

ELECTRONIC STRUCTURE AND PROPERTIES

PACS numbers: 74.25.-q, 74.25.Na, 74.72.-h, 74.78.-w, 84.40.-x

Кутова залежність лінійного мікрохвильового відгуку тонких надпровідних плівок ітрій-барієвого купрату у змішаному стані

О. А. Каленюк*, С. І. Футимський*, В. С. Фліс*, В. О. Москалюк*,
В. В. Шамаєв**, А. П. Шаповалов*,***

*Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України,
бульв. Академіка Вернадського, 36,
03142, Київ, Україна

**Донецький національний технічний університет,
пл. Шибанкова, 2,
85300 Покровськ, Україна

***Інститут надтвердих матеріалів ім. В. М. Бакуля НАН України,
вул. Автозаводська, 2,
04074 Київ, Україна

У роботі одержано лінійний мікрохвильовий відгук тонких плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) у змішаному стані за різних кутів повороту магнетного поля відносно поверхні плівки. З експериментальних залежностей добротності $Q(\alpha)$ та резонансної частоти $F(\alpha)$ мікросмужкового YBCO резонатора від кута повороту поля α одержано кутові залежності параметра Лабуша $k_p(\alpha)$ та коефіцієнта в'язкості $\eta(\alpha)$ руху вихрового потоку. Одержані коефіцієнти анізотропії $\gamma = (2-9)$ підтверджують високу якість досліджуваних зразків. Проведено апроксимацію експериментальних даних за до-

Corresponding author: Oleksiy Andriyovych Kalenyuk
E-mail: oleksii.kaleniuk@gmail.com

*G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine

**Donetsk National Technical University,
2 Shybankov Sqr., UA-85300 Pokrovs'k, Ukraine

***V. M. Bakul Institute for Superhard Materials, N.A.S. of Ukraine,
2 Avtozavodska Str., UA-04074 Kyiv, Ukraine

Citation: A. A. Kalenyuk, S. I. Futimsky, V. S. Flis, V. O. Moskaliuk, V. V. Shamaev, and A. P. Shapovalov, Angular Dependence of Linear Microwave Response of Thin Superconducting Films of Yttrium–Barium Cuprate in Mixed State, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **42**, No. 8: 1043–1054 (2020) (in Ukrainian), DOI: [10.15407/mfint.42.08.1043](https://doi.org/10.15407/mfint.42.08.1043).

помогою моделей 2D та 3D анізотропії параметра Лабуша $k_p(\alpha)$ та коефіцієнта в'язкості $\eta(\alpha)$, що показали домінування двовимірного пінінгу у цих плівках.

Ключові слова: мікрохвилі, високотемпературна надпровідність, мікросмужковий резонатор, добротність, поверхневий опір, параметр Лабуша, коефіцієнт в'язкості.

The linear microwave response of thin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) films in a mixed state was obtained at different angles of magnetic field rotation relative to the film surface. From the experimental dependences of the quality factor $Q(\alpha)$ and the resonance frequency $F(\alpha)$ of the YBCO microstrip resonator on the field rotation angle α , the angular dependences of the Labusch parameter $k_p(\alpha)$ and the viscosity coefficient $\eta(\alpha)$ of the vortex flow motion are obtained. The obtained anisotropy coefficients $\gamma = (2-9)$ confirm the high quality of the used samples. The approximations of the experimental data using the models of 2D and 3D anisotropy of the Labusch parameter $k_p(\alpha)$ and the viscosity coefficient $\eta(\alpha)$ showed the dominance of two-dimensional pinning in these films.

Key words: microwave, high-temperature superconductivity, microstrip resonator, quality factor, surface resistance, Labusch parameter, viscosity coefficient.

(Отримано 2 липня 2020 р.)

1. ВСТУП

Однією з найважливіших подій фізики металів останньої чверті 20-го століття було відкриття декількох класів нових надпровідних сполук, властивості яких істотно відрізняються від властивостей вже добре відомих та детально вивчених надпровідників. Найяскравішими представниками нових матеріалів є високотемпературні надпровідники (ВТНП), зокрема, купрати [1, 2]. Комплексне вивчення базових характеристик цих провідників, визначення характеру надпровідності у них та механізму утворення куперівських пар є однією з найактуальніших та цікавих задач сучасної фізики металів, яка досі залишається значною мірою не вирішеною.

Іншою особливістю ВТНП є проникнення магнетного поля у вигляді квантових вихорів, існування яких вперше передбачив Абрикосов. Дослідження транспортних властивостей цих матеріалів показало, що значення критичного струму визначається початком руху вихорів Абрикосова, а єдиною можливістю збільшення цього важливого для практичних застосувань параметра є створення ефективних центрів пінінга (з глибокими потенціальними ямами) у вигляді повздовжніх нанодефектів структури (дислокацій) для утримання вихорів. Для цього, наприклад, при осадженні тонких

YBCO-плівок у роботі [3, 4] додавали домішки CeO_2 , що сприяло збільшенню густини дислокацій та покращенню критичних параметрів на постійному струмі та в надвисокочастотному діапазоні.

ВТНП мають на кілька порядків нижчий поверхневий опір на відміну від звичайних металів [5, 6]. Цим обумовлено більші перспективи використання цих матеріалів як бази для створення пасивних надвисокочастотних (НВЧ) пристроїв з унікальними характеристиками, наприклад, фільтрів з низькими втратами у смузі пропускання [7, 8]. Наявність нелінійного відгуку (залежність величини поверхневого опору від прикладеної НВЧ потужності) [9] створює задачу щодо розробки технології з урахуванням його негативного впливу.

У невеликих НВЧ полях ВТНП матеріали демонструють лінійний відгук [10], що проявляється залежністю імпедансу від величини прикладеного магнетного поля \mathbf{B} . У цьому випадку запінінговані абрикосовські вихори коливаються виключно поблизу своїх точок пінінга з максимальними відхиленнями від їх центра, що не перевищує декількох ангстрем. Дослідження електромагнетних властивостей нових надпровідників у такому змішаному стані мають не тільки велике практичне значення, але і є єдиною можливістю визначати параметри крутості потенційних ям пінінга, втрат руху вихору в них і пов'язані з цим параметр Лабуша k_p та коефіцієнт в'язкості η [11].

Основним експериментальним методом, який використовують для цього, є вимірювання комплексного поверхневого імпедансу Z_s^{eff} як функції частоти, амплітуди змінного електромагнетного поля, амплітуд постійного магнетного поля та кута, що утворює поле \mathbf{B} із напрямком кристалографічних осей зразка.

У нашій попередній роботі [10] ми виміряли польові залежності мікрохвильового відгуку ВТНП плівок ітрій-барієвого купрату $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) та визначили зміни їхнього комплексного електроопору руху вихрового потоку для двох граничних випадків орієнтації поля \mathbf{B} до площини плівки — паралельної і перпендикулярної, а також обчислили значення параметрів k_p і η для цих випадків. У даній роботі ми продовжили дані дослідження та визначили кутову залежність цих параметрів від кута α між вектором \mathbf{B} та поверхнею плівки. Одержані нами результати підтверджують висновки роботи [10] про реалізацію режимів індивідуального пінінгу для досліджуваних квазімонокристалічних плівок у полях до 1 Тл, а велика анізотропія параметрів k_p і η підтверджує високу якість наших ВТНП зразків.

2. ТЕОРІЯ

Важливою особливістю надпровідників другого роду, до яких від-

носяться і ВТНП купрати, є той факт, що у випадку досягнення магнетним полем \mathbf{B} величини нижнього критичного поля $B_{c1}(T)$ у них утворюються абрикосівські вихори магнетного потоку, формуючи по мірі зростання \mathbf{B} періодичну ґратницю. До того ж періодична ґратниця, утворена в ab -площині надпровідника, існує до тих пір, поки теплова енергія $k_B T$ не досягне величини енергії зв'язку між вихорами, після чого відбувається руйнування періодичної структури (топлення двовимірної ґратниці), і вихори магнетного потоку стають незалежними. Під час протікання струму через надпровідник вихори залучаються до руху зі швидкістю v , що призводить до дисипації енергії за рахунок активного питомого опору в області кола вихорів. Цей опір зростає зі збільшенням магнетного поля, досягаючи нормального значення у разі досягнення полем \mathbf{B} верхнього критичного значення $B_{c2}(T)$.

У реальних надпровідниках вихрова динаміка набагато складніша через наявність різного роду неоднорідностей, які відіграють роль центрів пінінга вихорів. За певних умов запінінговані вихори можуть зриватися і почати рухатися під дією протікального струму. Це означає ослаблення взаємодії між вихорами у надпровідних шарах мідь–кисень і зникнення кореляції з вихорами інших, близько розміщених шарів. Якщо розглянути фазову B – T діаграму ВТНП матеріалів, то вона має лінію незворотності, нижче якої спостерігається гістерезис намагнетченості, а вище — в'язка дифузної течія вихорів з оборотною намагнетченістю, характерною для швидкої (експоненційної) магнетної релаксації.

Основним параметром, який у наших експериментах характеризуватиме стан надпровідника у змішаному стані нижче B_{c2} , буде поверхневий імпеданс Z_s^{eff} відношення тангенціальних компонент електричного та магнетного полів на поверхні надпровідника. У загальному вигляді це комплексна величина, яку можна подати як суму поверхневого опору R_s і реактансу X_s : $Z_s^{eff} = R_s + iX_s$. Ця величина визначається головним чином двома факторами — опором руху вихрового потоку і комплексною провідністю квазічастинкових збуджень у надпровіднику. Внеском останніх можна знехтувати за температур далеких від критичної T_c (у нашому випадку це допустимо для азотних температур) і для магнетних полів, менших за друге критичне поле B_{c2} . Завдяки цьому вдається відокремити ефект в'язкої течії вихорів від вкладу квазічастинкових збуджень і визначити польову залежність комплексного вихрового опору зразка, виходячи з різниці $Z_s^{eff}(B) - Z_s^{eff}(0)$, водночас як всі інші умови експерименту (температура, кут α , параметри змінного електромагнетного поля) залишаються незмінними. Зазвичай цю різницю представляють у вигляді [12]

$$\Delta Z_s^{eff}(B) = Z_s^{eff}(B) - Z_s^{eff}(0) = \Delta\rho(B)/d, \quad (1)$$

де d — товщина надпровідної плівки, $\Delta\rho(B) = \rho(B) - \rho(0)$, $\rho(B)$ — комплексний електроопір, що виникає у результаті руху вихрового потоку.

Остання величина залежить від величини магнетного поля B , швидкості вихорів v та амплітуди транспортного струму J :

$$\rho(B) = B\Phi_0 v/J,$$

де Φ_0 — квант магнетного потоку.

У загальному вигляді в'язкий рух вихорів визначається балансом холлівського ефекту, крипу вихрового потоку, сили Лоренца F_L та сили індивідуального пінінга

$$\frac{\partial U(x)}{\partial x} = -k_p x, \quad \text{коли } x \rightarrow 0,$$

де $U(x)$ — потенціал пінінга, x — координата, що описує відхилення вихору від свого рівноважного положення, а k_p — параметр Лабуша. Якщо знехтувати першими двома факторами [13], то одержуємо достатньо просте рівняння:

$$\eta v + k_p x = F_L = \Phi_0 [\mathbf{n} \times \mathbf{J}],$$

де η — коефіцієнт в'язкості, \mathbf{n} — одиничний вектор вздовж осі вихору [14]. Рішення цього рівняння має вигляд:

$$\Delta\rho(B) = \frac{B\Phi_0}{\eta} \frac{1}{1 + i\omega_p/\omega}, \quad (2)$$

де $\omega_p = \omega_0 k_p / \eta$ — частота депінінга, ω_0 — частота збуджувального НВЧ поля.

Стандартний експериментальний метод визначення ефективного імпедансу ВТНП плівки Z_s^{eff} полягає у вимірюванні власної добротності ВТНП резонатора $Q_0(B)$ та його резонансної частоти $f_0(B)$ [12, 13]:

$$Z_s^{eff}(B) = \frac{\Gamma}{Q_0(B)} - \frac{2if_0(B)}{f_0(0)}, \quad (3)$$

де Γ — геометричний фактор резонатора, який визначається конфігурацією протікання НВЧ струмів.

Таким чином, залежність $\Delta\rho(B)$ може бути знайдена з експериментально вимірюваних величин наступним чином:

$$\Delta\rho(B) = d\Gamma \left(\frac{1}{Q_0(B)} - \frac{1}{Q_0(0)} + 2i \frac{F_0(0) - F_0(B)}{F_0(0)} \right). \quad (4)$$

3. ЕКСПЕРИМЕНТ

Досліджені тонкі плівки (450 нм) ітрій-барієвого купрату YBCO одержано методом лазерного осадження з відповідних YBCO мішеней на підложжя з LaAlO_3 і мали критичну температуру $T_c \approx 89$ К і ширину надпровідного переходу < 1 К. З цієї плівки витравили мікросмушковий резонатор за допомогою стандартного фотолітографічного процесу з наступним витравлюванням у 1% розчині ортофосфорної кислоти. Резонатор розміщували у кріостаті в середовищі газоподібного гелію з температурою 78 К. Усі вимірювання виконано у режимі охолодження в нульовому полі (ZFC).

Поле завжди залишалось перпендикулярним до напрямку НВЧ струму. Щоб запобігти негативних нелінійних ефектів [15, 16], вимірювання поводити на гранично малій НВЧ потужності $P_{in} < -40$ дБм.

Попередні дослідження YBCO плівок, одержаних за тих самих параметрів осадження, показали високу ступінь досконалості та структурної однорідності. Про це свідчить і кутова залежність магнетопольових кривих, що обговорюється нижче [17]. З цих плівок виготовляли мікросмушкові резонатори, топологію яких детально описано у роботі [10]. У даній роботі використовували односторонній комбінований ВТНП резонатор з мідною основою («землею») і YBCO мікросмушковою лінією.

Такий підхід допомагав уникнути екранування магнетного поля, яке було б неминуче за наявності надпровідної «землі». Проте мідна основа вносила додаткові втрати, і тому власна добротність комбінованого резонатора Q_0 була близькою 4000. Внесок у втрати різних частин комбінованого мікросмушкового резонатора вивчено в [18]. У великих магнетних полях (1 Тл) добротність зменшувалася до пари сотень. Ця обставина дозволяла легко виокремити великий внесок втрат від руху магнетного потоку у надпровідній мікросмушці порівняно з втратами у мідній «землі». Резонансна частота складала 876 МГц.

Мідний держак зразка знаходився у кріостаті, а магнет, що обертався, дозволяв одержувати магнетні поля з індукцією від 0 до 1 Тл під заданим кутом α . Вимірювання НВЧ характеристик резонатора проводили двопортовим методом [19] з використанням мікрохвильового векторного аналізатора ланцюгів. Деталі топології резонатора та установки для вимірювань докладно наведено у роботі [10]. Результатом вимірювань були залежності резонансної частоти f_0 , добротності Q_0 від амплітуди магнетного поля B і кута повороту α . Попри це ми не фіксували ніякого гістерезису на кривих $Q_0(B)$ у разі збільшення поля і його подальшого зменшення у режимі ZFC. Подібні явища гістерезису спостерігаються у невеликих полях ($B < 20$ мТ) за низьких температур ($T < 60$ К) [20].

4. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Представлені на рис. 1, 2 результати вимірювань параметра Лабуша та коефіцієнта в'язкості показують відсутність залежності цих величин від магнетного поля для полів більших за 200 мТл для всіх кутів повороту поля до площини плівки. Це вказує на реалізацію режиму індивідуального пінінга, коли кожен вихор знаходить потенційну яму пінінга. Зі зростанням поля щільність вихорів зростає і досягає значень $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ у полі 1 Тл. Для спостережуваного режиму індивідуального пінінга концентрація центрів пінінга повинна не перевищувати цієї величини.

Для паралельної орієнтації поля (0°) відносно площини плівки за малих полів спостерігаються польові залежності коефіцієнтів η і k_p . Їх можна пояснити тим, що в експерименті реалізовано режим ZFC замість FC режиму, і це вносить принципову різницю для полів, трохи більших за перше критичне поле H_{c1} , пов'язане з початком проникнення вихорів у плівку. Як відомо, паралельне до площини плівки критичне поле значно більше за перпендикулярне критичне поле. Для полів $H \gg H_{c1}$ різниці між ZFC і FC режимом немає. Тому можна вважати, що в експерименті фактично реалізовано FC режим за винятком полів < 200 мТл для паралельної орієнтації поля.

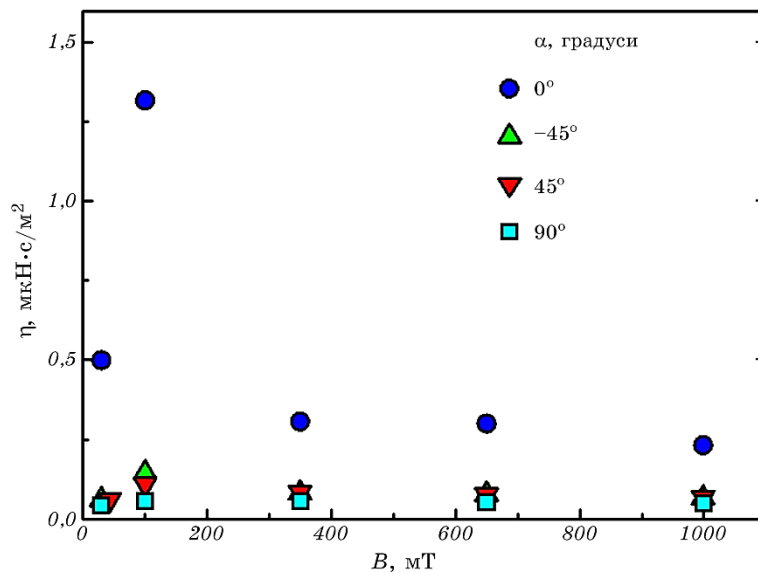


Рис. 1. Польові залежності коефіцієнта в'язкості η від кута повороту магнетного поля B відносно площини плівки α .

Fig. 1. Field dependences of the viscosity coefficient η on the rotation angle α of the magnetic field B relative to the plane of the film.

Вибір режиму ZFC обумовлений тим, що він дозволяє проводити вимірювання значно швидше, ніж у режимі FC.

Згідно з моделями [21–23] кутові залежності основних параметрів анізотропного надпровідника у змішаному стані можна привести до ізотропного випадку заміною магнетного поля \mathbf{B} для певного кута α на зведену величину $b(\alpha) = Bg(\alpha)$, де $g(\alpha) = \sqrt{\cos^2 \alpha + \gamma^{-2} \sin^2 \alpha}$ з параметром анізотропії γ .

Таким чином, для коефіцієнта в'язкості η можна записати вираз як функцію кута α [24]:

$$\left(\frac{\eta(\alpha) \sin \alpha}{\eta(90)} \right)^2 + \left(\frac{\eta(\alpha) \cos \alpha}{\eta(0)} \right)^2 = 1. \quad (5)$$

Цей вираз відповідає 3D випадку анізотропії. Та під час розгляду шаруватих матеріалів з розділеними площинами реалізується 2D випадок анізотропії [24], для якого можна записати вираз:

$$\left| \frac{\eta(\alpha) \sin \alpha}{\eta(90)} \right| + \left(\frac{\eta(\alpha) \cos \alpha}{\eta(0)} \right)^2 = 1. \quad (6)$$

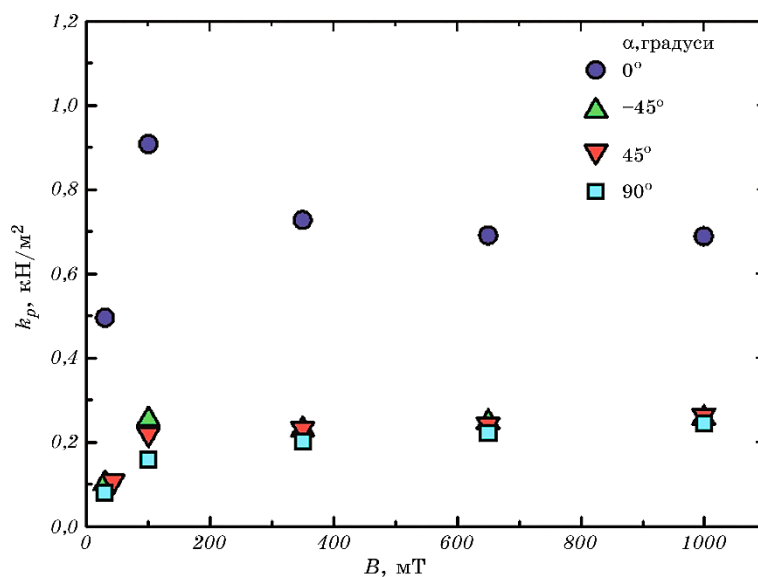


Рис. 2. Польові залежності параметра Лабуша k_p від амплітуди і напрямку магнетного поля \mathbf{B} .

Fig. 2. Field dependences of the Labusch parameter k_p on the amplitude and direction of the magnetic field \mathbf{B} .

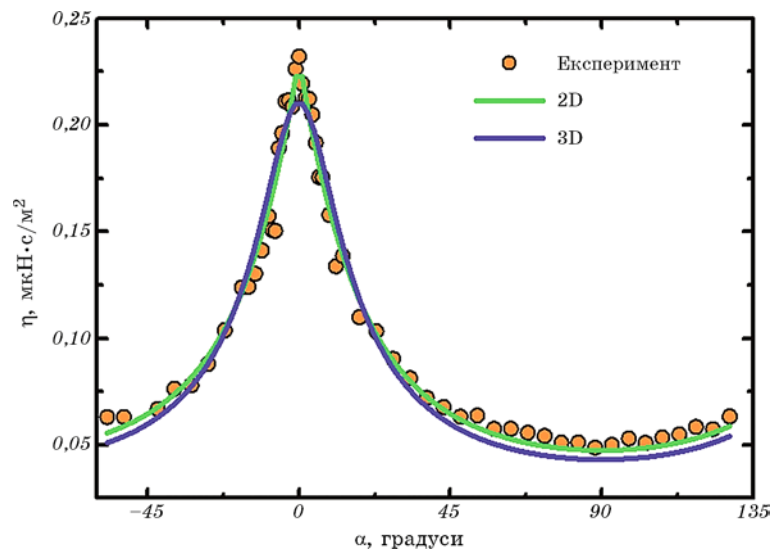


Рис. 3. Кутова залежність та апроксимувальні криві 2D і 3D моделей коефіцієнта в'язкості η для поля 1 Тл за температури 78 К.

Fig. 3. Angular dependence and approximating curves of 2D and 3D models of viscosity coefficient η for 1 T field at a temperature of 78 K.

Такі вирази також можна одержати для кутової залежності параметра Лабуша, замінивши в (5) та (6) η на k_p .

На рисунку 3 представлено результати вимірювань кутової залежності коефіцієнта в'язкості η . Кутова залежність має гострий пік за паралельного до площини плівки напрямку поля. Цю залежність апроксимовано 3D і 2D моделями за допомогою виразів (5) і (6) (рис. 3). Під час апроксимації використано метод мінімальних квадратичних відхилень. 2D модель краще описує гострий пік поблизу 0° і плато поблизу 90° , до того ж коефіцієнт анізотропії $\gamma_\eta = 2,05$.

На рисунку 4 зображено кутову залежність параметра Лабуша k_p з аномально гострим піком у районі $(0 \pm 10)^\circ$. Апроксимації всіх експериментальних точок показали погану відповідність 3D і 2D моделям, але водночас можна добре апроксимувати пік поблизу 0° за допомогою 2D моделі. Коефіцієнт анізотропії у загальному випадку дорівнює $\gamma_{k_p} = 2,7$. Під час апроксимації піка за допомогою 2D моделі анізотропія збільшується до 8,82.

4. ВИСНОВКИ

1. У роботі [25] встановлено, що поява слабких зв'язків у плівках ітрій-барієвого купрату призводить до відсутності кутової залежно-

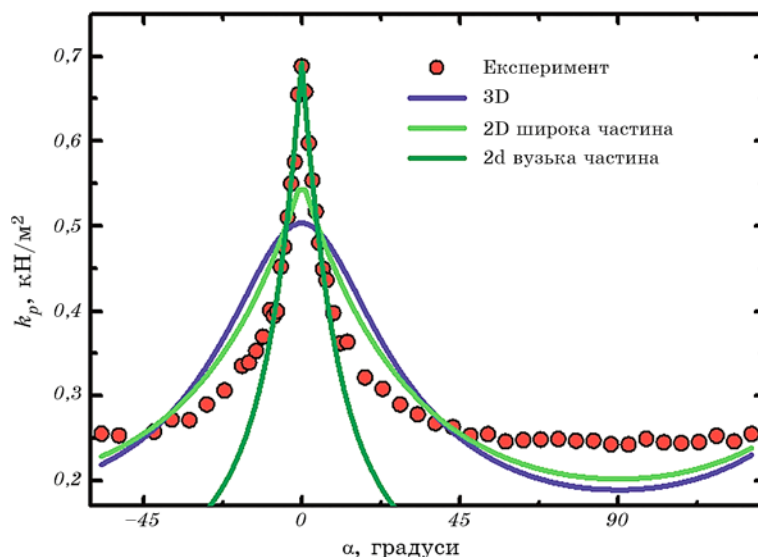


Рис. 4. Кутова залежність та апроксимувальні криві 2D і 3D моделей параметра Лабуша k_p для поля 1 Тл за температури 78 К.

Fig. 4. Angular dependence and approximating curves of 2D and 3D models of Labusch parameter k_p for 1 T field and 78 K temperature.

сті поверхневого імпедансу. Істотна залежність від кута α параметра Лабуша та коефіцієнта в'язкості в наших зразках свідчить про високу якість одержаних плівок.

2. Аналіз експериментальних кутових залежностей параметра Лабуша та коефіцієнта в'язкості в наших зразках свідчить про 2D механізм пінінгу і рух вихорів.

3. Гострі піки на кутових залежностях параметра Лабуша та коефіцієнта в'язкості за орієнтації магнетного поля паралельно площині плівки вказують на домінуючий внесок механізму внутрішнього пінінгу (intrinsic pinning) шаруватої структури YBCO плівок на лінійний відгук змішаного стану в цих матеріалах.

4. Відмінність результатів експерименту від теоретичної залежності за орієнтацій магнетного поля, близьких до перпендикулярних відносно поверхні плівки, може свідчити про наявність корельованого пінінгу вихорів вздовж вісі c завдяки c -орієнтованим дислокаціям у досліджуваних плівках YBCO, нанострижнів діелектричної фази в матриці плівки [4] та/або приповерхневих дефектів [26, 27].

Автори висловлюють щире подяку А. Л. Касаткіну за плідне обговорення результатів роботи.

Роботу виконано за часткової підтримки НАН України за програмою наукових досліджень «Ядерні та радіаційні технології для

енергетичного сектору і суспільних потреб» (Проект № К-4-7-10).

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА—REFERENCES

1. C. Proust and L. Taillefer, *Ann. Rev. Condens. Matter Phys.*, **10**: 409 (2019).
2. Yu. M. Boguslavsky and A. P. Shapovalov, *Supercond. Sci. Technol.*, **4**, No. 4: 149 (1991).
3. V. L. Svetchnikov, V. S. Flis, A. A. Kalenyuk, A. L. Kasatkin, A. I. Rebikov, V. O. Moskaliuk, C. G. Tretiatchenko, and V. M. Pan, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **234**, No. 1: 012041 (2010).
4. V. S. Flis, A. A. Kalenyuk, A. L. Kasatkin, V. O. Moskaliuk, A. I. Rebikov, V. L. Svechnikov, K. G. Tret'yachenko, and V. M. Pan, *Low Temp. Phys.*, **36**, No. 1: 59 (2010).
5. V. M. Pan, A. A. Kalenyuk, A. L. Kasatkin, O. M. Ivanyuta, and G. A. Melkov, *J. Supercond. Novel Magn.*, **20**, No. 1: 59 (2007).
6. V. M. Pan, O. A. Kalenyuk, O. L. Kasatkin, V. A. Komashko, O. M. Ivanyuta and G. A. Melkov, *Low Temp. Phys.*, **32**, No. 4: 497 (2006).
7. V. M. Pan, V. F. Tarasov, V. S. Flis, V. O. Moskaliuk, S. I. Futymyskiy, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **32**, No. 7: 877 (2010) (in Russian).
8. V. M. Pan, V. F. Tarasov, and S. I. Futimsky, *Surface Impedance of Superconductors*, **51**, No. 10: 544 (2008) (in Russian).
9. A. A. Kalenyuk, *Low Temp. Phys.*, **35**, No. 2: 105 (2009).
10. O. A. Kalenyuk, K. A. Greben, O. V. Vakalyuk, V. O. Moskaliuk, V. S. Flis, and V. M. Pan, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **32**, No. 9: 1141 (2010) (in Russian).
11. N. Pompeo, R. Rogai, K. Torokhtii, A. Augieri, G. Celentano, V. Galluzzi, and E. Silva, *Physica C: Superconductivity*, **479**: 160 (2012).
12. E. Silva, M. Lanucara, and R. Marcon, *Supercond. Sci. Technol.*, **9**, No. 11: 934 (1996).
13. M. Golosovsky, M. Tsindlekht, and D. Davidov, *Supercond. Sci. Technol.*, **9**, No. 1: 1 (1996).
14. J. I. Gittleman and B. Rosenblum, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, No. 17: 734 (1966).
15. A. A. Kalenyuk, A. I. Rebikov, A. L. Kasatkin, and V. M. Pan, *Proc. of '2010 Int. Kharkov Symp. on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves' (June 21–26, 2010) (Kharkiv: 2010)*.
16. A. A. Kalenyuk, S. I. Futimsky, A. L. Kasatkin, A. I. Gubin, and S. A. Vitusevich, *Proc. of '2013 Int. Kharkov Symp. on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves' (June 23–28, 2013) (Kharkiv: 2013)*, p. 667.
17. Yu. V. Fedotov, S. M. Ryabchenko, Y. A. Pashitskii, A. V. Semenov, V. I. Vakaryuk, V. M. Pan, and V. S. Flis, *Low Temp. Phys.*, **28**, No. 3: 172 (2002).
18. O. Prokopenko, O. Vakaliuk, K. Greben, A. Kalenyuk, and V. Pan, *Proc. of '2010 Int. Kharkov Symp. on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves' (June 21–26, 2010) (Kharkiv: 2010)*.
19. M. J. Lancaster, *Passive Microwave Device Applications of High-Temperature Superconductors* (New York: Cambridge University Press: 1997).
20. V. M. Pan, D. A. Luzhbin, A. A. Kalenyuk, A. L. Kasatkin, V. A. Komashko, A. V. Velichko, and M. Lancaster, *Low Temp. Phys.*, **31**, Nos. 3–4: 254 (2005).

21. G. Blatter, V. B. Geshkenbein, and A. I. Larkin, *Phys Rev. Lett.*, **68**, No. 6: 875 (1992).
22. Z. Hao and J. R. Clem, *Phys. Rev. B*, **46**, No. 9: 5853 (1992).
23. R. A. Klemm, *Phys. Rev. B*, **47**, No. 21: 14630 (1993).
24. A. A. Kalenyuk, A. Pagliero, E. A. Borodianskyi, S. Aswartham, S. Wurmehl, B. Büchner, D. A. Chareev, A. A. Kordyuk, and V. M. Krasnov, *Phys. Rev. B*, **96**, No. 13: 134512 (2017).
25. M. Golosovsky, M. Tsindlekht, H. Chayet, D. Davidov, N. Bontemps, S. Chocron, E. Iskevitch, B. Brodskii, and J. P. Contour, *Physica C*, **235–240**, No. 5: 3147 (1994).
26. V. Shaternik, M. Belogolovskii, T. Prikhna, A. Shapovalov, O. Prokopenko, D. Jabko, O. Kudrja, O. Suvorov, and V. Noskov, *Physics Procedia*, **36**: 94 (2012).
27. V. E. Shaternik, A. P. Shapovalov, A. V. Suvorov, N. A. Skoryk, and M. A. Belogolovskii, *Low. Temp. Phys.*, **42**, No. 5: 426 (2016).