кисню $\delta \leq 0.1$ [11]. Водночас, вузька ширина переходу в надпровідний стан $\Delta T_c \leq 0.5$ К свідчить про рівномірний розподіл кисню і Al в об'ємі кристала.

Як видно з рис. 1, при зниженні температури від 300 К до 200 К $\rho_{ab}(T)$ зменшується фактично лінійно, що вказує на квазіметалеву поведінку провідності в цьому температурному інтервалі. Водночас магнітне поле, при обох орієнтаціях, практично не впливає на поведінку залежностей $\rho_{ab}(T)$ при $T \geq 1.1 T_c$, що узгоджується з літературними даними для зразків YBaCuO , отриманих з вимірювань магнітоопору [12]. Вплив магнітного поля зводиться в основному до зміщення вниз за температурою резистивного переходу в надпровідний стан та відповідного зниження T_c (вставки (b) та (c), рис. 1(1 та 2)), про що більш докладно буде сказано нижче. У той же час, при температурах $T_c < T < 200$ К спостерігається відхилення $\rho_{ab}(T)$ від лінійної залежності, що свідчить про появу деякої надлишкової провідності, температурна залежність якої зазвичай визначається як різниця:

$$\Delta \sigma = \sigma - \sigma_0, \quad (1)$$

де $\sigma_0 = \rho_0^{-1} = (A + BT)^{-1}$ – провідність, отримана з екстраполяції високотемпературної лінійної ділянки $\rho_{ab}(T)$ в нульове значення температури, а $\sigma = \rho^{-1}$ – експериментально вимірюване значення провідності у нормальному стані.

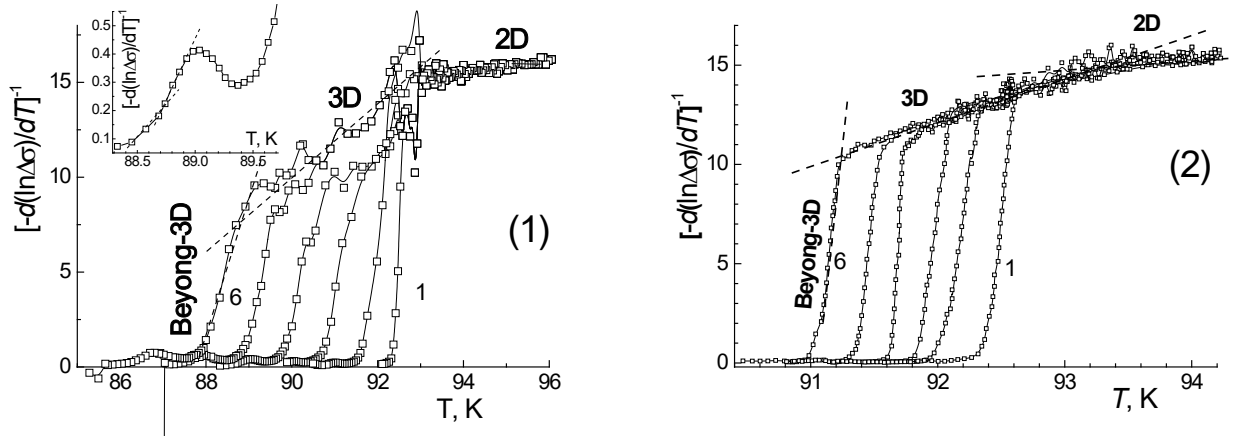


Рис. 2. Переходи в надпровідний стан монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (1) та $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ (2) для H , кОе: 0; 1.9; 4.5; 7.3; 10; 12.7 – криві 1–6, відповідно, в координатах $\left[\frac{-d(\ln\Delta\sigma)}{dT}\right]^{-1} - T$. Вставка у рис. 2(1) – низькотемпературна ділянка надпровідного переходу у таких координатах при $H = 7.3$ кОе. Пунктирні лінії на рисунку та вставці – екстраполяція ділянок, відповідних різним ФП-режимам.

Fig. 2. Transitions to the superconducting state of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ single crystal with $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (1) and $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ (2) for H , kOe: 0; 1.9; 4.5; 7.3; 10; 12.7 – curves 1–6, respectively, in the coordinates $\left[\frac{-d(\ln\Delta\sigma)}{dT}\right]^{-1} - T$. The inset in Fig. 2(1) is the low-temperature region of the superconducting transition in these coordinates at $H = 7.3$ kOe. The dashed lines in the figure and inset are extrapolations of the regions corresponding to different FC regimes.

З теорії [13] відомо, що поблизу T_c $\Delta\sigma$ обумовлена процесами флуктуаційного спаровування носіїв і в загальному вигляді, залежно від розмірності системи, визначається ступеневою залежністю виду:

$$\Delta\sigma_D = A_D \varepsilon^{-\alpha}, \quad (2)$$

де A_D – деяка константа, а $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$ – приведена температура. При цьому ступеневий показник α , згідно з [13, 14, 15], визначається як $\alpha = 2 - D/2$, де D – розмірність системи. Зокрема при $T > T_c$ для двовимірного (2D) і тривимірного (3D) випадків температурна залежність $\Delta\sigma$ визначається ступеневими співвідношеннями

$$\Delta\sigma_{2D} = A_{2D} \varepsilon^{-1}, \quad (3)$$

$$\Delta\sigma_{3D} = A_{3D} \varepsilon^{-1/2}, \quad (4)$$

де $A_{3D} = \frac{e^2}{16\hbar d}$ та $A_{3D} = \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)}$; ξ_c – довжина когерентності вздовж осі c при $T \rightarrow 0$, d – характерний розмір двовимірного шару.

Таким чином, розрахувавши з експериментальних даних величину $\left[\frac{-d(\ln\Delta\sigma)}{dT}\right]^{-1} = \alpha^{-1}(T - T_c)$, згідно з методикою, запропонованою в [14] і розвиненою в

[15], ми можемо по куту нахилу кривих у відповідних координатах визначити розмірність флуктуаційної підсистеми та характер розсіювання флуктуаційних носіїв [13] на різних температурних інтервалах. На рис. 2 показано надпровідні переходи монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ в координатах $\left[\frac{-d(\ln\Delta\sigma)}{dT}\right]^{-1} - T$, отримані при різних величині магнітного поля.

Як видно з рис. 2, при обох орієнтаціях магнітного поля, безпосередньо поблизу T_c експериментальні криві характеризуються наявністю двох чітко виражених ділянок з різними кутами нахилу, які, очевидно, відповідають, так званому, Beyond-3D та 3D режимам [15] з $\alpha \approx 0.17$ і $\alpha \approx 0.5$, відповідно. При подальшому віддаленні від T_c у бік високих температур відбувається подальше збільшення абсолютного значення α , що може свідчити про реалізацію в системі 3D-2D кросовера, про що більш докладно буде сказано нижче.

Друга особливість отриманих залежностей – практично еквідистантне зміщення ділянок кривих, відповідних безпосередньо НП-переходу, вниз за температурою з ростом величини прикладеного магнітного поля. При цьому при геометрії експерименту $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ спостерігалася незначне розширення експериментальних кривих, а в разі $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ розмиття не спостерігалася взагалі. Як зазначалося вище, подібний ефект спостерігається тільки в разі

легованих алюмінієм зразків [1] на відміну від усіх інших сполук системи 1-2-3, яким властиво яскраво виражене «віялоподібне» розширення НП-переходів у магнітному полі [5–7].

На рис. 3 показані залежності $T_c(H)$, отримані для наших експериментальних кривих і визначені по максимуму похідної $d\rho/dT(T)$ в області НП-переходу [2]. Видно, що T_c монотонно знижується з ростом магнітного поля.

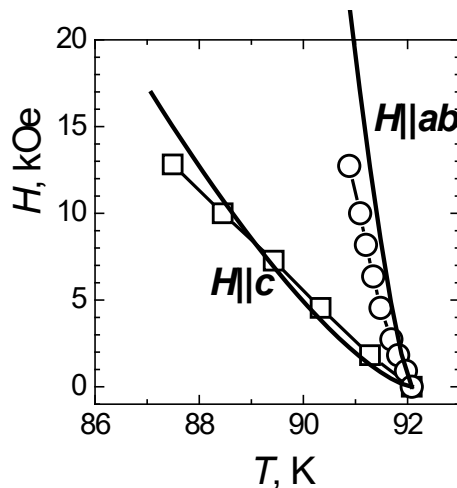


Рис. 3. Температурні залежності другого критичного поля для його паралельної і перпендикулярної орієнтацій щодо базисної площини. Суцільні лінії – розрахунок для тієї самої геометрії експерименту, проведений згідно з [16].

Fig.3. Temperature dependences of the second critical field for its parallel and perpendicular orientations relative to the base plane. Solid lines are calculations for the same experimental geometry, performed according to [16].

Як відомо, характерною особливістю сполук системи 1-2-3 є сильна нелінійність вольт-амперних характеристик аж до деякої лінії $T_M(H)$, що відповідає переходу зі стану незапіннігрованої вихрової рідини, що відчуває в'язка течія під дією сили Лоренца, у стан запіннігваного вихрового скла [16]. Згідно з [16] лінія цього переходу при орієнтаціях магнітного поля $H \parallel c$ і $H \perp c$ у разі бездвійникових зразків визначається співвідношеннями $H_M^{\parallel}(T) = 103(1 - T/T_c)^{1.41}$ та $H_M^{\perp}(T) = 842(1 - T/T_c)^{1.37}$ відповідно.

Як видно з рис. 3, у нашому випадку ці лінії (суцільна крива) розташовані частково ($H \parallel c$) або повністю ($H \perp c$) вище наших експериментальних залежностей, що може свідчити про відсутність фази незапіннігваної вихрової рідини в наших зразках. Це, в свою чергу, може бути причиною відсутності

відповідного розширення резистивних переходів у магнітному полі. Важливу роль тут може грати наявність в наших зразках розвиненої системи ДМ, які є досить сильними центрами піннінгу. На користь останнього припущення свідчить і третя важлива особливість наших експериментальних кривих – наявність додаткового максимуму на низькотемпературних ділянках залежностей $\left[\frac{-d(\ln \Delta \sigma)}{dT} \right]^{-1} - T$ при $H \parallel c$, який відсутній у нульовому магнітному полі і найбільш чітко проявляється в сильних магнітних полях. Збільшену ділянку кривої з таким максимумом, отриманої в магнітному полі 7.3 kOe, показано на вставці до рис. 2. Видно, що в області температур нижче точки максимуму наша залежність характеризується кутами нахилу $\alpha \approx 1.27$ та $\alpha \approx 2.2$ відповідно. Останнє значення, згідно з теорією [17], відповідає паракогерентному переходу на міжзеренних та міждоменних межах і часто спостерігається в різних класах надпровідних сполук [15, 17]. У нашому випадку роль таких меж можуть грати ДМ. Важливу роль при цьому може грати наявність домішок. Як відомо з літератури [18, 19], домішки тривалентних іонів є центрами дефектоутворення і при підвищеній густині дефектів період доменної двійникової структури зменшується. Наслідком цього є перекриття близьких мікродвійників і формування твідової структури [18, 19]. Як показали металографічні дослідження [19], у наших кристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-y}\text{Al}_y\text{O}_{7-\delta}$ «твідова» структура не спостерігалася, що, ймовірно, пов'язано з малою концентрацією Al. Водночас міждвійникова відстань була в два-три рази меншою, ніж в чистих кристалах. Очевидно, що в нашому випадку причиною цього міг бути вплив домішкових атомів алюмінію, що має значно менший іонний радіус у порівнянні з міддю. Крім цього атом алюмінію в позиції (000) може утворювати характерне для нього октаедричне оточення з атомів кисню.

Слід зазначити, що при геометрії експерименту $H \perp c$ подібні особливості, у вигляді додаткового максимуму, практично не виявлялися при слабких магнітних полях і були значно менш яскраво виражені в області максимальних магнітних полів (рис. 2). Подібні відмінності, ймовірно, можуть бути наслідком специфічного механізму піннінгу надпровідних флуктуацій. При цьому у разі $H \perp c$ сила Лоренца, що діє на флуктуаційні носії, $F_L \sim [j \times H]$, направлена уздовж двійникових меж ($F_L \parallel \text{ДМ}$), а в разі $H \parallel c$, відповідно, поперек ($F_L \perp \text{ДМ}$), що, в свою чергу, обумовлює в кілька разів більш підвищену силу піннінгу надпровідних флуктуацій у другому випадку в порівнянні з першим. Останнє припущення

підтверджує немонотонна поведінка польової залежності $\xi_c(H)$, що спостерігається в разі $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$.

Як було показано в роботі [20], загальний вираз для флуктуаційної паропровідності в магнітному полі $\Delta\sigma(T, H)$ шаруватих надпровідників у магнітному полі може бути записаний у вигляді:

$$\Delta\sigma(T, H) = \Delta\sigma_{AL}(T, H) + \Delta\sigma_{MT}(T, H), \quad (5)$$

де

$$\Delta\sigma_{AL}(T, H) = \frac{e^2}{16\hbar d \varepsilon} \left\{ \frac{1}{(1+2\alpha)^{1/2}} - \frac{(2+4\alpha+3\alpha^2)b^2}{4(1+2\alpha)^{5/2}\varepsilon^2} \right\} \quad (6)$$

– флуктуаційна провідність Асламазова – Ларкіна [13];

$$\Delta\sigma_{MT}(T, H) = \frac{e^2}{8\hbar d(1-\alpha/\delta)\varepsilon} \left\{ \ln \left(\frac{\delta(1+\alpha)+\sqrt{1+2\alpha}}{\alpha(1+\delta)+\sqrt{1+2\delta}} \right) - \left[\frac{\delta^2}{\alpha^2} \frac{1+\delta}{(1+2\delta)^{3/2}} - \frac{1+\alpha}{(1+2\alpha)^{3/2}} \right] \frac{b^2}{6\varepsilon} \right\} \quad (7)$$

– флуктуаційна провідність Макі – Томпсона, обумовлена взаємодією неспарених носіїв струму з флуктуаційними куперівськими парами [21];

$$\alpha = 2\zeta_c^2(0)/d^2\varepsilon; \quad b = 2e\zeta_c^2(0)/\hbar H;$$

$$\delta = (16/\pi)(\zeta_c^2(0)/d^2)(kT\tau_\varphi/\hbar);$$

$\xi_{ab}(0)$ – довжина когерентності в базисній площині, а τ_φ – характерний час збою параметра порядку. Інші позначення ті самі, що і в (3), (4).

Прийнявши $\xi_c(0) \approx 2.5 \text{ \AA}$, $d \approx 11.7 \text{ \AA}$ [22], $\tau_\varphi \approx \hbar/2k_B T_c$, можна оцінити еволюцію відносного внеску кожного з доданків у рівнянні (5) $\Delta\sigma_{AL}/\Delta\sigma_{MT}$ в міру віддалення вгору за температурою від точки переходу в надпровідний стан у нульовому магнітному полі, як це було запропоновано в [23]. Аналіз виразів (6) і (7) показує, що хоча в інтервалі температур $T_c < T < 1.25 T_c$ компонента $\Delta\sigma_{MT}(T, H=0)$ у порівнянні з $\Delta\sigma_{AL}(T, H=0)$ значно слабше залежить від температури, відношення $\Delta\sigma_{AL}/\Delta\sigma_{MT}$ зменшується більш ніж удвічі (від приблизно 4 до 1.7) у міру зростання температури від $1.005 T_c$ до $1.25 T_c$. Це, в зростання температури від $1.005 T_c$ до $1.25 T_c$. Це, в свою чергу, може вказувати на значне зростання інтенсивності розсіювання флуктуаційних пар.

Слід також зазначити, що, як показав аналіз, усі отримані залежності $\Delta\sigma(T, H)$ в інтервалі $(1.1-1.15)T_c$ задовільно апроксимуються залежністю виду (3), що відповідає двовимірному випадку (вставка до рис. 4), тоді як при $T < 1.05 T_c$ поведінка $\Delta\sigma(T, H)$ добре відповідає залежності (4) для тривимірного випадку.

Цього разу, визначивши значення ε_0 в точці 2D-3D кросовера $\xi_c(0)\varepsilon_0^{-1/2} = d/2$ при перетині двох прямих,

що відповідають показникам ступеня -0.5 та -1 на залежностях $\left[\frac{-d(\ln\Delta\sigma)}{dT} \right]^{-1} - T$, а також використовуючи літературні дані про залежність міжплощинної відстані від δ [22] ($d \approx 11.7 \text{ \AA}$), можна обчислити значення $\xi_c(0)$.

На рис. 4 представлено польові залежності $\xi_c(0, H)$ для обох орієнтацій магнітного поля і критичного струму J_c за орієнтації магнітного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. На вставці показано температурні залежності надлишкової провідності в аб-площині в координатах $\ln\Delta\sigma - \ln\varepsilon$ при різних значеннях магнітного поля за орієнтації $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Позначення кривих на вставці відповідає позначенням на рис. 1. Пунктирними лініями на вставці показана апроксимація експериментальних залежностей прямими з кутом нахилу $\text{tg}\alpha_1 \approx -0.5$ (3D-режим) і $\text{tg}\alpha_1 \approx -1.0$ (2D-режим). Стрілками показано точки 2D-3D кросовера.

З рис. 4 видно, що при орієнтації $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ крива $\xi_c(0, H)$ характеризується яскраво вираженим максимумом в області магнітних полів $H \approx 2 \text{ kOe}$. Водночас, при орієнтації $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ аналогічна крива плавно спадає з ростом магнітного поля. Тут слід зазначити, що подібна особливість, яка виявляється у вигляді немонотонної залежності критичного струму J_c від магнітного поля (пик-ефект), часто спостерігається в ВТНП-системах при паралельній орієнтації магнітного поля як наслідок специфічного механізму піннінгу вихрової матерії [24, 25]. Кривою з колами на рис. 4 показано польову залежність $J_c(H)$ при орієнтації магнітного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, яку ми отримували шляхом визначення критичного струму за рівнем падіння напруги на вольт-амперних характеристиках за методикою [5, 7]. При цьому видно, що положення характерного максимуму на залежностях $J_c(H)$ добре корелює з випадком $\xi_c(0, H)$. Згідно з [25], однією з можливих причин появи пик-ефекту може служити наявність у зразку дефіцитної за киснем або іншої фази, що переходить у нормальний стан при збільшенні магнітного поля.

У нашому випадку роль такої фази можуть грати ДМ, які (як дефекти більш високої розмірності) можуть служити ефективними центрами стоку кисневих вакансій [9, 26, 27] і, відповідно, мати більш низький (у порівнянні з рештою об'єму зразка) вміст кисню. Припущення про присутність фази зі зниженою T_c підтверджується наявністю ступінчастої форми резистивних переходів і невеликого додаткового максимуму на залежностях $d\rho_{ab}(T)/dT$ (вставки (b) і (c) до рис. 1) спостережуваних при орієнтації $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, який стає найбільш яскраво вираженим при максимальних значеннях магнітного поля. При цьому експерименти з

декорування вихрової структури [27] дійсно показують, що густина вихорів на ДМ підвищена в порівнянні з їх густиною в об'ємі надпровідника, що свідчить про придушення на ДМ параметра порядку.

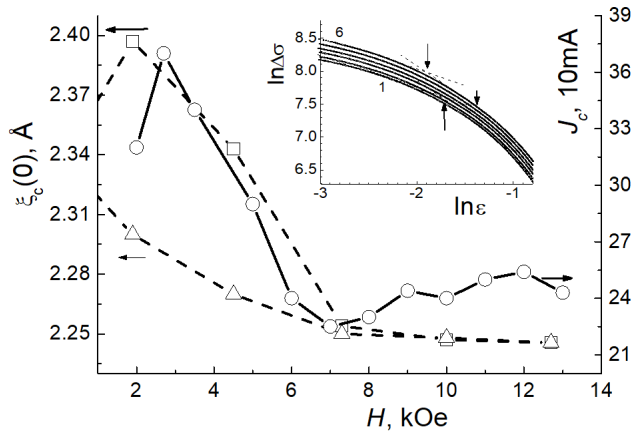


Рис. 4. Польові залежності $\xi_c(0, H)$ при орієнтації магнітного поля $H \parallel c$ та $H \perp c$ (квадрати та трикутники відповідно) і критичного струму J_c при орієнтації магнітного поля $H \parallel c$ (кола). Вставка – температурна залежність надлишкової провідності в аб-площині в координатах $\ln\Delta\sigma - \ln\varepsilon$ при різних значеннях магнітного поля з орієнтацією $H \parallel c$. Позначення кривих на вставці відповідає позначенням на рис.1. Пунктирні лінії на вставці – апроксимація експериментальних залежностей прямими з $\text{tg}\alpha_1 \approx -0.5$ (3D - режим) і $\text{tg}\alpha_1 \approx -1.0$ (2D - режим). Стрілки показують точки 2D-3D кросовера.

Fig. 4. Field dependences $\xi_c(0, H)$ at the orientation of the magnetic field $H \parallel c$ and $H \perp c$ (squares and triangles, respectively) and the critical current J_c at the orientation of the magnetic field $H \parallel c$ (circles). The inset is the temperature dependence of the excess conductivity in the ab-plane in the coordinates $\ln\Delta\sigma - \ln\varepsilon$ at different values of the magnetic field with the orientation $H \parallel c$. The designation of the curves in the inset corresponds to the designations in Fig. 1. The dashed lines in the inset are approximations of the experimental dependences by straight lines with $\text{tg}\alpha_1 \approx -0.5$ (3D-mode) and $\text{tg}\alpha_1 \approx -1.0$ (2D-mode). The arrows show the points of the 2D-3D crossover.

У нашому випадку, ймовірно, ця особливість може бути пов'язана з деяким придушенням надлишкової флуктуаційної провідності при посиленні дисипації як наслідок зміщення надпровідних флуктуацій в зразку під дією сили Лоренца. У свою чергу, зменшення $\Delta\sigma$, згідно з (1.4), повинно призводити до зростання

величини $\xi_c(0, H)$, що й спостерігається в нашому випадку. При подальшому збільшенні поля його вплив буде проявлятися у зменшенні кореляційної функції флуктуацій, що повинно позначитися на силі пінінгу флуктуацій [25] і збільшенні градієнта характерної об'ємної густини флуктуаційної енергії. Певну роль при цьому може відігравати можливе посилення впливу деяких специфічних механізмів квазічастинкової взаємодії [28, 29]. У цьому випадку зростання величини $\xi_c(0, H)$ зміниться її зменшенням.

Слід також зауважити, що якщо визначати температуру переходу в ФП-режим, T_f , у точці відхилення величини $\ln\Delta\sigma$ вгору від лінійної залежності $\ln\Delta\sigma - T$ [3] (рис. 5), то можна оцінити відносну протяжність, t_f , існування ФП-режиму як $t_f = (T_f - T_c)/T_c$.

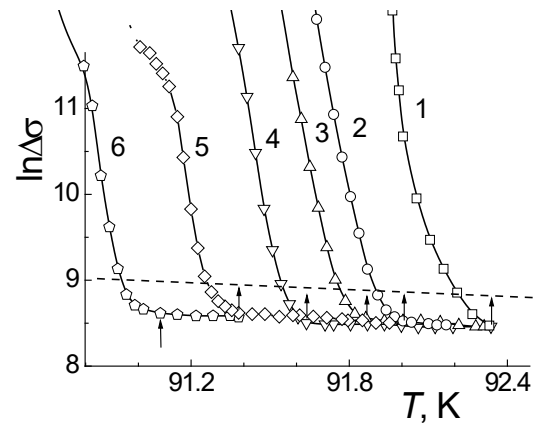


Рис. 5. Температурні залежності надлишкової провідності при орієнтації магнітного поля $H \parallel c$ і $H \perp c$ в координатах $\ln\Delta\sigma - T$. Нумерація кривих відповідає нумерації на рис.1.

Fig. 5. Temperature dependences of excess conductivity at the orientation of the magnetic field $H \parallel c$ and $H \perp c$ in the coordinates $\ln\Delta\sigma - T$. The numbering of the curves corresponds to the numbering in Fig. 1.

Результати розрахунків показують, що за впливу магнітного поля відбувається загальне відносне звуження температурного інтервалу, в якому реалізується режим флуктуаційної парапровідності. При цьому слід зазначити, що при орієнтації магнітного поля $H \parallel c$ таке звуження відносно невелике (від $t_f \approx 0.1594$ в нульовому магнітному полі до $t_f \approx 0.1473$ при $H = 12.7$ kOe), у той час як при орієнтації магнітного поля $H \perp c$ звуження відбувається практично вдвічі (від $t_f \approx 0.0214$ в нульовому магнітному полі до $t_f \approx 0.0417$ при $H = 12.7$ kOe). Можливо, це пов'язано з придушенням довгохвильових флуктуацій, що дають найбільш

істотний внесок у парепровідність поблизу T_c . Водночас, як було показано в [2], недооцінка вкладу короткохвильових флуктуацій параметра порядку приводить до більш швидкого, порівняно з передбаченнями теорії, зменшення величини $\Delta\sigma$ при досить великій відстані від T_c у бік високих температур. Мікроскопічний розрахунок флуктуаційної поправки в провідність з урахуванням усіх компонент параметра порядку був проведений у роботі [30]. Порівняння наших даних з теорією [30] показало, що $\Delta\sigma$ може бути описана в рамках поліпшеної теорії ФП (при нашій точності вимірювань) до температур поблизу $1.25 T_c$. Мабуть, саме в цій температурній області відбувається перехід до псевдоцілинного режиму, який більш детально аналізується нами в [2, 3, 31–35].

ВИСНОВКИ

Таким чином, з усього вищесказаного можна зробити висновок, що двійникові межі в монокристалах $YBa_2Cu_{3-z}Al_zO_{7-\delta}$ ($z \leq 0.5$) є ефективними центрами розсіювання флуктуаційних носіїв. Відхилення від лінійності залежностей $\rho_{ab}(T)$ при $T_c < T < 1.35 T_c$ може бути задовільно пояснено в межах теорії флуктуаційної надпровідності. При цьому безпосередньо поблизу T_c ФП добре описується тривимірною моделлю Асламазова – Ларкіна. Прикладення магнітного поля призводить до суттєвого звуження температурного інтервалу існування тривимірних надпровідних флуктуацій. Немонотонна залежність величини $\xi_c(0)$ від магнітного поля, ймовірно, може бути пов'язана з придушенням надлишкової флуктуаційної провідності в області слабких магнітних полів. Відсутність «віялоподібного» розширення резистивних переходів у магнітному полі, характерного для бездомішкових зразків $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, обумовлена придушенням фазового переходу до стану незапіннігрованої вихрової рідини внаслідок посилення піннінгу вихрової ґратки на двійникових межах.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

REFERENCES

1. R. H. Koch, V. Foglietti, W. J. Gallagher. Phys. Rev. Lett., 63, 1511 (1989).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.63.1511>
2. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, A. V. Bondarenko, I. L. Goulatis, A. I. Chroneos. J. Mater. Sci. Mater. in Electron, 18, 811 (2007).
<https://link.springer.com/article/10.1007/s10854-006-9086-3>
3. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, D. A. Lotnyk, K. A. Kotvitskaya. Physica B, 404, 20, 3516 (2009).
<https://doi.org/10.1016/j.physb.2009.05.047>
4. R. V. Vovk, Z. F. Nazyrov, M. A. Obolenskii et al. Journal of Alloys and Compounds, 509, 4553 (2011).
<https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2011.01.102Get>
5. A. V. Bondarenko, V. A. Shklovskij, M. A. Obolenskii et al. Physical Review B, 58, 5, 2445 (1998).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.2445>
6. N. Ya. Fogel, I. M. Dmitrenko, V. G. Cherkasova. SFKaT, 2, 115 (1989).
7. A. V. Bondarenko, A. A. Prodan, M. A. Obolenskii et al. Low Temp. Phys., 27, 339, (2001)
<http://dx.doi.org/10.1063/1.1374717>
8. T. K. Worthington, F. H. Holtzberg, C. A. Field, Cryogenics, 30, 417 (1990).
[https://doi.org/10.1016/0011-2275\(90\)90168-C](https://doi.org/10.1016/0011-2275(90)90168-C)
9. R. V. Vovk, Z. F. Nazyrov, M. A. Obolenskii, I. L. Goulatis, A. Chroneos, V. M. Pinto Simoes. Philos. Mag., 91, 2291 (2011).
<https://doi.org/10.1080/14786435.2011.552893>
10. R. B. Van Dover, L. F. Schneemeyer, J. V. Waszczak et al. Phys. Rev. B, 39, 2932 (1989).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.2932>
11. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. V. Bondarenko, I. L. Goulatis, A. V. Samoilov, A. Chroneos, V. M. Pinto Simoes. Journal of Alloys and Compounds, 464, 1-2, 58 (2008).
<https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2007.10.040>
12. R. V. Vovk, V. M. Gvozdikov, M. A. Obolenskii et al. Acta Physica Polonica A, 121, 1191 (2012).
13. L. G. Aslamazov, A. L. Larkin, Sov. Phys. Solid State, 10, 3258 (1968).
<https://www.osti.gov/biblio/7298727>
14. J. S. Kouvel, M. E. Fischer, Phys. Rev., 136, A1616 (1964).
<https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.136.A1626>
15. R. M. Costa, I. C. Riegel, A. R. Jurelo, J. L. Pimentel Jr., Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 320, e493 (2008).
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2008.02.093>
16. W. K. Kwok, S. Fleshler, U. Welp, V. M. Vinokur, J. Downey, and G. W. Crabtree M. M. Miller. Phys. Rev. Lett., 69, 3370 (1992).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.3370>

J. Rosenblatt. In: Percolation, Localization and

- Superconductivity, NATO ASI Series, ed. by A. M. Goldman and S. A. Wolf, Plenum, New York (1984), p.431.
<https://link.springer.com/book/10.1007/978-1-4615-9394-2>
18. G. Lacaye, R. Hermann, G. Kaestener. Physica C, 192, 207 (1992).
19. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, Z. F. Nazyrov et al. J. Mater. Sci.: Mater. Electron., 23, 1255 (2012).
<https://link.springer.com/article/10.1007/s10854-011-0582-8>
20. G. Blatter, J. Rhyner, V. M. Vinokur. Phys. Rev. B, 43, 10, 7026 (1991).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.7826>
21. J. B. Bieri, K. Maki, R. S. Thompson. Phys. Rev. B, 44, 9, 4709 (1991).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.44.4709>
22. G. D. Chrysikos, E. I. Kamitsos, J. A. Kapoutsis, A. P. Patsis, V. Psycharis, A. Kafoudakis, C. Mitros, G. Kallias, E. Gamari-Seale, D. Niarchos. Physica C, 254, 44 (1995). [http://dx.doi.org/10.1016/0921-4534\(95\)00553-6](http://dx.doi.org/10.1016/0921-4534(95)00553-6)
23. N. E. Alekseevskii, A. V. Mitin, V. I. Nizhankovskii, et al. Sverkhprovodimost Fiz., Khim, Tekhn., 2, 40 (1989).
24. D. A. Lotnyk, R. V. Vovk, M. A. Obolenskii et al. Journal of Low Temperature Physics, 161, 387 (2010). <http://dx.doi.org/10.1007/s10909-010-0198-z>
25. M. Daeumling, J. M. Seutjens, D. C. Larbalestier. Nature, 346, 332 (1990).
<http://dx.doi.org/10.1038/346332a0>
26. T. K. Worthington, M. P. A. Fisher, D. A. Huse et al. Phys. Rev. B, 46, 18, 11854 (1992).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.11854>
27. H. B. Radousky. J. Mater. Res., 7, 7, 1917 (1992).
<https://doi.org/10.1557/JMR.1992.1917>
28. D. H. S. Smith, R. V. Vovk, C. D. H. Williams, A. F. G. Wyatt. Phys. Rev. B, 72, 0546506 (2005).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.054506>
29. D. H. S. Smith, R. V. Vovk, C. D. H. Williams, A. F. G. Wyatt. New J. Phys. 8, 128 (2006).
<http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/8/8/128>
30. L. Reggani, R. Vaglio, A. A. Varlamov. Phys. Rev. B, 44, 17, 9541 (1991).
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.44.9541>
31. R. V. Vovk, A. A. Zavgorodniy, M. A. Obolenskii, I. L. Goulatis, A. Chroneos, V. M. Pinto Simoes. Modern Physics Letters B, 24, 22, 2295 (2010).
<https://doi.org/10.1142/S0217984910024675>
32. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, I. L. Goulatis, A. I. Chroneos. J. Mater. Sci.: Mater. Electron, 20, 858 (2009).
<http://dx.doi.org/10.1007/s10854-008-9806-y>
33. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, I. L. Goulatis, A. Chroneos, E. V. Biletskiy. J. Alloys Compd, 485, 121 (2009).
<http://dx.doi.org/10.1007/s10854-008-9806-y>
34. R. V. Vovk, A. A. Zavgorodniy, M. A. Obolenskii et al. J. Mater. Science: Materials in Electronics, 22, 20 (2011). <https://doi.org/10.1007/s10854-010-0076-0>
35. R. V. Vovk, Z. F. Nazyrov, I. L. Goulatis, A. Chroneos, Modern Physics Letters B (MPLB) Condensed Matter Physics; Statistical Physics and Applied Physics, 26, 1250163 (2012).

MAGNETORESISTANCE OF $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ SINGLE CRYSTALS WITH A SYSTEM OF UNIDIRECT PLANAR DEFECTS

V. Yu. Gres', M. V. Korobkov, L. O. Pashchenko, A. Yu. Vragov, A. O. Komisarov,
V. O. Kovrygyn, M. M. Inozemtsev, O. G. Chepurin, D. F. Yarchuk, G. Ya. Khadzhai,
V. F. Korshak, R. V. Vovk

¹V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody Sq., 61022 Kharkiv, Ukraine

²Institute of Solid State Physics, Materials Science and Technologies, NSC-KIPT, 1 Akademichna St., 61108 Kharkiv, Ukraine

³Ukrainian State University of Railway Transport, 7 Feierbakh Sq., 61050 Kharkiv, Ukraine.

E-mail: gkhadjai@gmail.com

Received on April 07, 2025. Reviewed on May 11, 2025.

Accepted for publication on May 15, 2025.

The work carried out electroresistive studies under the influence of a constant magnetic field up to 12.7 kOe at the orientation of the magnetic field vector $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ and $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ on different conductivity regimes of single crystals $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ ($z \leq 0.5$) with a unidirectional system of twin boundaries (TB) at the geometry of the flow of the transport current $I \parallel \text{TB}$, when the influence of twins on the processes of scattering of current carriers is minimized. It was established that twin boundaries in single crystals $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ ($z \leq 0.5$) are effective centers of fluctuation carriers. The deviation from linearity of the dependences of the specific electrical resistance in the base ab-plane $\rho_{ab}(T)$ at a temperature T in the interval $T_c < T < 1.35 T_c$ can be satisfactorily explained within the framework of the theory of fluctuation superconductivity. At the same time, in the immediate vicinity of the critical temperature T_c , the fluctuation conductivity (FC) is well described by the three-dimensional Aslamazov – Larkin model. The application of a magnetic field leads to a significant narrowing of the temperature interval of the existence of three-dimensional superconducting fluctuations. The non-monotonic dependence of the coherence length along the c axis at $T \rightarrow 0$ $\xi_c(0)$ on the magnetic field can probably be associated with the suppression of the excess fluctuation conductivity in the region of weak magnetic fields. The absence of the “fan-shaped” expansion of resistive transitions in the magnetic field, characteristic of impurity-free $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ samples, is due to the suppression of the phase transition to the state of an unpinned vortex liquid due to the enhancement of the pinning of the vortex lattice at the twin boundaries.

Keywords: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals, excess conductivity, pinning, magnetoresistance, twin boundaries, crossover.