

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-01>

UDC 539.374+669.715, 538.945.2

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

КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА, ДЕФЕКТИ, ПІННІНГ ТА ДИНАМІКА МАГНІТНОГО ПОТОКУ У ВТНП-СПОЛУКАХ СИСТЕМИ 1-2-3 (короткий огляд)

Р. В. Вовк , О. Ю. Врагов , М. М. Іноземцев , В. О. Ковригин,
А. О. Комісаров, М. В. Коробков, В. Ф. Коршак , Л. О. Пащенко ,
Г. Я. Хаджай , О. Г. Чепурін , Д. Ф. Ярчук 

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

E-mail: gkhadjai@gmail.com

Надійшла до редакції 05 квітня 2025 р. Переглянуто 21 травня 2025 р.

Прийнято до друку 25 травня 2025 р.

Короткий огляд явищ, пов'язаних із динамікою магнітного потоку та його піннінгом у ВТНП-сполуках системи 1-2-3, виконаний на основі літературних даних та власних досліджень. До огляду увійшли експериментальні дослідження змін температурних залежностей електричного опору та вольт-амперних характеристик монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ під впливом структурних дефектів. На базі особливостей кристалічної структури $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та типових структурних дефектів цієї сполуки розглянуто динаміку магнітного потоку та вплив теплових коливань на цю динаміку, фазовий стан та динаміку вихрової системи у ВТНП-сполуках системи 1-2-3, зокрема піннінг вихрової ґратки на дефектах, власний піннінг у сполуці $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. У високотемпературних надпровідниках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Peak-effect пов'язаний як із адаптацією вихрової решітки до потенціалу піннінгу, так і з фазовими переходами з одного стану ВР до іншого. Fishtail ефект у $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ може бути обумовленим фазовими перетвореннями вихрової ґратки, впливом об'ємного піннінгу або впливом поверхневих бар'єрів Біна-Лівінгстона. Огляд містить перелік завдань, що бажано вирішити, зокрема, дослідження піннінгу та динаміки вихорів у монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, що містять тільки контрольовані дефекти, встановлення ролі міжгранулярних зв'язків у збільшенні критичного струму та ефективного потенціалу піннінгу, вивчення впливу на Peak-effect кластерів кисневих вакансій.

Ключові слова: монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, дефекти, піннінг, вихрова речовина, магнітний потік, Peak effect, Fishtail effect, динаміка.

Як цитувати: Р. В. Вовк, О. Ю. Врагов, М. М. Іноземцев, В. О. Ковригин, А. О. Комісаров, М. В. Коробков, В. Ф. Коршак, Л. О. Пащенко, Г. Я. Хаджай, О. Г. Чепурін, Д. Ф. Ярчук. Кристалічна структура, дефекти, піннінг та динаміка магнітного потоку у ВТНП-сполуках системи 1-2-3 (короткий огляд). Вісник ХНУ імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 42, 2025, 7–21. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2023-42-01>

In cites: R. V. Vovk, A. Yu. Vragov, M. M. Inozemtsev, V. A. Kovrygin, A. O. Komisarov, M. V. Korobkov, V. F. Korshak, L. O. Pashchenko, G. Ya. Khadzhai, O. G. Chepurin, D. F. Yarchuk. Crystal structure, defects, pinning and magnetic flux dynamics in HTSC compounds of the 1-2-3 system (brief review). Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 42, 2025, 7–21. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2023-42-01> (in Ukrainian).

ВСТУП

Як відомо з численних теоретичних та експериментальних досліджень, фазовий стан вихрової матерії істотно залежить від інтервалу температур, що розглядається, та магнітних полів, від розмірності, розмірів та концентрації дефектів кристалічної структури, а в анізотропних надпровідниках і від орієнтації зовнішнього магнітного поля відносно кристалографічних осей кристалів. При цьому піннінг вихрової ґратки на дефектах визначається розмірністю, розмірами, щільністю та просторовим розподілом дефектів. Умовно піннінг поділяють на магнітний та коровий. Магнітний піннінг визначається магнітною взаємодією з неоднорідностями, які мають розміри порядку глибини проникнення магнітного поля λ . Коровий піннінг ефективний на неоднорідностях, що мають розміри порядку довжини когерентності ξ . Зважаючи на малі значення ξ , у ВТНП-сполуках цей тип піннінгу ефективний на точкових, плоских та лінійних дефектах. У цьому огляді зроблено спробу короткого аналізу наявних теоретичних та експериментальних результатів, отриманих при дослідженнях піннінгу та динаміки магнітного потоку у ВТНП-сполуках системи 1-2-3. Наведено дані про кристалічну структуру та особливості дефектного ансамблю таких сполук, а також виділено основні питання, які дотепер не знайшли свого теоретичного та експериментального рішення.

1.1. КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА СПОЛУКИ

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

Структура та властивості сполук $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ безпосередньо пов'язані з індексом δ , що характеризує вміст вакансій кисню. Сполуки є надпровідними та мають орторомбічну симетрію при $\delta < 0.4$ з граничною фазою $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. При $\delta > 0.4$ вони стають напівпровідниками з граничною фазою $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$. Їх структуру можна розглядати як структуру перовскіту з нестачею кисню [1]. У загальному випадку перовскіт є упаковкою октаєдрів BO_6 , де В – малий катіон металу (наприклад міді), оточений 6 іонами кисню. Атомні положення, що є між 8 октаєдрами, центрованими у вершинах куба, зайняті великими катіонами металу А (ітрію). Вилучивши атоми кисню з ідеальної ґратки перовскіту, ми отримаємо найбагатшу киснем сполуку $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (рис. 1).

Його елементарну комірку можна представити у вигляді послідовності шарів, перпендикулярних до осі c : (а) $\text{Cu}-\text{O}$, в якому, в порівнянні з вихідним перовскітом, є дві вакансії кисню; іон міді $\text{Cu}(1)$, розташований у цьому шарі, має координаційне число

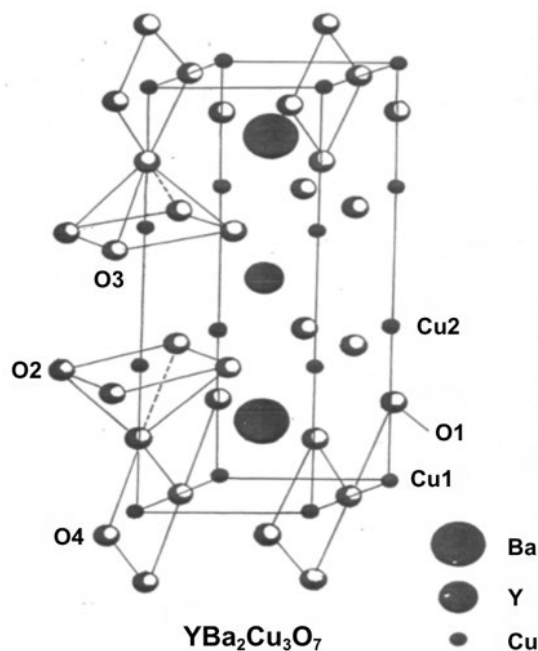


Рис. 1. Модель кристалічної ґратки сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ згідно з [1].

Fig. 1. Crystal lattice model of the compound $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ according to [1].

4 та оточений чотирма іонами кисню; (б) $\text{Ba}-\text{O}$; в) $\text{Cu}-\text{O}$, в якому іон міді $\text{Cu}(2)$, розташований в ньому, має координаційне число 5 та оточений п'ятьма іонами кисню, що утворюють багатогранник; г) шару ітрію, в якому порівняно з вихідним перовскітом є чотири вакансії кисню. Продовження осередку симетричне відносно цього шару іонів ітрію і там знову повторюються описані раніше шари $\text{Ba}-\text{O}$ та $\text{Cu}-\text{O}$. Однак іони міді знаходяться в атомних положеннях двох типів $\text{Cu}(1)$ у площині квадрата CuO_4 , а $\text{Cu}(2)$ – у піраміді з квадратною основою CuO_5 . Саме тим, що шари багатогранника, розділені шарами іонів ітрію, визначається двовимірний характер структури. Наявність купратних площин, а також двовимірної та квазидвовимірної структури є загальною рисою всіх високотемпературних надпровідних сполук.

Методи дифракції нейтронів та електронної мікроскопії [2] з високою роздільною здатністю показують, що вакансії кисню розташовуються у площині квадрата CuO_4 , а не в пірамідах CuO_5 . При збільшенні концентрації вакансій ланцюжки $\text{Cu}-\text{O}$ уздовж осі b стають закінченими і атоми $\text{Cu}(1)$ змінюють своє координаційне число з 4 на 2 для найбіднішої киснем сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$.

При порівнянні кубічної та ромбоєдричної структури перовскіту (LaCuO_3) зі структурами сполук $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ та $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ виявляється, що ланцюжки розвиваються у трьох просторових напрямках у перовскіті та лише у напрямку b не існують у $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$.

1.2. СТРУКТУРНІ ДЕФЕКТИ СПОЛУКИ

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

У безпримісних кристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, залежно від дефіциту кисню та технології синтезу, спостерігаються такі дефекти структури: точкові дефекти типу вакансій кисню, які формуються у площинах CuO , планарні дефекти типу (001), межі двійників, дислокації та так звані $2\sqrt{2}\times 2\sqrt{2}$ структури [3], що спостерігаються при дефіциті кисню $\delta = 6.8\div 6.9$.

Плоскими дефектами є площини двійникування, які утворюються при "тетра-орто" переході та мінімізують пружну енергію кристала. Межі двійників є площини, що мають тетрагональну структуру як результат присутності шарів, що містять вакансії кисню, розташовані вздовж межі двійника [3, 4]. Електронномікроскопічні дослідження показали [4], що на початковій стадії тетра-орто переходу утворюються зародки доменів, в яких формуються два сімейства когерентних поверхонь розділу (110) та (110). Це може спричинити утворення структури типу "твіду" при перекритті близьких мікродвійників. Період такої структури залежить від вмісту кисню і може бути стимульований при допуванні тривалентним металом та, зокрема, алюмінієм [4, 5]. На початковій стадії зростання мікродоменів формування двійникових границь (ДГ) відбувається за допомогою процесу дифузії структурних вакансій в CuO шарах. Розповсюдження ДГ здійснюється при русі двійникових дислокацій, керованих напруженням.

Лінійні дефекти (дислокації) характерні для епітаксialних плівок та текстурованих зразків. Джерелом цього типу дефектів можуть бути дислокації невідповідності, що породжуються межею розділу плівка-підкладка у плівкових зразках, і дислокації невідповідності, що породжуються на межі розділу фаз $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$ у текстурованих плавлених зразках. Густина дислокацій у плівках може досягати значень близько $1.4\times 10^8 \text{ см}^{-2}$ [6].

Висока густина дислокацій у монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ може бути отримана при вирощуванні кристалів у процесі протікання перитектичної реакції [7], що, ймовірно, пов'язано з наявністю дрібних включень фази $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$. У кристалах, вирощуваних розчин-розплавним методом, густина дислокацій становить близько $5\times 10^3 \text{ см}^{-2}$ [8]. Зазначимо, що густина дислокацій може бути збільшена при термомеханічній обробці матеріалів [9].

Точкові дефекти (вакансії кисню) присутні у всіх зразках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, що пов'язано з нестехіометричним вмістом кисню. При цьому коефіцієнт заповнення близький до одиниці для всіх кисневих позицій, крім $\text{CuO}(1)$. Залежно від вмісту кисню, можливе утворення надструктур при періодичному розподілі вакансій кисню. Густина кисневих вакансій відносно велика і за $\delta = 0.03$ становить близько 10^{26} м^{-3} .

У літературі є також повідомлення про систематичний дефіцит міді у площинах CuO , який може досягати значень 0.09 у сполуках [10]. Точкові дефекти можуть бути отримані при легуванні. Як правило, легуючі елементи (за винятком рідкісноземельних елементів та Sr) впроваджуються в позиції $\text{Cu}(1)$ [1]. Іони ж рідкісноземельних елементів та K заміняють атоми ітрію, а Sr впроваджується в позиції атомів Ba.

Додаткові дефекти можуть бути створені при опроміненні [11, 12]. Залежно від типу частинок та їх енергії можуть бути створені як точкові, так і лінійні дефекти (треки важких частинок з високою енергією) [13].

1.3. ПІННІНГ ВИХРОВИХ ГРАТОК НА ДЕФЕКТАХ І ВЛАСНИЙ ПІННІНГ У СПОЛУЦІ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Піннінг на дислокаціях, ймовірно, ефективний у плівках та текстурованих зразках завдяки їх високій густині: $1.4 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$ у плівках, та близько 10^{10} см^{-2} у текстурованих зразках поблизу включень фази $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Густина дислокацій у текстурованих зразках може бути збільшена шляхом гарячої деформації, що призводить до збільшення критичного струму в півтора рази при $H \parallel c$ та вдвічі при $H \parallel ab$ -площині [7].

Піннінг на дислокаціях у монокристалах, ймовірно, неефективний через їх малу густину – $5 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$. Для порівняння, густина ДГ на одиницю довжини становить $5 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$. Враховуючи двомірний характер ДГ, відносна кількість вихорів, захоплених ДГ, суттєво перевищує це значення. Тому слід очікувати неефективності піннінгу на дислокаціях порівняно з піннінгом на ДГ.

Лінійні дефекти у ВТНП матеріалах можуть бути штучно створені при опроміненні важкими частинками високих енергій. Ефективність піннінгу на таких дефектах підтверджується численними експериментальними даними [9, 10, 14].

Наприклад, у роботі [14] спостерігали збільшення критичної густини надпровідного струму, J_c , в 30 разів після опромінення іонами свинцю при $T = 87 \text{ К}$ у магнітному полі 0.05 Тл. Зазначимо, що піннінг на лінійних дефектах найбільш ефективний при орієнтації поля, паралельній трекам, утвореним у процесі опромінення.

Власний (intrinsic) піннінг проявляється в матеріалах, для яких довжина когерентності порівнювана з відстанню між струмонесучими шарами. Довжина когерентності в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ порівнянна з періодом ґратки вздовж осі c , що обумовлює присутність цього типу піннінгу в цьому надпровіднику. Наявність intrinsic-піннінгу в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ підтверджено численними експериментальними дослідженнями.

Вважаючи, що власний піннінг при розорієнтації поля $H \perp c$ істотно більший за піннінг на дефектах,

модель фрагментованої структури вихрових ниток [5] передбачає кутову залежність критичного струму виду $J_c |\cos \phi|^{-1/2}$. Врахування піннінгу на інших дефектах (наприклад, на точкових [6]) дозволило отримати залежність виду $J_c = J_{c1} |\cos \phi|^{-1/2} + J_{c2}$, где J_{c1} – критичний струм, який визначається власним піннінгом, а J_{c2} – критичний струм, що визначається дефектами структури. Експериментальне підтвердження наведених залежностей отримано в роботі [6].

Непрямий піннінг у надпровідниках може спостерігатися при слабкому піннінгу вихрової рідини (ВР) матрицею та наявності потужних центрів піннінгу, віддалених на відстань $d > a_0$. При упорядкованому розподілі потужних центрів піннінгу критичний струм визначається зсувною деформацією ВР у вигляді $J_c = 2\Delta\phi_0(1-b)^2/d(8\pi\lambda)^2$, де $b=B/B_{c2}$, а в монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при розорієнтації векторів $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ та $\mathbf{J} \perp \text{ДГ}$ [7] сильними центрами піннінгу в цьому експерименті служили границі двійників.

Піннінг на ДГ експериментально виявлений при резистивних [8] та магнітних [9] дослідженнях, а також при візуальному спостереженні профілю магнітного потоку, що рухається. Знімки профілю проникнення магнітного потоку в монокристалічному зразку показують, що потік проникає вздовж ДГ при температурах вище 40 К, а при $T < 40$ К він проникає в кристал рівномірно. Така поведінка вказує на суттєвий вплив ДГ на піннінг потоку в області високих температур і на ослаблення їх впливу в області низьких температур. Тим не менш, піннінг на ДГ проявляється і при температурі рідкого гелію, про що свідчить підвищена густина вихорів поблизу ДГ, що спостерігається в експериментах з декорування вихрового потоку [10].

1.4. ДИНАМІКА МАГНІТНОГО ПОТОКУ

Якщо сила Лоренца, що діє на ВР, $F_L = JB$, перевищує силу піннінгу $F_p = J_c B$, що визначається величиною J_c , то спостерігається в'язка течія магнітного потоку. Опір в'язкому потоку ρ_l в рамках моделі Бардіна – Стефена визначається виразом [15]:

$$\rho_{BS} = \rho_N B / B_{c2}, \quad (1)$$

де ρ_N – електричний опір у нормальному стані. Вольт-амперні характеристики (ВАХ) у цьому випадку лінійні та, як показали експериментальні дослідження [16] $\rho_l \approx \rho_{BS}$. При густині транспортного струму меншій J_c рух магнітного потоку здійснюється за допомогою термоактивованих перескоків вихорів або їх зв'язок. При цьому динаміка потоку, тобто вигляд ВАХ та тимчасова релаксація намагніченості, визначаються струмовою залежністю потенціалу піннінгу $U(J)$. Нижче надається короткий огляд існуючих моделей, які визначають вигляд залежностей $U(J)$, та експериментальних досліджень динаміки магнітного потоку.

1.4.1. Класичний крип

Теоретично термоактивований крип ВР в рамках феноменологічного опису розглянутий Андерсоном та Кімом у роботі [17]. В рамках теорії Андерсона – Кіма (АК) отримано наступну залежність електричної напруги від густини транспортного струму:

$$E = 2NBa\omega \exp(-U_0/kT) \sinh(U_0/J_c kT), \quad (2)$$

де N – число вихорів у зв'язці, a – довжина стрибка, ω – ефективна частота перескоків, та k – постійна Больцмана. У теорії АК передбачається лінійна струмова залежність ефективного потенціалу піннінгу виду:

$$U = U_0(1 - J/J_c), \quad (3)$$

де $U_0 = U_0(H, T)$.

У межах моделі критичного стану для термоактивованого руху потоку отримано рівняння [18]:

$$d(M - M_{eq})/dt = (B\omega a/2\pi r) \exp(U_0/kT), \quad (4)$$

де r – радіус зразка, M – намагніченість зразка, M_{eq} – рівноважне значення намагніченості. Вважаючи, що струмова залежність U_0 визначається виразом (3), легко отримати вираз для релаксації магнітного потоку:

$$M(t) = M_{eq}[1 - (T/U) \ln(t/t_0)], \quad (5)$$

де $t_0 = 2\pi r M_{eq} / B\omega a$.

Рівняння (2) та (5) дозволяють визначити величину ефективного потенціалу піннінгу з вимірювань ВАХ та релаксації намагніченості. Необхідно зазначити, що ці рівняння не враховують ефектів колективного піннінгу та теплових флуктуацій ВР, а також впливу хаотичного потенціалу, що породжується дефектністю кристалічної структури, які можуть істотно змінити струмову залежність потенціалу піннінгу, а отже і динаміку магнітного потоку.

1.4.2. Теорія колективного піннінгу та модель вихрового скла

Невпорядкований розподіл дефектів породжує хаотичний потенціал піннінгу, що призводить до порушення далекого порядку ВР та розбиття її на домени [19]. Поперечний, R_c , та поздовжній, R_L (стосовно напрямку вектора $\mathbf{H}$), розміри доменив визначаються виразами: $L_c \approx c_{44}^{1/2}(c_{66}^{3/2}\xi^2/W)$ та $R_L \approx R_c(c_{44}/c_{66})^{1/2}$, де c_{44} – модуль вигину та W – середньоквадратичне значення сили, що породжується дефектами, $\delta = (\eta/\gamma)^{1/2}$ – об'єм домену, а $J_c \approx c_{66}\xi/R_c^2 B$ [20] – критичний струм.

У слабких магнітних полях [21] $c_{11} \approx c_{44} \approx c_{66} \approx c$ і потенціал піннінгу $U_0 \approx c^3 \xi^4 / W$. Тут c_{11} – модуль стиснення ВР.

У сильних магнітних полях $H \gg H_{c1}$ [22], $c_{11} \cong c_{44} \gg c_{66}$ і розмір домену в напрямку захоплення визначається виразом $R_l \cong R_c(c_{11}/c_{66})^{1/2}$. У цьому випадку ефективний потенціал піннінгу та об'єм вихрової зв'язки в $(c_{11}/c_{66})^{1/2}$ разів більші відповідних значень потенціалу U_0 та активаційного об'єму V_c , отриманих для слабких полів. Це викликано тим, що завдяки конкуренції між зсувною (та згинальною) пружною енергією і хаотичним потенціалом вихрової зв'язки об'ємом V_c не можуть переміщатися незалежно один від одного, а формуються надзв'язки об'ємом $V_b = V_c(c_{11}/c_{66})^{1/2}$, які переміщуються як одне ціле.

Урахування колективних ефектів призводить до струмової залежності потенціалу піннінгу вигляду:

$$U = (U_0/\mu)(J_c/J^\mu - 1), \quad (6)$$

де величина показника ступеня μ у міру зменшення густини транспортного струму приймає значення 1/7, 5/2, 1, 9/7 та 2 [23], а $U_0 = U_0(T, H)$.

Теорія ізотропного вихрового скла (ВС), як і теорія колективного піннінгу, ґрунтується на уявленні про порушення далекого порядку ВР хаотичним потенціалом піннінгу. В рамках цієї теорії рух вихрових ниток розглядається як процес активації вихрових петель [20, 22]. Теорія ВС передбачає струмову залежність, що визначається рівнянням (6) як у мейснерівському, так і в змішаному стані. Величина показника ступеня μ обмежена значеннями $\mu \leq 1$. Якісно однаковий опис струмових залежностей потенціалу піннінгу, отриманий в рамках теорії колективного піннінгу та моделі ВС, ймовірно обумовлений тим, що обидві теорії описують однакові фізичні явища [24].

Нелінійна струмова залежність U , що визначається рівнянням (6), приводить до зміни виду ВАХ та тимчасової релаксації намагніченості [25]:

$$E \cong E_0 \exp[-(U_0/\mu)(1 - J_c/J)^\mu], \quad (7)$$

та

$$M(t) = -M_{eq}[1 + (\mu kT/U_0) \ln(t/t_0)]^{-1/\mu}, \quad (8)$$

де E_0 – феноменологічний параметр.

1.5. ВПЛИВ ТЕПЛОВИХ КОЛИВАНЬ НА ФАЗОВИЙ СТАН ТА ДИНАМІКУ ВИХРОВОЇ СИСТЕМИ

1.5.1. Термодинамічні властивості

Сила термічних флуктуацій характеризується числом Гінзбурга [26]:

$$G_i = [T_c/H_{c2}^2(0)\varepsilon\xi^3(0)]^2/2. \quad (9)$$

Тут $\varepsilon = (m/M)^{1/2}$ – параметр у межах моделі ефективних мас. Важливість цього параметра ілюструється такими міркуваннями. Область критичного режиму визначається нерівністю $|T_c - T| < T_c G_i$ і лінія плавлення вихрової ґратки визначається виразом:

$$B_m(T) \cong (5.6c_L/G_i)H_{c2}(0)(1 - T/T_c), \quad (10)$$

а лінія термічного депіннінгу дається співвідношенням [29, 27]:

$$B_{dp}(T) \approx 8G_i H_{c2}(0)(T/T_c)^2. \quad (11)$$

Тут c_L – число Ліндемана. Видно, що при збільшенні G_i область температур, в якій позначається вплив теплових флуктуацій, зростає.

У низькотемпературних надпровідниках $G_i \approx 10^{-8}$ і ефекти, зумовлені тепловими флуктуаціями, незначні. У ВТНП матеріалах G_i велике і, зокрема, для $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ $G_i \approx 10^{-2}$. Тому термічні флуктуації у цих матеріалах відіграють важливе значення у визначенні термодинамічних та динамічних властивостей ВР.

Плавлення вихрової ґратки у разі фазового переходу першого роду супроводжується руйнуванням далекого порядку. При фазовому переході другого роду відбувається зміна функціональної залежності просторового корелятора. Порушення координаційного порядку не виключає можливості збереження орієнтаційного порядку, що приводить до утворення фази типу рідкого кристала [30].

Можливість плавлення вихрової речовини експериментально показана в численних роботах [31]. При резистивних дослідженнях цей фазовий перехід проявляється у вигляді температурного та польового гістерезису електроопору, що свідчить про фазовий перехід першого роду. Експериментально отримані лінії плавлення вихрової речовини у $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при орієнтаціях поля $H \parallel c$ та $H \perp c$ визначаються виразами [32]:

$$B_{m\parallel}(T) \cong 103(1 - T/T_c)^{1.41}, \quad (12)$$

та

$$B_{m\perp} \cong 842(1 - T/T_c)^{1.37}, \quad (13)$$

відповідно. Отримані показники ступеня, $n = 1.41$ та $n = 1.37$, менші за величину $n = 2$ у рівнянні (13). Це зумовлено тим, що зі збільшенням магнітного поля $n \rightarrow 1$, і така тенденція спостерігалася в роботі [15].

1.5.2. Динаміка вихрової рідини.

Теоретично динаміка вихрової рідини досліджена у роботах [33–35]. У роботі [33] зазначається, що при відсутності колективних ефектів в'язкість вихрової рідини, $\eta \sim \tau_L \cong \omega_{ph}^{-1} = (10^{-12} - 10^{-9})$ с, є малою (тут τ_L та ω_{ph} – час релаксації вихрової рідини і фононна

частота, відповідно) і за великих часів піннінгу τ_{min} ВР не закріплена, тобто $J_c = 0$. Експоненційно великі терміни розмиття неоднорідної структури у ВР $\tau_{pl} \cong \omega_{ph}^{-1} \exp(U_{pl}/T)$ виникають за наявності високих бар'єрів U_{pl} для термоактивованого пластичного руху вихорів. Поява високих бар'єрів U_{pl} може бути також спричинена переплутуванням вихрових ниток. У цьому випадку $\tau_{pin} \approx \tau_{pl}$, і усереднення по інтервалу τ_{pin} дає ненульовий результат, та $J_c \neq 0$. Для ВР зі слабким піннінгом передбачається ВАХ виду [36]:

$$E = \rho_f J [1 - (J/J_c)^2]. \quad (14)$$

У цьому випадку [37] можливе різке збільшення в'язкості вихрової рідини у присутності рідко розташованих сильних центрів піннінгу, таких як границі двійників. Умова піннінгу визначається співвідношенням $d_0 \ll \delta$, где $\delta = (\eta/\gamma)^{1/2}$, а γ – коефіцієнт тертя, зумовлений піннінгом. В одновихровому режимі $d_0/\delta \cong 10^3$, проте переплутування вихрових ниток приводить до збільшення η в 10^6 разів, що приводить до співвідношення $d_0/\delta \cong 1$. Це дозволило авторам [38] інтерпретувати перегин на залежності $R(T)$, що спостерігався в роботі [38], як прояв піннінгу на ДГ зі збільшенням в'язкості.

Відмінність у підходах до опису динаміки ВР в роботах [33] і [34] полягає в тому, що автори роботи [33] припускали наявність слабого піннінгу на дрібномасштабних дефектах при відсутності великомасштабних центрів піннінгу, а в роботі [34] передбачалася присутність тільки великомасштабних, далеко віддалених один від одного, центрів піннінгу. Тому в реальних здвійникованих кристалах можливий прояв обох механізмів піннінгу.

1.5.3. Динаміка вихрової ґратки у теорії колективного піннінгу

Термічний депіннінг обумовлений згладжуванням випадкового потенціалу тепловими коливаннями вихрових ниток, що приводить до збільшення радіусу піннінгу $r_p \cong \xi \rightarrow (\xi^2 + u_{ph}^2)^{1/2}$, де u_{ph} – квадратична амплітуда теплових коливань. При температурі депіннінгу

$$T_{dp} = 2\pi\epsilon_0\xi^2(B/\Phi_0)^{1/2}, \quad (15)$$

при $\xi \cong u$ піннінг на точкових дефектах різко падає, що приводить до зміни залежностей і $U(T, H)$, і $J_c(T, H)$ [25, 39].

На рис. 2 показано феноменологічну фазову діаграму, що визначає різні режими піннінгу та область їх реалізації на В-Т площині у ВТНП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при орієнтації поля $H \parallel c$ [40]. Режим одновихрового піннінгу в області слабких полів та низьких температур обмежений полем B_{sb} , при

перевищенні якого реалізується крип малих вихрових зв'язок, та температурою депіннінгу системи невзаємодіючих вихорів. У межах цієї області всі показники не залежать від величини магнітного поля. В області піннінгу малих вихрових зв'язок, обмеженою полем B_{lb} та температурою T_{lb} , польові та температурні залежності експоненційні, що є наслідком дисперсії пружних модулів. В області високих температур та магнітних полів реалізується піннінг великих вихрових зв'язок. Цього разу дисперсія пружних модулів незначна, а польові та температурні залежності стають ступеневими. Зі зростанням

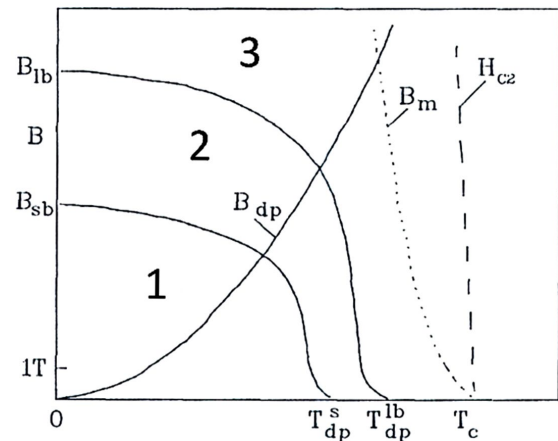


Рис. 2. Феноменологічна фазова діаграма, що визначає різні режими піннінгу та області їх реалізації на В-Т площині ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при орієнтації поля $H \parallel c$ [27]. 1 – Піннінг невзаємодіючих вихорів; 2 – піннінг малих зв'язок; 3 – піннінг великих зв'язок.

Fig. 2. The phenomenological phase diagram defining different pinning regimes and their implementation regions on the V-T plane of HTSC $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ at the field orientation $H \parallel c$ [27]. 1 – Pinning of non-interacting vortices; 2 – pinning of small bunches; 3 – pinning of large bunches.

температури лінії переходу до режимів крипу малих $B_{sb}(T)$ та великих $B_{lb}(T)$ зв'язок різко падають при перетині лінії термічного депіннінгу $B_{dp}(T)$ вихрової ґратки.

У разі слабого піннінгу лінія плавлення ВР $B_m(T)$ розташована в області крипу великих зв'язок вихорів та, отже, слабо збуджена хаотичним потенціалом. Діаграма (див. рис. 2) отримана при наступних значеннях параметрів: $B_{sb}(T) = 6$ Тл, $B_{lb}(T) = 10$ Тл, $T_{dp}^{sb} = 60$ К та $T_{dp}^{lb} = 70$ К.

Аналітичні залежності критичного струму $J_c(T, B)$ в рамках теорії колективного піннінгу з урахуванням теплових флуктуацій у залежності від величини магнітного поля даються виразами [40]:

$$J_c \cong J_0(B_{sb}/\beta_{sb}H_{c0})(1 + T/T_{dp}^s)^2 \times \exp[(-3/2)(\alpha + T/T_{dp}^s)^3] \quad (16)$$

при $B_{sb} < B < B_{1b}$,

$$J_c \cong J_0(B_{sb}/\beta_{sb}H_{c2})(1 + T/T_{dp})^{1/2} \times \exp[(-2B/B_{sb})(\alpha + T/T_{dp})^3] \quad (17)$$

при $B_{1b} < B$, та

$$J_c \cong J_0(B_{sb}/B)^3 [T_{dp}/(1 + T_{dp})]^{11/2}. \quad (18)$$

Тут $J_0 \cong c\Phi_0/(200\lambda^2\xi)$ – критичний струм розпарювання, температура депіннінгу в режимі невзаємодіючих вихорів задається рівнянням:

$$T_{dp}^s = T_c[(1 - T/T_c)(J_c/J_0)/G_i]^{1/2}, \quad (19)$$

величина B_{sb} визначається співвідношенням:

$$B_{sb}(T) = \beta_{sb}(j_{sv}/J_0)H_{c2}(1 + T/T_{dp}^s)^2 \times \exp[(-2c)(\alpha + T/T_{dp}^s)^3]. \quad (20)$$

Зазначимо, що через сильну анізотропію кристалічної структури ВТНП надпровідні характеристики також суттєво анізотропні. У цьому випадку при орієнтації поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ відповідні рівняння для ефективного потенціалу піннінгу і критичного струму множаться на множник $K = K(\varepsilon)$, а в похилих щодо осі $\mathbf{c}$ полях – на множник $K = K(\varepsilon^2 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta)$, де θ – кут між вектором $\mathbf{H}$ та $\mathbf{ab}$ площиною. Конкретний вид функції $K = K(\varepsilon, \theta)$ залежить від роду величини, що визначається [40].

1.5.4. Експериментальні дослідження динаміки магнітного потоку в монокристалах та орієнтованих текстурах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

Резистивні дослідження динаміки магнітного потоку в монокристалах [23] та текстурованих зразках [41] при високих значеннях густини транспортних струмів показали, що при орієнтації поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ початкові ділянки ВАХ, відповідні режиму термоактивованого крипу, задовільно описуються рівнянням (6). Отримані з експерименту значення ефективного потенціалу піннінгу в магнітному полі 1.5 Тл при температурі $T = 80$ К становили $U_0 = 2000$ К для текстурованих зразків та $U_0 = 1700$ К – для монокристалу. В обох випадках спостерігали слабку температурну залежність $U_0 = U_0(T)$.

У текстурованих зразках в області високих температур потенціал піннінгу майже не залежить від величини магнітного поля [41].

У роботі [23] було продемонстровано можливість реалізації непрямого механізму піннінгу в монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ за високих температур для орієнтації векторів $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ та $\mathbf{J} \perp \text{ДГ}$. Найкращу згоду між експериментальними даними та виразом (4) було отримано при $d = 30$.

Ефективними центрами піннінгу служили ДГ. Зазначимо, що ефективна ширина каналу, вздовж якого здійснювалася деформація зсувом $d = d_0(R_{pl}/R_{fl})$ (тут d_0 – відстань між ДГ, R_{pl} – опір пластичній деформації ВР, R_{fl} – опір в'язкому потоку при $J > J_c$) з пониженням температури зменшувалася. Як зазначалося в попередньому розділі, модуляція густини двійників приводить до модуляції сили піннінгу ВР на точкових дефектах, яка зменшується зі збільшенням відстані від ДГ [23]. У міру зниження температури піннінг на точкових дефектах зростає згідно зі співвідношенням (14) (15), а непрямий піннінг – як λ^{-2} , тобто істотно повільніше порівняно з піннінгом на дефектах. Конкуренція між цими механізмами піннінгу приводить до зменшення ширини каналів легкого ковзання [23].

Наявність каналів легкого ковзання між ДГ також підтверджується результатами магнітних вимірів критичного струму. При орієнтації поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ автори роботи [37] спостерігали зменшення критичного струму в монокристалах з односпрямованими ДГ порівняно з кристалами, які містять домени із взаємно перпендикулярними ДГ. У похилих щодо ДГ магнітних полях ця відмінність була дуже слабкою.

Експериментальні дослідження релаксації намагніченості показали, що в області низьких температур намагніченість згасає за логарифмічним законом за часу вимірювань до 10^5 с [20, 42].

Як зазначалося вище, логарифмічне згасання намагніченості передбачається моделлю Андерсона – Кіма (АК), що передбачає лінійну струмову залежність потенціалу піннінгу виду (2). Лінійна струмова залежність U_0 відзначалася також в експериментах по вимірюванню релаксації наведених струмів у надпровідному кільці, виготовленому з текстурованої кераміки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [43].

У роботах [24, 44] спостерігали відхилення від логарифмічної залежності зі збільшенням часу вимірювання згасання намагніченості, $t > 10^5$ с. Квазілогарифмічне згасання, що визначається рівнянням (8), автори пояснювали нелінійною струмовою залежністю потенціалу піннінгу $U(J)$, що передбачається моделлю вихрового скла і теорією колективного піннінгу. Задовільний опис експериментальних даних у межах цих моделей отримано в області температур $T \leq 40$ К при $\mu \approx 1$.

Необхідно також зазначити, що аналіз експериментальних результатів з вимірювання

намагніченості дозволив авторам роботи [45] зробити висновок, що при високих густинах струму реалізується крип, передбачений моделлю АК, а в міру зменшення густини струму реалізується крип, передбачений теорією колективного піннінгу та моделлю вихрового скла.

У численних експериментах спостерігали немонотонну польову залежність критичного струму. Для пояснення цього явища запропоновано декілька моделей, з яких найбільш широко обговорюються такі:

1. У рамках моделі колективного піннінгу передбачається відсутність зростання незреласованого критичного струму зі збільшенням магнітного поля; спостережуване збільшення значень наведених струмів пояснюється зростанням ефективного потенціалу піннінгу і, як наслідок, зменшенням швидкості релаксації наведених струмів [46].

2. Друга модель ґрунтується на припущенні про існування дефіцитної по кисню або іншої фази, яка в міру збільшення магнітного поля переходить у нормальний стан, див. наприклад [47].

3. Зростання критичного струму пояснюється придушенням параметра порядку сторонньої фази, що на початковому етапі приводить до збільшення піннінгу. Подальше зменшення критичного струму приписується придушенню надпровідних параметрів надпровідника.

4. Немонотонна польова залежність критичного струму також очікується при впорядкованому просторовому розподілі центрів піннінгу. У цьому випадку максимум критичного струму очікується в магнітних полях, при яких період вихрових ґраток співпадає з відстанню між центрами піннінгу [48].

Таким чином, аналіз літературних даних показує, що: 1) дані про вплив легування кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ металевими елементами на опір суперечливі, що ймовірно пов'язане з неоднорідністю досліджених об'єктів, а експериментальні дослідження впливу ДГ на електроопір відсутні; 2) проблема піннінгу та динаміки вихорів у монокристалах ВТНП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ актуальна і вимагає додаткових досліджень на об'єктах, що містять контрольовані дефекти; та 3) збільшення критичного струму та ефективного потенціалу піннінгу при частковому заміщенні Y спостерігали в гранульованих об'єктах, що може відображати покращення міжгранульних зв'язків, а не властивість матеріалу.

1.6. ПІК-ЕФЕКТ У ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ НАДПРОВІДНИКАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Немонотонна залежність сили піннінгу або пік-ефект (ПЕ) спостерігається як у низькотемпературних надпровідниках (наприклад: Nb_3Sn і NbSe_2 [49] та ін.),

так і у високотемпературних (наприклад: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, La_2CuO_4 та ін.). У літературі виділяють такі основні моделі для пояснення ПЕ:

1) адаптація ВР до потенціалу піннінгу, тобто розм'якшення пружних модулів ВР;

2) фазовий перехід із одного стану ВР до іншого. Перша модель була запропонована Ларкіним та Овчинниковим у [50]. Відповідно до неї вище деякої величини магнітного поля значення пружних модулів c_{44} та c_{66} зменшуються, а вихрові нитки набувають здатності до викривлення. Таким чином, вихрова ґратка підлаштовується до ландшафту піннінгу. Основним параметром моделі є довжина кореляції L_c (ефективна довжина тієї області, в якій здійснюється піннінг). Для двовимірного піннінгу вираз для L_c має вигляд:

$$L_c = (c_{44}/c_{66})^{1/2} R_c \approx 3[b/(1-b)]^{1/2} R_c, \quad (21)$$

де $b = H/H_{c2}$ – приведене магнітне поле, а

$$R_c = a_0 c_{66} [2\pi d/W(0) \ln(F_p/\omega)], \quad (22)$$

$$F_p = [W(0)/V_c]^{1/2}, \quad W(0) = C_{dl}(T)b(1-b)^2.$$

Тут V_c – об'єм корельованих областей, d – товщина зразка, C_{dl} – параметр сили піннінгу, який знаходиться з експерименту. Для тривимірного піннінгу $L_c = [\pi c_{44}^2 k_h^2 a_0^6 r_f^2 / W(0)]^{1/3}$,

$$k_h = (1-b)^{1/2} / \lambda, \quad (23)$$

де c_{44} – модуль вигину, а r_f – елементарний радіус піннінгу (приблизно дорівнює $a_0/2$). Як видно з формул (21) та (22), L_c підпорядковується різним ступеневим законам, що свідчить про спадання L_c при переході від двовимірного до тривимірного піннінгу. Це, з (21), приводить до зростання $W(0)$ і, відповідно, до зростання сили піннінгу. Згідно з теоретичними розрахунками [50] такий перехід повинен здійснюватися при виконанні умови $L_c = d/2$. Ця модель, зокрема, дозволила пояснити зміщення піку у бік нижчих полів зі зростанням концентрації точкових дефектів δ [51].

Згідно з другою моделлю, ПЕ реалізується при фазовому переході вихрової матерії з одного фазового стану в інший.

Так у малих полях ВАХ вихрового кристала описується співвідношенням:

$$E(J) = E_0 \exp\{- (U_0/kT)[1 - (J_c/J)^\mu]\} \quad (24)$$

де $\mu = 1$ [52]. Зі зростанням магнітного поля реалізується ПЕ і показник ступеня μ змінює значення з 1 до -1.5 , що характерно для моделі руху дислокацій у вихровому кристалі, іншими словами, у вихровому

склі. Така модель задовільно описує ПЕ при дії одночасно двовимірних дефектів (ДГ) та одновимірних (кисневих вакансій) [51].

Зважаючи на шаруватість структури купратних ВТНП, при аналізі двошарового зразка як прототип багатошарового в [52, 53] були запропоновані наступні фазові стани:

- 1) упорядкований вихровий кристал;
- 2) упорядкована вихрова рідина;
- 3) розупорядкований вихровий кристал;
- 4) розупорядкована вихрова рідина.

Перехід з одного фазового стану до іншого супроводжується зміною характеру піннінгу, а отже реалізується ПЕ.

Недолік робіт [52, 53] полягає у складності передбачення поля реалізації плавлення ВР. Модель, що дозволяє задовільно описувати та пророкувати поля плавлення ВР, описана в [52]. Для аналізу фазової діаграми вихрових ґраток застосовували критерій Ліндемманна [54] в рамках так званої "клітинної моделі" (cage model), припускаючи, що потенціал, що обмежує, наближено приймається рівним простому гармонійному потенціалу. При цьому на фазовій діаграмі виділяються наступні лінії фазових переходів вихрової ґратки:

1. *Лінія плавлення*, що відповідає зникненню впорядкованості вихрової ґратки, та визначається стрибком у намагнічуванні як функції температури та магнітного поля.

2. *Лінія незворотності*, яка визначає кросовер, що відповідає зникненню стійкості вихрової ґратки при лабораторних масштабах часу. Визначається за гістерезисом кривих намагнічування.

3. *Лінія переплетення*, яка характеризується переходом до переплетеного стану вихрових ниток і проявляється у збільшенні струму депіннінгу (ПЕ).

Критерій Ліндемманна визначається як:

$$u^2 = c_L^2 a_0^2, \quad (25)$$

де u – відхилення вихрової нитки від стану рівноваги, $c_L \approx 0.15 \div 0.2$ – феноменологічна константа Ліндемманна, a_0 – міжвихрова відстань.

Незважаючи на те, що ПЕ було приділено велику увагу, низка питань залишається відкритою. Дотепер не зрозуміло, який вплив на ПЕ мають такі дефекти, як кластери кисневих вакансій, експериментально виявлені в [55].

1.7. FISHTAIL ЕФЕКТ У ВТНП СПОЛУКАХ

Наявність другого, високопольового, піку на кривій намагніченості $M(B)$ надпровідних сполук отримало назву "fishtail"-ефект (FE).

"Fishtail"-ефект спостерігається в широкому

спектрі ВТНП матеріалів, таких як: MgB_2 [56], $DyBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [57], $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ [58], $RBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($R = Y, Nd, Yb$) [59] та ін. Також FE був виявлений у низькотемпературних НП $2H-NbSe_2$ [60].

Сполукам YBCO по праву приділяється особлива увага через велике значення T_c (до 93 K) та широкі можливості отримання заданої морфології дефектної структури.

На сьогодні розглядаються 3 основні сценарії появи FE:

- 1) фазові перетворення вихрової ґратки (напр. [60]);
- 2) вплив об'ємного піннінгу (напр. [61]);
- 3) вплив поверхневих бар'єрів Біна-Лівінгстона.

Пік-ефект та "fishtail"-ефект мають ряд спільних та відмінних властивостей. Зважаючи на те, що обидва ефекти відображають немонотонну польову залежність сили піннінгу при польових вимірах ВАХ (для ПЕ) та при вимірюванні магнітного моменту (FE), перші дві моделі аналогічні запропонованим у підрозділі 1.6. Однак вимірювання польових залежностей магнітного моменту відбувається в режимі глибокого крипу вихрової ґратки. Тому істотну роль при реалізації FE, крім об'ємного піннінгу, відіграють також бар'єри Біна-Лівінгстона [62].

Після появи класичної роботи Біна [63] стало можливим оцінити густину критичного струму для магнітних вимірів [64] відповідно до співвідношення:

$$J_c = 2\Delta M \frac{\rho}{a^2(b - a/3)c'}, \quad (26)$$

де $\Delta M = M_1(H) - M_2(H)$, ($M_1(H) > 0$, $M_2(H) < 0$ – величини магнітного моменту M у певному полі H , ρ – густина зразка, a , b , c – відповідні геометричні розміри. Формулу (25) застосовують для ідеального прямокутного паралелепіпеда, тому вона має досить якісний характер. Розрахунок густини критичного струму для магнітних вимірювань дозволило використати результати, одержані при резистивних вимірюваннях.

Перша модель, яка пояснює наявність FE, ґрунтується на переходах з одного фазового стану ВР до іншого. Оскільки магнітні виміри відповідають глибокому крипу ВР, то ВР найімовірніше може бути у станах бреггівського (БС) і вихрового скла (ВС). Це еквівалентно різним станам вихрового кристала. Зі зростанням магнітного поля частково впорядкована фаза бреггівського скла перетворюється на розупорядковану фазу вихрового скла [65].

Друга модель ґрунтується на неоднаковому впливі різних типів дефектів зі зростанням магнітного поля на залежності $M(B)$. За аналогією з підрозділом 1.6, це проявляється у кращій адаптації вихорів до потенціалу піннінгу зі зростанням магнітного поля. Так, зі зростанням концентрації точкових дефектів у сполуках RBCO ($R = Y, Tm$) поле появи FE

зменшується [66], що аналогічно результатам [51, 67] для ПЕ.

Третя модель ґрунтується на суттєвому впливі поверхневих бар'єрів на стан ВР та їх конкуренції з об'ємним піннінгом [68, 69]. Густина критичного струму в цій моделі [69] дорівнює:

$$J_c = J_{c0} \left[1 + \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^{\frac{5}{2}} \times \frac{B_0 + |B|}{B_0} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right), \quad (27)$$

де J_{c0} – критична густина струму для $T = 0$ К і $B = 0$, B_m – поле переходу вихрового кристала в рідку фазу, B_0 – параметр, що перешкоджає обнулінню J_c в нульовому полі.

Ґрунтуючись на результатах моделювання [70], була розрахована область існування FE у широкому інтервалі температур $0.4 < T/T_c < 0.8$, а також встановлено, що вплив об'ємного піннінгу суттєвіший при нижчих температурах, у той час як вплив поверхневих бар'єрів домінує при більш високих.

Незважаючи на все сказане вище, досі не вивчено вплив процесів старіння на FE як у монокристалічних зразках YBCO, так і в текстурованих.

На закінчення варто зазначити, що незважаючи на велику кількість теоретичних та експериментальних робіт, які стосуються природи ПЕ та FE у сполуці YBaCuO, деякі питання залишаються досі нез'ясованими. А саме: 1. Яка причина появи паракогерентного переходу на температурних залежностях FE у монокристалах YBa₂Cu₃O_{7-δ} з малим дефіцитом кисню? 2. Як впливає допування атомами срібла на FE у текстурованих зразках? 3. Як впливає процес старіння (aging) на FE у текстурованих кристалах? 4. У чому полягає причина появи двох піків на польовій залежності сили піннінгу в монокристалах YBa₂Cu₃O_{7-δ}? Ці питання були розглянуті для встановлення фізичних закономірностей пік-ефекту та fishtail-ефекту в монокристалічних та текстурованих структурах сполуки YBaCuO на основі системи 1-2-3 з різними домішковими елементами.

ВИСНОВКИ

Точкові дефекти (вакансії кисню) присутні у всіх зразках YBa₂Cu₃O_{7-δ}, що пов'язано з нестехіометричним вмістом кисню; легуванням та/або опроміненням. У випадку опромінення можуть бути створені також і лінійні дефекти (треки важких частинок). Власний (intrinsic) піннінг також є важливим, оскільки для YBa₂Cu₃O_{7-δ} є характерною близькість довжини когерентності до відстані між струмонесучими шарами. Піннінг на двійникових

границях є набагато ефективнішим за піннінг на дислокаціях та проявляється у широкому інтервалі температур аж до рідкого гелію.

В рамках теорії ізотропного вихрового скла, як і теорії колективного піннінгу, рух вихрових ниток розглядається як процес активації вихрових петель. Ці теорії передбачають показову струмову залежність ефективного потенціалу піннінгу як у мейснерівському, так і в змішаному станах, з величиною показника ступеня, що обмежена значеннями ≤ 1 . Нелінійна струмова залежність цього потенціалу приводить до зміни виду ВАХ та релаксації намагніченості з часом.

При відсутності колективних ефектів експоненційно великі терміни розмиття неоднорідної структури вихрової рідини виникають за наявності високих бар'єрів для термоактивованого пластичного руху вихорів, чи переплутуванням вихрових ниток. В реальних здвійникованих кристалах можливий прояв різних механізмів піннінгу.

Немонотонна залежність сили піннінгу від магнітного поля (Пік-ефект, ПЕ) пов'язують як із адаптацією ВР до потенціалу піннінгу, тобто розм'якшення пружних модулів ВР, так і з фазовими переходами із одного стану ВР до іншого. Для високопольового піку намагніченості, $M(B)$, надпровідних сполук ("Fishtail-effect", FE) розглядаються 3 основні сценарії: фазові перетворення вихрової ґратки; вплив об'ємного піннінгу; вплив поверхневих бар'єрів Біна-Лівінгстона.

До нез'ясованих моментів можна віднести:

1) дослідження піннінгу та динаміки вихорів у монокристалах ВТНП YBa₂Cu₃O_{7-x} на об'єктах, що містять контрольовані дефекти; та 2) чи не є збільшення критичного струму та ефективного потенціалу піннінгу в гранульованих об'єктах обумовленим покращенням міжгранульних зв'язків; 3) який вплив на ПЕ мають кластери кисневих вакансій, що експериментально виявлено нещодавно.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Ж. Этурно. В Физика за рубежом, Мир, М. (1989), с. 25.
2. J. D. Jorgensen, Pei Shiyu, P. Lightfoot, H. Shi, A. P. Paulikas, B. M. W. Veal. Physica C, 167, 571 (1990).
[https://doi.org/10.1016/0921-4534\(90\)90676-6](https://doi.org/10.1016/0921-4534(90)90676-6)

3. T. Kemin, H. Meisheng, W. Yening. J. Phys. Condens. Matter. 1, 1049 (1989). [10.1088/0953-8984/1/6/002](https://doi.org/10.1088/0953-8984/1/6/002)
4. G. Lacayo, G. Kästner, R. Herrmann. Physica C, 192, 207 (1992). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90762-2](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90762-2)
5. V. M. Pan, V.L. Svechnikov, V.F. Solovjov, V.F. Taborov, H.W. Zandbergen and J.G. Wen. Supercond. Sci. Technol., 5, 707 (1992). 10.1088/0953-2048/5/12/002
6. P. H. Kes. In Proceedings of the Los Alamos Symposium "Phenomenology and Application of HTSC". Los Alamos, NM. (1991), p. 22.
7. W. Gawalek, W. Schueppel, R. Hergt, W. Andra, K. Fischer and P. Gornert. Supercond. Sci. Technol., 5, S407 (1992). 10.1088/0953-2048/5/1S/094
8. B. B. Квардаков, B. A. Соменков, С. Ш. Шильштейн. Сверхпроводимость: физика, химия, технология, 5, 4, 624 (1992).
9. V. Selvamankam, M. Mironova, S. Son. Physica C, 208, 238 (1993). <https://doi.org/10.1557/JMR.1993.0249>
10. G. Roth, G. Heger, P. Schweiss, B. Renker, W. Aßmus, J. Kowalewski. Physica C: Superconductivity, 152, 4, 329 (1988). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(88\)90091-3](https://doi.org/10.1016/0921-4534(88)90091-3)
11. A. V. Bondarenko, A. A. Prodan, Yu. T. Petrusenko, V. N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek. Magnetic and superconducting materials. World Scientific, A, 499 (1999). <https://doi.org/10.1142/4365-vol1>
12. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, V.N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek. Phys. Rev. B, 64, 92513(1) (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.092513>
13. Physical properties of high temperature superconductors I. Ed. D.M. Ginsberg. World Scientific, 1989, ISBN 9971506831, 9789971506834, 516 p.
14. L.M. Paulius, P.K. Tsai, J.J. Neumeier et al. Appl. Phys. Lett., 58, 1792 (1991). <https://doi.org/10.1063/1.105093>
15. М. Тинкхам. Введение в сверхпроводимость. Атомиздат, М. (1980), 310 с.
16. A. V. Bondarenko, M. A. Obolenekli, R. V. Vovk et al. In Proc. of 7th Int. Workshop on Grit. Cur. In Supercond., Alpbach, Austria (1995), p.177.
17. P. W. Anderson, Y. B. Kim. Rev. Mod. Phys., 36, 39 (1964). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.36.39>
18. M.R. Beasley, R. Labusch, W.W. Webb. Phys. Rev., 181, 682 (1969). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.181.682>
19. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ, 65 (4), 1704 (1973).
20. M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur. Phys. Rev. Lett., 63, 2303 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.63.2303>
21. B. Roas, L. Schultz, G. Saemann-Ischenko. Phys. Rev. Lett., 64, 479 (1990). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.64.479>
22. M. P. A. Fisher. Phys. Rev. Lett., 62, 1415 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.62.1415>
23. E. H. Brandt. Physica C, 195, 1 (1992). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90068-N](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90068-N)
24. D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, D. A. Huse. Phys. Rev. B, 43, 130 (1991). [10.1103/PhysRevB.43.130](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.130)
25. H.B. Radousky. J. Mater. Res., 7, 1917 (1992). <https://doi.org/10.1557/JMR.1992.1917>
26. J.R. Thompson, Y.R. Sun, L. Civale et al. Phys. Rev. B, 47, 14440 (1993). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.47.14440>
27. A. Angadi, Z.H. Shen, A.D. Caplin et al. Supercond. Sci. Technol., 3, 165 (1990).
28. A. Houghton, R.A. Pelcovits, A. Sudbo. Phys. Rev. B, 40, 6763 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.40.6763>
29. M. V. Feigel'man, V. M. Vinokur. Phys. Rev. B, 41, 8986 (1990). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.41.8986>
30. D. R. Nelson, B. I. Galperin. Phys. Rev. B, 19, 2457 (1979). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.19.2457>
31. E. M. Chudnovsky. Phys. Rev. B, 40, 11355 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.40.11355>
32. M. Tachiki, S. Takahashi. Sol. State Commun, 72, 1083 (1989). [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(89\)90251-2](https://doi.org/10.1016/0038-1098(89)90251-2)
33. W. K. Kwok, J. Fendrich, S. Flesher et al. Physica B, 197, 579 (1994). [https://doi.org/10.1016/0921-4526\(94\)90259-3](https://doi.org/10.1016/0921-4526(94)90259-3)
34. V. M. Vinokur, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, M. V. Feigel'man. Sov. Phys. JETP 73(3), 610 (1991).
35. M.C Marchetti, D.R. Nelson. Physica C, 174, 40 (1991). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(91\)90419-Y](https://doi.org/10.1016/0921-4534(91)90419-Y)
36. A. Pruyboom, P.H. Kes, E. van der Drift, and S. Radelaar. Phys. Rev. Lett., 60, 1430 (1988). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.1430>
37. A. V. Bondarenko, M. A. Obolenskii, R. V. Vovk et al. In Proceedings of 7th Int. Workshop on Critical Currents in Superconductors, Alpbach, Austria, (1995), p. 193.
38. T.K. Worthington, M.P.A. Fisher, D.A. Huse et al. Phys. Rev. B, 46, 11854 (1992). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.11854>
39. G. Blatter, J. Rhyner, V. M. Vinokur. Phys. Rev. B, 43, 7026 (1991). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.7026>

40. А. А. Жуков, И. В. Гладышев, С. Н. Гордеев и др. Сверхпроводимость: физика, химия, технология, 4, 7, 2333 (1991).
41. M. C. Marchetti, D. R. Nelson. Phys. Rev. B, 42, 9938 (1990). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.42.9938>
42. Y. Yeng, C. Beduz, Z. Yi, R.G. Scurlock. Physica C, 199, 23 (1992). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90535-K](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90535-K)
43. M. P. Maley, J. O. Willis, H. Leseure, M. E. McHenry. Phys. Rev. B, 42, 2639 (1990). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.42.2639>
44. I. Isaac, J. Jung, M. Murakami et al. Phys. Rev. B, 51, 11806 (1995). [10.1103/PhysRevB.51.11806](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.11806)
45. Y. R. Sun, J. R. Thompson, Y. J. Chen et al. Phys. Rev. B, 47, 14481 (1993). [10.1103/PhysRevB.47.14481](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.47.14481)
46. H. Kupfer, S. N. Gordeev, W. Jang et al. Phys. Rev. B, 50, 7016 (1994). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.50.7016>
47. L. Krusin-Elbaum, L. Civale, V. M. Vinokur, F. Holtzberg. Phys. Rev. Lett., 69, 2280 (1992). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.2280>
48. K.I. Kugel, T. Matsushida, E.Z. Meilikhov, A.L. Rakhmanov. Physica C, 228, 373 (1994). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(94\)90428-6](https://doi.org/10.1016/0921-4534(94)90428-6)
49. G. Ravikumar, P. K. Mishra, V. C. Sahni, S. S. Banerjee, A. K. Grover, S. Ramakrishnan, P. L. Gammel, D. J. Bishop, E. Bucher, M. J. Higgins, S. Bhattacharya. Phys. Rev. B, 61, 12490 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.12490>
50. A. I. Larkin, Yu. N. Ovchinnikov. J. Low Temp. Phys., 34, 409 (1979). [10.1007/BF00117160](https://doi.org/10.1007/BF00117160)
51. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, V.N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek. Phys. Rev. B, 64, 092513 (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.092513>
52. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. . Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur. Rev. Mod. Phys., 66, 1125 (1994). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.66.1125>
53. A. E. Koshelev, V. M. Vinokur. Phys. Rev. Lett., 73, 3580 (1994). [10.1103/PhysRevLett.73.3580](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.73.3580)
54. D. Ertaş, D.R. Nelson. Physica C, 272, 79 (1996). [https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(96\)00563-1](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(96)00563-1)
55. Ophir M. Auslaender, Lan Luan, Eric W. J. Straver, Jennifer E. Hoffman, Nicholas C. Koshnick, Eli Zeldov, Douglas A. Bonn, Ruixing Liang, Walter N. Hardy, Kathryn A. Moler. Nature Physics, 5, 35 (2009). <https://doi.org/10.1038/nphys1127>
56. M. Zehetmayer, M. Eisterer, J. Jun, S. M. Kazakov, J. Karpinski, B. Birajdar, O. Eibl, H.W. Weber. Phys. Rev. B, 69, 054510 (2004). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.69.054510>
57. A. J. J. Van Dalen, M. R. Koblishka, R. Griessen, M. Jirsa, G. Ravi Kumar. Physica C, 250, 265 (1995). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(95\)00363-0](https://doi.org/10.1016/0921-4534(95)00363-0)
58. D. Giller, B. Kalisky, I. Shapiro, B. Ya. Shapiro, A. Shaulov, Y. Yeshurun. Physica C, 388-389, 731 (2003). [https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(02\)02531-5](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(02)02531-5)
59. M. Werner, F. M. Sauerzopf, H.W. Weber, A. Wisniewski. Phys. Rev. B, 61, 14795 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.14795>
60. A. D. Hernandez, D. Dominguez. Phys. Rev. Lett., 92, 117002 (2004). [10.1103/PhysRevLett.92.117002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.117002)
61. L. Miu, T. Noji, Y. Koike, E. Cimpoeasu, T. Stein, C. C. Almasan. Phys. Rev. B, 62, 15172 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.62.15172>
62. C. P. Bean, J. D. Livingston. Phys. Rev. Lett., 12, 14 (1964). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.12.14>
63. C.P. Bean. Phys. Rev. Lett., 8, 250 (1962). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.8.250>
64. H. P. Wiesinger, F. M. Sauerzopf, H. W. Weber. Physica C, 203, 121 (1992). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90517-G](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90517-G)
65. U. Divakar, A.J. Drew, S.L. Lee, R. Gilardi, J. Mesot, F.Y. Ogrin, D. Charalambous, E.M. Forgan, G.I. Menon, M. Oda, C.D. Dewhurst, C Baines. Phys. Rev. Lett., 92, 237004 (2004). [10.1103/PhysRevLett.92.237004](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.237004)
66. G. K. Perkins, L. F. Cohen, A. A. Zhukov, A. D. Caplin. Phys. Rev. B, 55, 8110 (1997). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.55.8110>
67. S. Kokkalis, A. A. Zhukov, P. A. J de Groot, R. Gagnon, L. Taillefer, T. Wolf. Phys. Rev. B, 61, 3655 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.3655>
68. L. Burlachkov, V. Ginodman, I. Shilmak. Phys. Rev. B, 59, 8917 (1999). [10.1103/PhysRevB.59.8917](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.59.8917)
69. L. Burlachkov, A.E. Koshelev, V.M. Vinokur. Phys. Rev. B, 54, 6750 (1996). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.6750>
70. L. Zhang, Q. Qiao, X. B. Xu, Y. L. Jiao, L. Xiao, S. Y. Ding, X. L. Wang. Physica C, 445-448, 236 (2006). <https://doi.org/10.1016/j.physc.2006.04.008>

REFERENCES

1. J. Etourneau. In Physics Abroad, Mir, M. (1989), p. 25 (in Russian).
2. J. D. Jorgensen, Pei Shiyong, P. Lightfoot, H. Shi, A. P. Paulikas, B. M. W. Veal. Physica C, 167, 571 (1990). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(90\)90676-6](https://doi.org/10.1016/0921-4534(90)90676-6)

3. T. Kemin, H. Meisheng, W. Yening. J. Phys. Condens. Matter. 1, 1049 (1989). [10.1088/0953-8984/1/6/002](https://doi.org/10.1088/0953-8984/1/6/002)
4. G. Lacayo, R. Hermann, G. Kaestener. Physica C, 192, 207 (1992). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90762-2](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90762-2)
5. V. M. Pan, V.L. Svechnikov, V.F. Solovjov, V.F. Taborov, H.W. Zandbergen and J.G. Wen. Supercond. Sci. Technol., 5, 707 (1992). <https://doi.org/10.1088/0953-2048/5/12/002>
6. P. H. Kes. In Proceedings of the Los Alamos Symposium "Phenomenology and Application of HTSC". Los Alamos, NM. (1991), p. 22.
7. W. Gawalek, W. Schueppel, R. Hergt, W. Andra, K. Fischer and P. Gornert. Supercond. Sci. Technol., 5, S407 (1992). [10.1088/0953-2048/5/1S/094](https://doi.org/10.1088/0953-2048/5/1S/094)
8. V.V. Kvardakov, V.A. Somenkov, S.Sh. Shilshtein. Superconductivity: Physics, Chemistry, Technology, 5, 624 (1992) (in Russian).
9. V. Selvamanickam, M. Mironova, S. Son. Physica C, 208, 238 (1993). <https://doi.org/10.1557/JMR.1993.0249>
10. G. Roth, G. Heger, P. Schweiss, B. Renker, W. Aßmus, J. Kowalewski. Physica C: Superconductivity, 152, 4, 329 (1988). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(88\)90091-3](https://doi.org/10.1016/0921-4534(88)90091-3)
11. A. V. Bondarenko, A. A. Prodan, Yu. T. Petrusenko, V. N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek. Magnetic and superconducting materials. World Scientific, A, 499 (1999). <https://doi.org/10.1142/4365-vol1>
12. A. V. Bondarenko, A. A. Prodan, Yu. T. Petrusenko, V. N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek. Phys. Rev. B, 64, 92513(1) (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.092513>
13. Physical properties of high temperature superconductors I. Ed. D.M. Ginsberg. World Scientific, 1989, ISBN 9971506831, 9789971506834, 516 p.
14. L. M. Paulius, P. K. Tsai, J. J. Neumeier et al. Appl. Phys. Lett., 58, 1792 (1991).
15. M. Tinkham. Introduction to superconductivity, Atomizdat, M. (1980), 310 p. (In Russian).
16. A. V. Bondarenko, M. A. Obolenekli, R. V. Vovk et al. In Proc. of 7th Int. Workshop on Grit. Cur. In Supercond., Alpbach, Austria (1995), p.177.
17. P. W. Anderson, Y. B. Kim. Rev. Mod. Phys., 36, 39 (1964). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.36.39>
18. M.R. Beasley, R. Labusch, W. W. Webb. Phys. Rev., 181, 682 (1969). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.181.682>
19. A. I. Larkin, Yu. N. Ovchinnikov. Sov. Phys. JETP 38(4), 854 (1974).
20. M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur. Phys. Rev. Lett., 63, 2303 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.63.2303>
21. B. Roas, L. Schultz, G. Saemann-Isohenko. Phys. Rev. Lett., 64, 479 (1990). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.64.479>
22. M. P. A. Fisher. Phys. Rev. Lett., 62, 1415 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.62.1415>
23. E. H. Brandt. Physica C, 195, 1 (1992). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90068-N](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90068-N)
24. D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, D. A. Huse. Phys. Rev. B, 43, 130 (1991). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.130>
25. H. B. Radousky. J. Mater. Res., 7, 1917 (1992). <https://doi.org/10.1557/JMR.1992.1917>
26. J. R. Thompson, Y. R. Sun, L. Civale et al. Phys. Rev. B, 47, 14440 (1993). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.47.14440>
27. A. Angadi, Z. H. Shen, A. D. Caplin et al. Supercond. Sci. Technol., 3, 165 (1990).
28. A. Houghton, R. A. Peloovits, A. Sudbo. Phys. Rev. B, 40, 6763 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.40.6763>
29. M. V. Feigel'man, V. M. Vinokur. Phys. Rev. B, 41, 8986 (1990). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.41.8986>
30. D. R. Nelson, B. I. Galperin. Phys. Rev. B, 19, 2457 (1979). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.19.2457>
31. E. M. Chudnovsky. Phys. Rev. B, 40, 11355 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.40.11355>
32. M. Tachiki, S. Takahashi. Sol. State Commun, 72, 1083 (1989). [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(89\)90251-2](https://doi.org/10.1016/0038-1098(89)90251-2)
33. W. K. Kwok, J. Fendrich, S. Flesher et al. Physica B, 197, 579 (1994). [https://doi.org/10.1016/0921-4526\(94\)90259-3](https://doi.org/10.1016/0921-4526(94)90259-3)
34. V. M. Vinokur, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, M. V. Feigel'man. Sov. Phys. JETP 73(3), 610 (1991).
35. M. O. Marchetti, D. R. Nelson. Physica C, 174, 40 (1991). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(91\)90419-Y](https://doi.org/10.1016/0921-4534(91)90419-Y)
36. A. Pruyboom, P. H. Kes, E. van der Drift et al. Phys. Rev. Lett., 60, 1430 (1988).
37. A. V. Bondarenko, M. A. Obolenskii, R. V. Vovk et al. In Proceedings of 7th Int. Workshop on Critical Currents in Superconductors, Alpbach, Austria, (1995), p.193. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.1430>
38. T.K. Worthington, M.P.A. Fisher, D.A. Huse et al. Phys. Rev. B, 46, 11854 (1992). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.11854>

39. G. Blatter, J. Rhyner, V. M. Vinokur. Phys. Rev. B, 43, 7026 (1991).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.7026>
40. A. A. Zhukov, I. V. Gladyshev, S. N. Gordeev et al. Superconductivity: Physics, Chemistry, Technology, 4, 2333 (1991) (in Russian).
41. M. C. Marchetti, D. R. Nelson. Phys. Rev. B, 42, 9938 (1990).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.42.9938>
42. Y. Yeng, C. Beduz, Z. Yi, R. G. Scurlock. Physica C, 199, 23 (1992). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90535-K](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90535-K)
43. M.P. Maley, J.O. Willis, H. Leseure, M.E. McHenry. Phys. Rev. B, 42, 2639 (1990).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.42.2639>
44. I. Isaac, J. Jung, M. Murakami et al. Phys. Rev. B, 51, 11806 (1995).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.11806>
45. Y. R. Sun, J. R. Thompson, Y. J. Chen et al. Phys. Rev. B, 47, 14481 (1993).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.47.14481>
46. H. Kupfer, S.N. Gordeev, W. Jang et al. Phys. Rev. B, 50, 7016 (1994).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.50.7016>
47. L. Krusin-Elbaum, L. Civale, V. M. Vinokur, F. Holtzberg. Phys. Rev. Lett., 69, 2280 (1992). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.2280>
48. K. I. Kugel, T. Matsushida, E. Z. Meilikhov, A. L. Rakhmanov. Physica C, 228, 373 (1994).
[https://doi.org/10.1016/0921-4534\(94\)90428-6](https://doi.org/10.1016/0921-4534(94)90428-6)
49. G. Ravikumar, P. K. Mishra, V. C. Sahni, S. S. Banerjee, A. K. Grover, S. Ramakrishnan, P. L. Gammel, D. J. Bishop, E. Bucher, M. J. Higgins, S. Bhattacharya. Phys. Rev. B, 61, 12490 (2000).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.12490>
50. A.I. Larkin, Yu.N. Ovchinnikov. J. Low Temp. Phys., 34, 409 (1979). 10.1007/BF00117160
51. A. V. Bondarenko, A. A. Prodan, Yu. T. Petrusenko, V. N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek. Phys. Rev. B, 64, 092513 (2001).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.092513>
52. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur. Rev. Mod. Phys., 66, 1125 (1994).
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.66.1125>
53. A.E. Koshelev, V.M. Vinokur. Phys. Rev. Lett., 73, 3580 (1994). 10.1103/PhysRevLett.73.3580
54. D. Ertaş, D. R. Nelson. Physica C, 272, 79 (1996).
[https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(96\)00563-1](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(96)00563-1)
55. Ophir M. Auslaender, Lan Luan, Eric W. J. Straver, Jennifer E. Hoffman, Nicholas C. Koshnick, Eli Zeldov, Douglas A. Bonn, Ruixing Liang, Walter N. Hardy, Kathryn A. Moler. Nature Physics, 5, 35 (2009). <https://doi.org/10.1038/nphys1127>
56. M. Zehetmayer, M. Eisterer, J. Jun, S. M. Kazakov, J. Karpinski, B. Birajdar, O. Eibl, H. W. Weber. Phys. Rev. B, 69, 054510 (2004).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.69.054510>
57. A.J.J. Van Dalen, M.R. Koblischka, R. Griessen, M. Jirsa, G. Ravi Kumar. Physica C, 250, 265 (1995).
[https://doi.org/10.1016/0921-4534\(95\)00363-0](https://doi.org/10.1016/0921-4534(95)00363-0)
58. D. Giller, B. Kalisky, I. Shapiro, B. Ya. Shapiro, A. Shaulov, Y. Yeshurun. Physica C, 388-389, 731 (2003).
[https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(02\)02531-5](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(02)02531-5)
59. M. Werner, F. M. Sauerzopf, H.W. Weber, A. Wisniewski. Phys. Rev. B, 61, 14795 (2000).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.14795>
60. A. D. Hernandez, D. Dominguez. Phys. Rev. Lett., 92, 117002 (2004). 10.1103/PhysRevLett.92.117002
61. L. Miu, T. Noji, Y. Koike, E. Cimpoeasu, T. Stein, C. C. Almasan. Phys. Rev. B, 62, 15172 (2000).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.62.15172>
62. C. P. Bean, J. D. Livingston. Phys. Rev. Lett., 12, 14 (1964). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.12.14>
63. C. P. Bean. Phys. Rev. Lett., 8, 250 (1962). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.8.250>
64. H.P. Wiesinger, F.M. Sauerzopf, H.W. Weber. Physica C, 203, 121 (1992).
[https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90517-G](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90517-G)
65. U. Divakar, A.J. Drew, S.L. Lee, R. Gilardi, J. Mesot, F.Y. Ogrin, D. Charalambous, E.M. Forgan, G.I. Menon, M. Oda, C.D. Dewhurst, C Baines. Phys. Rev. Lett., 92, 237004 (2004). 10.1103/PhysRevLett.92.237004
66. G. K. Perkins, L. F. Cohen, A. A. Zhukov, A. D. Caplin. Phys. Rev. B, 55, 8110 (1997).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.55.8110>
67. S. Kokkaliaris, A. A. Zhukov, P. A. J de Groot, R. Gagnon, L. Taillefer, T. Wolf. Phys. Rev. B, 61, 3655 (2000).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.3655>
68. L. Burlachkov, V. Ginodman, I. Shilmak. Phys. Rev. B, 59, 8917 (1999).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.59.8917>
69. L. Burlachkov, A. E. Koshelev, V.M. Vinokur. Phys. Rev. B, 54, 6750 (1996).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.6750>
70. L. Zhang, Q. Qiao, X. B. Xu, Y. L. Jiao, L. Xiao, S. Y. Ding, X. L. Wang. Physica C, 445-448, 236 (2006). <https://doi.org/10.1016/j.physc.2006.04.008>

CRYSTAL STRUCTURE, DEFECTS, PINNING AND MAGNETIC FLUX DYNAMICS IN HTNP COMPOUNDS OF THE 1-2-3 SYSTEM (brief review)

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

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

Received on April 05, 2025. Reviewed on May 21, 2025.

Accepted for publication on May 25, 2025.

A brief review of phenomena related to the dynamics of magnetic flux and its pinning in HTSC compounds of the 1-2-3 system is made on the basis of literature data and our own research. The review includes experimental studies of changes in the temperature dependences of electrical resistance and current-voltage characteristics of single crystals of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ under the influence of structural defects. Based on the features of the crystal structure of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and typical structural defects of this compound, the dynamics of magnetic flux and the influence of thermal fluctuations on this dynamics, the phase state and dynamics of the vortex system in HTSC compounds of the 1-2-3 system, in particular, pinning of the vortex lattice on defects, intrinsic pinning in the compound $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, are considered. In high-temperature superconductors $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, the Peak-effect is associated with both the adaptation of the vortex lattice to the pinning potential and the phase transitions from one state of the vortex lattice to another. The Fishtail effect in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ can be due to phase transformations of the vortex lattice, the effect of bulk pinning, or the effect of Bean-Livingston surface barriers. The review contains a list of tasks that it is desirable to solve, in particular, the study of pinning and vortex dynamics in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals containing only controlled defects; establishing the role of intergranular bonds in increasing the critical current and effective pinning potential; studying the effect of oxygen vacancy clusters on the Peak-effect.

Keywords: *$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals, defects, pinning, vortex flux, magnetic flow, Peak effect, Fishtail effect, dynamics.*