

УДК 538.945  
PACS number(s): 74.25Qt

## КВАЗИСТАТИЧНИЙ ТА ДИНАМІЧНИЙ ПЕРЕХІД ПОРЯДОК-НЕПОРЯДОК ЗА НАЯВНОСТІ СИЛЬНОГО ПОТЕНЦІАЛУ ПІНІНГУ

О. Бондаренко, А. Завгородній, Д. Лотник, М. Оболенський

*Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна,  
кафедра фізики низьких температур  
пл. Свободи 4, 61077 Харків, Україна  
e-mail: Dmitry.A.Lotnik@univer.kharkov.ua*

Динаміка вихрів у кристалі  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,9}$  була експериментально вивчена у магнітному полі  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  в широкому діапазоні швидкостей вихрів,  $v=10^{-4}$ –2 м/с. Ми показали, що перехід переплетеності вихрів зрушується до вищих полів зі зменшенням кута  $\alpha \equiv \angle \mathbf{H}, ab$ , спричинене збільшенням співвідношення  $E_{el}/E_p$ , де  $E_{el}$  та  $E_p$  – відповідно, пружна енергія й енергія пінінгу. Отримана польова залежність сили пінінгу та гістерезисного поведіння  $v(J)$ -кривих свідчать про реалізацію динамічного фазового переходу першого роду: переплетена ґратка до непереплетеної ґратки, що швидко рухається.

*Ключові слова:* вихор, пінінг, гістерезис.

Взаємодія статичних і пружних середовищ, що рухаються, з хаотичним потенціалом пінінгу є одним із розділів фізики твердого тіла, що містить дислокації в кристалічних твердих тілах, хвилі зарядової щільності, вігнерівські кристали й вихрові ґратки (ВГ) у надпровідниках другого роду. Останні є ідеальним об'єктом для експериментальних досліджень таких структур, оскільки в них легко змінювати величину потенціалу пінінгу, а також пружність і швидкість руху середовища. Положення мінімуму на польовій залежності сили пінінгу  $F_p(H)$  збігається з величиною поля  $H_{OD}$ , за якого реалізується перехід від низькопольового впорядкованого стану до високопольового неупорядкованого стану. Дотримуючись цих спостережень, було запропоновано теоретичну модель переходу порядок–непорядок (НБ). НБ – перехід реалізується, якщо поперечні зсуви вихрових ниток перевищать  $c_L a_0$ , де  $a_0 = (\Phi_0/B)^{1/2}$  – міжвихрова відстань,  $\Phi_0$  – квант магнітного потоку, і  $c_L$  – число Линдемана. Такі зсуви спричинюють збільшення пружної енергії на  $E_{el} = c_L^2 \varepsilon \varepsilon_0 a_0$ , де  $\varepsilon$  – параметр анізотропії,  $\varepsilon_0 = (\Phi_0/4\pi\lambda)^2$  – лінійний натяг вихру, і  $\lambda$  – глибина проникнення магнітного поля. У слабких полях енергія  $E_{el}$  перевищує енергію пінінгу  $E_p$  і тому реалізується впорядкована вихрова фаза, що не містить топологічних дефектів. Однак, енергія зменшується зі збільшенням поля набагато швидше, ніж енергія  $E_p$ . Тому в разі збільшення поля вище  $H_{OD}$  енергія  $E_{el}$  стає меншою ніж  $E_p$ , що призводить до формування неупорядкованої вихрової фази. Ця фаза містить дислокації, гвинтові

компоненти яких спричинюють переплетення вихрових ниток. Тому передбачено, що у магнітних полях  $H < H_{OD}$  реалізується фаза непереплетеної вихрової ґратки (НВГ), що трансформується у фазу переплетеної вихрової ґратки (ПВГ) у полях  $H > H_{OD}$ . Сила пінінгу НВГ фази зменшується зі збільшенням поля через збільшення міжвихревої взаємодії, що погіршує їхнє пристосування до ландшафту потенціалу пінінгу. Ріст сили пінінгу ПВГ фази з полем спричинений розмірним кроссовером сили пінінгу [1] і кращою адаптацією неупорядкованих вихрових фаз до хаотичного потенціалу пінінгу.

Актуальною проблемою фазового стану вихрової ґратки є природа її впорядкування під час збільшення швидкості руху  $v$ . У роботі [2] було запропоновано, що під час збільшення швидкості  $v$  вище деякого критичного значення  $v_c$  реалізується динамічний фазовий перехід від неупорядкованого стану до більш впорядкованого. Згодом було показано [3], що збільшення швидкості  $v$  призводить до отримання ефекту пінінгу лише в поздовжньому (стосовно вектора  $v$ ) напрямку, а в поперечному – бар'єри пінінгу залишаються кінцевими. Це спричинює формування статичних поздовжніх каналів руху вихрів, які простежували у разі візуалізації вихрів, що рухаються, у кристалах  $NbSe_2$  [4] й у роботах у моделювання вихрових структур, що рухаються [5]. Було показано, що ефект безпорядку зберігається навіть при значно більших швидкостях  $v$ : (1) далекий порядок вихрових ґраток реалізується лише у поперечному напрямку, а в поздовжньому – простежується впорядкування на малих відстанях, і (2) частка вихрів із шостикоординатним оточенням може бути менша від одиниці [5].

Збереження ефекту пінінгу за великих швидкостей  $v$  може зумовлювати збереження ПВГ-фази й тому можна чекати збільшення сили  $F_p$  з полем  $\mathbf{H}$  і за великих швидкостей  $v$ . Збільшення сили пінінгу за великих і малих рушійних сил  $F_L = JB/c$  експериментально спостерігали у надпровідниках  $NbSe_2$  [4] у великих полях,  $h \equiv H/H_{c2} \geq 0,7$ . Однак це збільшення пояснюють як формування ПВГ-фази та і розм'якшення пружних модулів при  $h \rightarrow 1$  [6]. Тому визначення впливу динамічного впорядкування на польову залежність сили пінінгу вище НБ-переходу потребує проведення експериментальних досліджень на зразках, у яких величина зв'язків  $H_{OD}/H_{c2} \ll 1$ , що охоплює вплив розм'якшення пружних модулів. Результати таких досліджень наведено у цій статті.

Вимірювання проводили на двійниковому монокристалі  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , відпаленому в атмосфері кисню за температури  $500^\circ \text{C}$  протягом семи днів. Такому відпалу відповідає дефіцит кисню  $\delta \approx 0,13$  [7] і  $T_c = 92 \text{ K}$  при  $\Delta T_c = 0,3 \text{ K}$ . Згодом монокристал був витриманий за кімнатної температури протягом трьох діб з метою формування невеликих кластерів кисневих вакансій, що призводять до зсуву НБ переходу в область слабших полів. Польову залежність сили пінінгу при різних швидкостях  $v$  досліджували за допомогою виміру вольт-амперних характеристик  $E(J)$  на постійному струмі стандартним чотирьохконтактним методом. Вимірювання проводили за температур  $T = 86,7 \text{ K}$  у поле  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ .

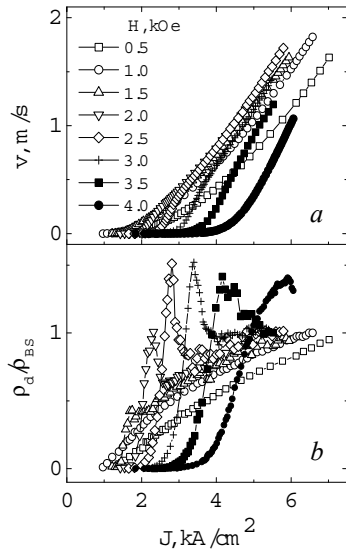


Рис. 1. Струмові залежності: *a* – швидкості руху магнітного потоку; *b* – диференційного опору

На рис. 1 показано результати вимірів, поданих у вигляді струмових залежностей середньої швидкості руху магнітного потоку  $v(J) = cE(J)/B$  й диференційного опору  $\rho_d(J) \equiv [dE(J)/dJ]/\rho_{BS}$ , нормованого на опір в'язкої течії  $\rho_{BS} = \rho_N B / B_{c2}$  [Bardeen 65]. За малих струмів швидкість  $v$  й опір  $\rho_d$  експоненційно збільшуються зі струмом, що свідчить про реалізації термічно активованого крипу. За більших струмів швидкість вихрів майже лінійно збільшується зі струмом, а  $\rho_d$  близька до одиниці, що свідчить про в'язку течію вихрових ґраток, яка реалізується за струмів, котрі перевищують струм депінінгу. Експериментальні дані дають змогу визначити силу пінінгу як у режимі термічного крипу, так і в режимі в'язкої течії вихрів. Ці сили можна характеризувати значеннями струму  $J_v$  (визначеного за постійної величини швидкості  $v$ ), за швидкостей  $v \leq 10^{-2}$  м/с й  $v \geq 0,5$  м/с, відповідно.

Отримані польові залежності струму депінінгу  $J_d$  і струму зриву магнітного потоку  $J_v$ , зумовленого при мінімальній швидкості руху магнітного потоку  $3 \cdot 10^{-4}$  м/с (див. рис. 2).

У малих полях значення обох струмів зменшується, тоді як у великих полях – зростає з підсиленням магнітного поля. Зростання струму  $J_v$  пов'язане зі статичним переходом порядок–непорядок, тобто при деякому значенні магнітного поля  $H_{OD}$  вихрова ґратка переходить від упорядкованої твердої фази до неупорядкованої твердої фази. Інакше кажучи, перша фаза утворює бездислокаційну систему вихорів, а друга містить дислокаційні петлі, що спричинює скривлення вихрових ліній. Звичайно, що перехід виникає за умови коли енергія пінінгу  $E_p > E_{cl}$  (енергії взаємодії вихрів).

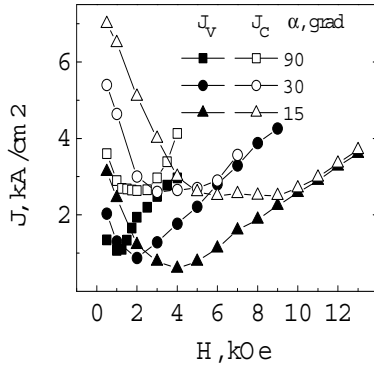


Рис. 2. Польові залежності струму зриву  $J_v$  та струму депінінгу  $J_c$

$E_{el}^c = 7 \cdot 10^{-15}$  ерг, якщо  $c_L = 0,2$  і  $H = 1$  кОе. Це означає, що точкові дефекти не можуть спричинювати деформацію вихрових ліній. Підходяще значення енергії пінінгу завдяки присутності кластерів кисневих вакансій. У середині таких кластерів критична температура локально зменшується та може бути меншою від температури, при якій проводили вимірювання. У цьому випадку енергія пінінгу дорівнює енергії конденсації  $E_p = (H_c^2 / 8\pi) V_c$ , де  $V_c$  – об’єм вихрового кору, який потрапив у кластер. Якщо припустити, що радіус кластерів  $r \approx \xi$ , то отримаємо значення  $E_p = (H_c^2 / 8\pi) (4\pi \xi^3 / 3) \approx 10^{-14}$  ерг, при  $H = 1$  кЕ, видно, що за таких умов  $E_p > E_{el}$ .

Значення магнітного поля  $H_{OD}$  зростає зі зменшенням кута  $\alpha$ . Цей ріст спричинене різною польовою залежністю енергій  $E_p$  та  $E_{el}$ . Значення пружної енергії залежить від напрямку, в якому зміщується вихровий сегмент. У термінах “траткового потенціалу” ця енергія не залежить від  $\alpha$  для зміщень сегменту вздовж  $ab$ -площини і дорівнює  $E_{el}^c$ . Для міжплощинного зміщення енергія зростає зі зменшенням  $\alpha$  як  $E_{el}^L = E_{el}^c / \varepsilon_\alpha$ , де  $\varepsilon_\alpha^2 = \varepsilon^2 \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha$ , тоді як енергія пінінгу  $E_p \approx (H_c^2 / 8\pi) \cdot (\pi \xi^2 \xi_\perp) \propto (\varepsilon_\alpha)^{1/2}$  зменшується з  $\alpha$ , оскільки міжплощинна довжина когеренції  $\xi_\perp = \xi \varepsilon_\alpha^{1/2}$  теж зменшується, а це означає що відношення  $E_{el} / E_p$  збільшується зі зменшенням  $\alpha$ , тоді зростає і поле  $H_{OD}$ .

Зменшення струмів  $J_v$  та  $J_d$  зі зростання поля, яке простежене в магнітних полях  $H < H_{OD}$ , пов’язують зі збільшенням пружних модулів, що ускладнює пристосування вихорів до потенціалу пінінгу. Поява дислокаційних петель у полях  $H > H_{OD}$  означає краще пристосування до непорядку. Як бачимо з рис. 2, струм  $J_v$  збільшується з полем, однак струм  $J_d$  продовжує спадати до полів  $H \approx 2H_{OD}$  після чого починає зростати. Ці неідентичні польові залежності струму  $J_v$ , яких характеризує силу пінінгу за малих швидкостей руху магнітного потоку та струму  $J_d$ , який характеризує силу пінінгу за великих швидкостей руху вихорів, може означати зменшення впливу хаотичного потенціалу пінінгу за великих швидкостей

У магнітних полях  $\mathbf{H} \parallel c$  пружна енергія становить  $E_{el}^c = c_L^2 \varepsilon \varepsilon_0 a_0$ , де  $a_0 = (\Phi_0 / B)^{1/2}$  – міжвихрова відстань. За наявності точкових дефектів енергія пінінгу  $E_p = U_{dp} (L_0 / L_c)^{1/5}$ , де  $U_{dp} = \gamma \varepsilon^2 \varepsilon_0 \xi^4$  – енергія депінінгу,  $L_0 = 2 \varepsilon a_0$  – довжина повздовжніх флуктуацій,  $L_c = \varepsilon \xi (J_0 / J_d)^{1/2}$  – довжина кореляції,  $J_0$  – струм розпаровування,  $\xi$  – довжина когеренції та  $\gamma = (J_d \Phi_0 / c)^2 L_c$  – параметр не порядку.

Застосовуючи реальні параметри для  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ :  $\lambda(0) = 180$  нм,  $\xi(0) = 1,4$  нм,  $\varepsilon = 1/7$ , та експериментальне значення  $J_d = 2,6$  кА/см<sup>2</sup>, було отримано значення  $E_p = 7,7 \cdot 10^{-17}$  ерг, яке значно менше від значення

руху вихорів. Тобто виникає динамічний фазовий перехід у струмі  $J_c$ , який розділяє некогерентний рух кристала при  $J < J_c$  та когерентний рух непереплетеного кристала при  $J > J_c$ . Характерною особливістю цього переходу є гістерезис кривих  $v(J)$  при транспортних струмах  $J < J_c$ . Як видно на рис. 3, гістерезис не виникає у струмах більших за  $J_c$ , це означає, що динамічний фазовий перехід за наявності

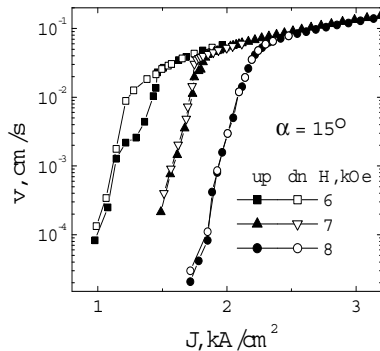


Рис. 3. Струмові залежності швидкості руху магнітного потоку при  $\alpha = 15^\circ$

сильних центрів пінінгу є фазовим переходом першого роду.

У великих магнітних полях  $H \geq 2H_{OD}$  гістерезис у кривих (рис. 3)  $v(J)$  зникає і струм  $J_d$  збільшується зі зростанням магнітного поля. Якщо розглядати різке збільшення швидкості  $v_i$  зі зростанням поля, то це пов'язано з тим, що переплетеність вихрового кристала залишається при усіх випробуваних струмах, тобто вплив не порядку залишається при струмах навіть більших від струму депінінгу.

Отож, ми припускаємо, що утворюються кластери кисневих вакансій за кімнатної температури у монокристалах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , які спричиняють переплетеність вихрових ґраток у малоінтенсивних магнітних полях.

Ми показали, що поле переходу збільшується зі зменшенням кута  $\alpha \approx \angle \mathbf{H}, ab$  завдяки збільшенню відношення між пружною енергією й енергією пінінгу. Також реалізується динамічний фазовий перехід першого роду з переплетеної фази, що повільно рухається, до швидкої непереплетеної фази.

1. Wordenweber R., Kes P. H. Dimensional crossover in collective flux pinning // Physical Review B. 1986. Vol. 34. N 1. P. 34–37.
2. Aranson I., Koshelev A., Vinokur V. Phase diagram for a driven vortex lattice in layered superconductors// Physical Review B. 1997. Vol. 56. N 9. P. 5136–5139.
3. Olson C.J., Reichhardt C. Transverse depinning in strongly driven vortex lattices with disorder// Physical Review B. Vol. 51. N 6. P. R3811–R3814.
4. Dogru O., Andrei E. Y., Higgins M. J., Bhattacharya S. Percolation transition in the heterogeneous vortex state of NbSe<sub>2</sub>// Physical Review Letters. 2005. Vol. 95. P. 057004-1–057004-4.
5. Faleski M. C., Marchetti M. C., Middleton A. A. Vortex dynamics and defects in simulated flux flow// Physical Review B. 1996. Vol. 54. N 17. P. 54–63.
6. Blatter G., Feigelman M. V., Geshkenbein V. B., Larkin A. I. et al. Vortices in high-temperature superconductors// Review of Modern Physics. 1994. Vol. 66. N 4. P. 1125–1388.
7. Ruixing Liang, Bonn D. A., Hardy W. N. Growth of high quality YBCO single crystals using BaZrO<sub>3</sub> crucibles// Physica C. 1998. Vol. 304. P. 105–111.

**QUASISTATIC AND DYNAMIC ORDER-DISORDER TRANSITION IN THE PRESENCE OF STRONG PINNING POTENTIAL****O. Bondarenko, A. Zavgorodniy, D. Lotnyk, M. Obolenskiy**

*Karazin Kharkiv National University  
Low-temperature Physics Department  
4 Svobody sq, 61077, Kharkiv  
e-mail: [Dmitry.A.Lotnik@univer.kharkov.ua](mailto:Dmitry.A.Lotnik@univer.kharkov.ua)*

Vortex dynamics in the  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,9}$  monocrystal was experimentally studied in magnetic fields  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  at widely range of vortex velocities,  $v=10^{-4}-2$  м/с. We shows that transition to vortex entanglement lattice shifts to higher fields with decreasing of angle  $\alpha \equiv \angle \mathbf{H}, ab$ . It have been caused by increasing of ratio  $E_{el}/E_p$ , where  $E_{el}$  and  $E_p$  elastic and pinning energy respectively. Field dependence of pinning force and hysteretic-like  $v(J)$ -curves are evidence of first order transition from static entanglement vortex lattice to dynamic disentanglement vortex lattice.

*Key words:* vortex, pinning, hysteresis.

Стаття надійшла до редколегії 18.06.2007

Прийнята до друку 08.07.2008