

---

## ПЕРЕМАГНІЧУВАННЯ ТОНКОГО ДИСКА НАДПРОВІДНИКА 2-ГО РОДУ ЗА НАЯВНОСТІ ПОСТІЙНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ

Д.Г. КОВАЛЬЧУК, М.П. ЧОРНОМОРЕЦЬ

УДК 537.9  
©2010

Інститут фізики НАН України  
(Просп. Науки, 46, Київ 03028; e-mail: kovalch@iop.kiev.ua)

---

В рамках моделі критичного стану розглянуто питання застосовності отриманих Клемом і Санчезом співвідношень для змінної (*ac*) магнітної сприйнятливості тонких плівок надпровідника 2-го роду у випадку наявності постійного магнітного поля, перпендикулярного площині плівки. Обговорено питання “пам’яті” зразка і вплив передісторії змін магнітного поля на поточний стан зразка. Показано, що *ac* компонента магнітного моменту, а, отже, і амплітуди гармонік *ac* магнітної сприйнятливості, встановлюються протягом одного періоду *ac* магнітного поля незалежно від передісторії.

---

### 1. Вступ

Однією з методик визначення критичної густини струму у тонких плівках високотемпературних надпровідників є методика безконтактного вимірювання магнітної сприйнятливості у змінному полі (*ac* магнітної сприйнятливості), заснована на моделі перемагнічування надпровідника 2-го роду, теоретично обґрунтованій у роботах [1–3]. В роботі [3] Клем і Санчез отримали співвідношення для *ac* магнітної сприйнятливості тонкого диска, розглядаючи процес перемагнічування в присутності лише змінного магнітного поля (КС-модель). Однак, при подальших експериментальних дослідженнях критичної густини струму в тонких надпровідникових плівках область застосування співвідношень Клема–Санчеза була розширена і на результати вимірювання в постійному магнітному полі [4–9]. В літературі наявні лише побічні (непрямі) підтвердження правомірності такого кроку. Автори [4] вважають, що накладання постійного поля не змінює отриманого в [3] виразу для *ac* магнітної сприйнятливості, якщо крити-

чна густина струму слабо залежить від магнітного поля. Подібний висновок можна зробити і з зауваження Брандта в [10], що у випадку періодичного поля з повільно наростаючою амплітудою надпровідник Біна (тобто, надпровідник у рамках моделі критичного стану Біна [11]) “пам’ятає” лише останній цикл. Наведені твердження інтуїтивно можуть здаватися правдоподібними, однак апіорі їх справедливості не очевидна і вони потребують більш строгого обґрунтування. Відсутність в літературі такого обґрунтування змушує експериментаторів до проведення додаткових перевірок застосовності КС-моделі в тих чи інших експериментальних умовах [4, 5, 7].

Для звичайних магнетиків у магнітному полі величина локальної намагніченості має близький до однорідного розподіл по об’єму зразка, в разі, якщо зразок має форму еліпсоїда обертання, і є характеристикою середовища (матеріалу). Явище ж гістерезису полягає в неоднозначності залежності локальної намагніченості від величини зовнішнього поля. Для надпровідника 2-го роду в магнітному полі первинним є просторовий розподіл густини екрануючого струму на макроскопічному масштабі (реально, на масштабі всього зразка при будь-якій його формі). Розподіл струму, крім іншого, визначається входом-виходом вихорів Абрикосова, а магнітний момент і середня по об’єму намагніченість є інтегральними характеристиками зразка, похідними від розподілу струму. Як наслідок, гістерезисна залежність магнітних характеристик надпровідника від зовнішнього магнітного поля виявляється складним чином опосередкованою. Ця обставина робить заздалегідь не очевидною відповідь на питання про “пам’ять” зразка, тобто на питання про вплив на стан зразка послідовності встановле-

ння зовнішніх умов (“передісторії”). Ця передісторія включає в себе зміни прикладеного магнітного поля, починаючи від знаходження зразка у ZFC-стані (zero field cooling state), тобто у стані охолодженого від температури  $T > T_c$  ( $T_c$  – критична температура переходу у надпровідний стан), у нульовому зовнішньому магнітному полі. Основними параметрами КС-моделі є зовнішнє магнітне поле і критична густина струму, а остання є функцією температури. Тому “передісторія” включає також і послідовність встановлення температурного режиму зразка після накладання магнітного поля.

В цьому контексті наведене вище твердження Брандта справедливе лише почасти і потребує додаткового роз’яснення. Наприклад, якщо мати на увазі стан зразка в певний момент часу, тобто просторовий розподіл у ньому густини струму і магнітного поля, то зразок Біна при незмінному критичному струмі завжди “пам’ятає” з передісторії найбільше по модулю значення магнітного поля і його знак. В цілому ж, залежно від передісторії, розподіл густини струму і магнітного поля в зразку може бути досить складним, але ряд параметрів, що визначаються в моделі КС, справді не змінюються під час накладання постійного магнітного поля.

У даній роботі опис процесу перемагнічування тонкого диска надпровідника 2-го роду в змінному ( $ac$ ) магнітному полі, розвинений в публікаціях [1–3], розширено на випадок присутності постійного ( $dc$ ) магнітного поля, перпендикулярного до площини диска. Розгляд проводився в межах тих же припущень, що сформульовані і використовувались в роботі [3]. Сформульовано алгоритм виписування розв’язку для радіального розподілу густини азимутального струму в тонкому диску при багаторазовому оберненні напрямку зміни зовнішнього магнітного поля. Обговорено питання, що саме “забуває” зразок і за яких обставин це відбувається. Проведений розгляд показує, що після встановлення постійних температури і амплітуди  $ac$  поля глибина входу-виходу вихорів, а разом з нею всі змінні компоненти характеристик зразка, в тому числі і  $ac$  магнітна сприйнятливність, встановлюються протягом одного періоду  $ac$  поля, незалежно від наявності постійного магнітного поля і передісторії.

## 2. Результати і обговорення

Розглянемо зразок надпровідника 2-го роду у вигляді тонкого диска радіусом  $R$  та товщиною  $d \ll R$  і за умови, що лондонівська глибина проникнення

$\lambda < d$  (або, якщо  $\lambda > d$ , то  $\Lambda = \lambda^2/d \ll R$ ), охолоджений у режимі ZFC, до якого прикладається магнітне поле, паралельне осі  $z$ , перпендикулярній площині зразка. Поле змінюється квазістатично. Будемо вважати при цьому, що критична густина струму  $J_c$  не залежить від величини магнітного поля. За малих значень прикладеного до зразка зовнішнього поля  $h$  (менших від величини першого критичного поля для зразка) поведінка зразка не відрізняється від зразка надпровідника першого роду: магнітне поле не проникає вглиб зразка (за виключенням краю зразка з характерним розміром  $\lambda$ ). Зовнішнє поле повністю компенсується всередині зразка полем азимутального мейснерівського струму з розподілом [1]:

$$J(\rho) = -\frac{4h}{\pi d} \frac{\rho}{\sqrt{R^2 - \rho^2}}, \quad (1)$$

де  $\rho$  – відстань від центра диска до точки, про значення  $J(\rho)$  у якій йдеться. Тут і далі додатнім вважається струм, що створює в центрі зразка магнітне поле, направлене по осі  $z$ .

При перевищенні зовнішнім полем величини першого критичного для зразка,  $H_{c1s}$ , у зразок починають входити вихори. Величина “критичного поля для зразка”, за рахунок ефекту розмагнічування, для тонкого диска є набагато меншим від першого критичного поля для речовини диска,  $H_{c1}$ . Так, при  $\lambda < d \ll R$  величина  $H_{c1s} \cong (d/R)^{1/2} H_{c1}$ . Якщо в зразку присутні центри пінінгу, вихори затримуються на них. Для опису процесу входження вихорів у зразок широко застосовується модель критичного стану [11], згідно з якою при збільшенні прикладеного поля вихори входять у зразок, зменшуючи при цьому величину локальної густини струму до рівня критичної густини струму. Глибина входу вихорів залежить від величини критичної густини струму,  $J_c$ , яка визначається умовами пінінгу вихорів. Таким чином, на етапі монотонного збільшення поля  $h$  від нуля, у зразку можна виділити дві ділянки: зовнішнє кільце, в якому є вихори і густина струму дорівнює  $-J_c$ , та внутрішній круг з радіусом  $a(h)$ , в якому вихорів нема і, таким чином, поле дорівнює нулю. Як показано в [1], розподіл густини струму при цьому має вигляд (2):

$$J(\rho, h) = \begin{cases} -\left(\frac{2J_c}{\pi}\right) \tan^{-1} \left[ \frac{\rho}{R} \sqrt{\frac{R^2 - a(h)^2}{a(h)^2 - \rho^2}} \right], & \rho \leq a(h), \\ -J_c, & a(h) \leq \rho \leq R, \end{cases} \quad (2)$$

де

$$a(x) = \frac{R}{\cosh(x/H_d)}, \quad H_d = \frac{J_c d}{2}. \quad (2a)$$

Намагніченість зразка може бути визначеною з розподілу густини струму за допомогою формули

$$M = \frac{1}{V} \pi d \int_0^R \rho^2 J(\rho) d\rho, \quad (3a)$$

де  $V$  – об’єм зразка.

Струм з розподілом (2) створює намагніченість [1]:

$$M(h) = -\chi_0 h S(h/H_d), \quad (3b)$$

де

$$S(x) = \frac{1}{2x} \left[ \cos^{-1} \left( \frac{1}{\cosh x} \right) + \frac{\sinh x}{\cosh^2 x} \right], \quad \chi_0 = \frac{8R}{3\pi d}. \quad (3c)$$

Розглянемо тепер випадок зменшення поля від величини  $H_0$ , досягнутої на етапі монотонного зростання поля, до поточного значення  $h$ . В процесі такого зменшення поля в зразку буде відбуватися перерозподіл вихорів. Його формально можна описати як входження у зразок вихорів протилежного знака порівняно з вихорами, що входили у зразок на етапі збільшення поля. У рамках моделі критичного стану, входження цих вихорів приведе до зміни густини струму до значення  $+J_c$  у зовнішньому кільці, ширина якого дорівнює глибині входження вихорів. Враховуючи, що у внутрішньому кругу при цьому розподіл вихорів, а значить, і поле, залишається незмінним, автори [2] показали, що розподіл густини струму на цьому етапі подається у вигляді суперпозиції двох струмів. Обидва мають форму (2), але один з них виник від накладання поля  $H_0$ , а другий – від наступної зміни поля в протилежному напрямі на величину  $\Delta h_1 = H_0 - h$ :

$$J_1(\rho, h) = J(\rho, H_0) - 2J\left(\rho, \frac{\Delta h_1}{2}\right). \quad (4)$$

Величина  $a\left(\frac{\Delta h_1}{2}\right)$  в цьому випадку визначає радіус круга, в якому поле залишається незмінним (в цей круг на етапі зменшення поля вихори не входять). Цей круг, у свою чергу, складається з внутрішнього круга радіусом  $a(H_0)$ , в якому поле відсутнє, та кільця з внутрішнім та зовнішнім радіусами  $a(H_0)$  та  $a\left(\frac{\Delta h_1}{2}\right)$  відповідно, розподіл поля в якому встановився на попередньому етапі. Коефіцієнт при другому доданку відображає той факт, що при оберненні

напрямку зміни (“реверсі”) поля густина струму на краю зразка змінюється на  $2J_c$ . Наведена формула буде залишатися справедливою поки  $h \geq -H_0$ . При  $h = -H_0$  розподіл струму буде мати такий же вигляд, як був при  $h = H_0$ , але з протилежним знаком. За подальшого зменшення поля вихори проникають у зразок глибше, ніж на першому етапі. При цьому зразок про перший етап “забуває”, і розподіл струму описується формулою (2) з відповідною заміною  $J_c$  на  $-J_c$  так, начебто зміна поля на другому етапі відбувалася не від  $+H_0$ , а від ZFC-стану.

Якщо ж після досягнення полем деякого значення  $H_1 > -H_0$  поле знову починає збільшуватися, то відповідний розподіл густини струму можна записати аналогічно:

$$\begin{aligned} J_2(\rho, h) &= J_1(\rho, H_1) + 2J\left(\rho, \frac{\Delta h_2}{2}\right) = \\ &= J(\rho, H_0) - 2J\left(\rho, \frac{H_0 - H_1}{2}\right) + 2J\left(\rho, \frac{\Delta h_2}{2}\right), \end{aligned} \quad (5)$$

де  $\Delta h_2 = h - H_1$  – також різниця між поточним значенням поля та значенням при останньому оберненні напрямку зміни поля. Аналогічно до попереднього випадку, у крузі радіусом  $a\left(\frac{\Delta h_2}{2}\right)$  розподіл поля, що виник на попередніх етапах, залишається незмінним, а в зовнішньому кільці шириною  $R - a\left(\frac{\Delta h_2}{2}\right)$  густина струму дорівнює критичній. Формула (5) також залишається коректною поки глибина входження вихорів на цьому етапі не перевищить глибини входження на попередньому етапі, тобто при  $h \leq H_0$ . При досягненні значення  $h = H_0$  два останні члени в (5) взаємно компенсуються, зразок “забуде” про останні два етапи зміни поля.

Таким чином, можна виписати алгоритм конструювання формули, яка описує розподіл густини струму в загальному випадку при будь-якій послідовності квазістатичної зміни поля  $h$  після ZFC-стану. Нехай в процесі таких змін поле поперемінно збільшувачись та зменшувачись, досягало в точках “реверсу” значень  $H_0, H_1, H_2, \dots, H_N$ . Якщо позначити через  $J_{i-1}(\rho)$  розподіл струму, який був у зразку в момент досягнення полем точки “реверсу”  $h = H_i$ , то при монотонній зміні поля після цієї точки розподіл густини струму можна записати у вигляді рекурентної формули:

$$J_i(\rho, h) = J_{i-1}(\rho) \pm 2J\left(\rho, \frac{\Delta_i h}{2}\right), \quad (6)$$

де  $\Delta_i h = |h - H_i|$ .

При цьому у зовнішньому кільці шириною  $R - a\left(\frac{\Delta_i h}{2}\right)$  модуль густини струму дорівнює критичній густині струму, а у крузі радіусом  $a\left(\frac{\Delta_i h}{2}\right)$  залишається незмінним поле, створене на попередніх етапах. У центрі буде круг з полем, що дорівнює нулю. Радіус цього круга  $a(H_{\max})$  визначається максимальним за модулем полем  $H_{\max}$ , яке було прикладене до зразка. Знак перед другим членом у (6) визначається напрямком зміни поля після точки  $h = H_i$  - плюс, якщо поле збільшується і мінус - якщо зменшується. Ця формула буде залишатися справедливою поки глибина входження вихорів на даному етапі зміни поля не перевищить глибини входження на попередньому етапі. Якщо на жодному етапі монотонної зміни поля глибина входження вихорів не буде перевищувати глибину входження на попередньому етапі, можна говорити, що зразок "пам'ятає" всю історію встановлення зовнішнього магнітного поля після ZFC-стану, а формула (6) буде мати вигляд суми:

$$J_N(\rho) = J(\rho, H_0) + 2 \sum_{i=1}^N (-1)^i J\left(\rho, \frac{\Delta_i H}{2}\right), \quad (7)$$

де

$$\Delta_i H = |H_i - H_{i-1}|.$$

Якщо ж на етапі  $j$  вихори проникнуть в зразок глибше, ніж на попередньому, з цієї суми випадають два доданки ( $j$  та  $j - 1$ ) (зразок "забуває" відповідні етапи), а в члені  $j - 2$  необхідно буде поміняти  $H_{j-2}$  на  $H_j$ . Якщо на деякому етапі глибина проникнення вихорів стане більшою, ніж на всіх попередніх етапах, то з суми зникнуть всі члени, що описують етапи, попередні відносно даного. Це означає, що у ролі  $H_0$  можна взяти максимальне за модулем поле, а всі попередні етапи зміни поля з розгляду виключити.

Нехай до зразка, перпендикулярно його площині, прикладено магнітне поле  $h = H_{DC} + h_{ac}$ , де  $H_{DC} > 0$  - постійне поле, а  $h_{ac}$  - поточне значення змінного поля, що осцилює між амплітудними значеннями  $\pm h_0$ . При досягненні сумарним полем величини  $H_{DC} + h_0$  у зразку встановиться деякий розподіл густини струму, який ми позначимо як  $J_{\max}(\rho)$ . Якщо перед цим до зразка не прикладалося поле, більше за величиною, ніж  $H_{DC} + h_0$ , розподіл  $J_{\max}(\rho)$  буде визначатися формулами (2), (2а), в яких радіус вільного від вихорів круга дорівнює  $a(H_{DC} + h_0)$ . У протилежному випадку розподіл густини струму  $J_{\max}(\rho)$  буде залежати від історії зміни поля до досягнення ним значення  $H_{DC} + h_0$ .

За подальшого зменшення сумарного поля від  $H_{DC} + h_0$  до  $H_{DC} - h_0$ , розподіл густини струму отримуємо з формули (6):

$$J(\rho, h) = J_{\max}(\rho) - 2J\left(\rho, \frac{h_0 - h_{ac}}{2}\right). \quad (8a)$$

На етапі ж наступного збільшення  $h$  від  $H_{DC} - h_0$  до  $H_{DC} + h_0$ , розподіл густини струму буде мати вигляд

$$J(\rho, h) = J_{\max}(\rho) - 2J(\rho, h_0) + 2J\left(\rho, \frac{h_0 + h_{ac}}{2}\right). \quad (8b)$$

При досягненні полем значення  $H_{DC} + h_0$  два останні доданки в (8b) взаємно компенсуються, розподіл густини струму буде збігатися з  $J_{\max}(\rho)$ , і за подальшого зменшення поля знову буде застосовна формула (8a). Максимальна глибина, на яку при подальших осциляціях  $h_{ac}$  будуть поперемінно входити вихори різних знаків, тобто ширина зовнішнього кільця, в межах якого відбуватиметься перерозподіл поля в зразку, буде визначатися лише змінною частиною зовнішнього поля і дорівнюватиме  $R - a(h_0)$ , а магнітне поле в межах круга  $\rho < a(h_0)$  залишатиметься незмінним. В той же час, розподіл густини струму буде змінюватися і всередині круга  $\rho < a(h_0)$ , відслідковуючи поточне положення межі проникнення вихорів  $a$  - див. (2).

Підставляючи (8a) та (8b) в (3a) та позначаючи через  $M_{\max}$  та  $M_{\min}$  значення намагніченості при  $H_{DC} + h_0$  та при  $H_{DC} - h_0$ , відповідно, отримуємо для намагніченості на етапі зменшення  $ac$  поля:

$$M_-(h) = \frac{\pi d}{V} \int_0^R \rho^2 J_{\max}(\rho) d\rho - \frac{\pi d}{V} \int_0^R \rho^2 2J\left(\rho, \frac{\Delta_- h}{2}\right) d\rho = M_{\max} - 2M\left(\frac{\Delta_- h}{2}\right), \quad (9a)$$

де  $\Delta_- h = h_0 - h_{ac}$ .

Відповідно, на етапі збільшення  $ac$  поля маємо

$$M_+(h) = \frac{\pi d}{V} \int_0^R \rho^2 (J_{\max}(\rho) - 2J(\rho, h_0)) d\rho + \frac{\pi d}{V} \int_0^R \rho^2 2J\left(\rho, \frac{\Delta_+ h}{2}\right) d\rho = M_{\min} + 2M\left(\frac{\Delta_+ h}{2}\right), \quad (9b)$$

де  $\Delta_+h = h_0 + h_{ac}$ .

Обидві величини,  $\Delta_-h$  і  $\Delta_+h$ , позначають різницю між поточним значенням поля на відповідному етапі та його значенням при останньому “реверсі” поля і обидві не залежать від  $H_{DC}$ . З отриманих формул можна зробити два основних висновки. По-перше, однакова залежність зміни намагніченості від зміни поля на етапах його зменшення та збільшення приводить до симетрії петлі гістерезису відносно точки  $(H_{DC}, \frac{M_{\min} + M_{\max}}{2})$ . По-друге, залежність змінної частини намагніченості лише від змінного поля означає незалежність форми петлі гістерезису від величини постійного магнітного поля.

У роботі [3] в рамках КС-моделі розглянуто взаємозв'язок між критичною густиною струму та залежністю гармонік комплексної магнітної сприйнятливості зразка у вигляді тонкого диска від амплітуди  $h_0$  змінного магнітного поля  $h(t) = h_0 \cos(\omega t)$ , перпендикулярного до площини диска. Гармоніки дійсної та уявної частини змінної магнітної сприйнятливості визначаються за формулами

$$\chi'_n = \frac{\omega}{\pi h_0} \int_0^T M(t) \cos(n\omega t) dt, \quad (10a)$$

$$\chi''_n = \frac{\omega}{\pi h_0} \int_0^T M(t) \sin(n\omega t) dt. \quad (10b)$$

Підставляючи в (10a) та (10b) формули (9a), (9b), отримуємо, що внаслідок усереднення по періоду змінного поля ті складові магнітного моменту зразка, які залежать від величини постійного поля, не дають внеску в амплітуди гармонік і, таким чином, амплітуди гармонік залежать лише від величини змінного поля.

При застосуванні КС-моделі для описання процесів у зразках важливе значення має питання про вплив на результати передісторії змін постійної і змінної складових магнітного поля без повернення до ZFC-стану. При кожній зміні прикладеного поля в зразку відбувається зміна розподілу густини азимутально-го струму і, як наслідок, магнітного моменту зразка. В результаті, після кількох обернень напрямку зміни прикладеного поля, у зразку може виникнути досить складний розподіл густини струму, який описується формулою (7).

Однак поточний стан зразка може залежати від передісторії змін не лише магнітного поля, а й температури, в тій же мірі, в якій температура впливає на

критичну густину струму. При збереженні постійного поля і збільшенні критичної густини струму, наприклад, внаслідок зменшення температури, зовнішнє поле в центрі зразка залишається повністю скомпенсованим існуючим розподілом струму, а густина струму в зразку ніде не перевищує критичне значення. Таким чином, не буде ані входу нових вихорів в зразок, ані перерозподілу вихорів всередині зразка. Отже, при збільшенні критичної густини струму встановлений на цей момент розподіл струму і поля в зразку змінюватися не буде. Однак, умови руху вихорів зміняться і для описання подальших змін магнітного поля формула (7) втратить чинність.

Якщо при постійному значенні поля збільшити температуру, зменшивши тим самим критичну густину струму, то відновиться рух вихорів, що ввійшли в зразок на попередньому етапі зміни поля, і продовжиться вхід нових. Вихори будуть входити в зразок і просуватись в напрямку його центра, розширюючи утворене на попередньому етапі зовнішнє кільце, доки густина струму в ньому не спаде до поточного критичного значення. В цьому випадку виписані вище формули так само втрачають застосовність. Хоча вплив на стан зразка передісторії змін критичної густини струму також можна розглядати в рамках формалізму КС-моделі, однак, ця задача не є предметом даної роботи. Щодо питання “пам'яті” зразка при постійній критичній густині струму, то за будь-яких змін прикладеного поля в центрі зразка буде залишатися вільний від вихорів круг, радіус котрого визначається максимальним значенням прикладеного до зразка поля.

Незважаючи на складність можливого розподілу густини струму, як показано вище, при накладанні на зразок, перпендикулярно до його площини, одночасно і постійного поля, і змінного, розподіл густини струму, а значить, і магнітний момент, можна розділити на дві складові, одна з яких не залежить від поточного значення змінного поля (хоча залежить як від величини постійного поля, так і від передісторії його встановлення), а інша – залежить тільки від амплітуди і поточного значення змінного поля. Таким чином, після досягнення максимального за величиною поля – суми постійної та змінної складової – розподіл густини струму буде змінюватися циклічно з періодом, рівним періоду змінної складової прикладеного поля. Це означає, що передісторія встановлення постійного поля або температури може впливати на результати визначення змінної частини магнітного моменту лише протягом одного періоду змінного магнітного поля.

З огляду на широке застосування співвідношень КС-моделі для інтерпретації результатів експериментальних досліджень необхідно зазначити, що предметом розгляду в даній роботі було питання: “що буде при накладанні на зразок постійного магнітного поля в теорії, якщо залишатись в рамках моделі критичного стану Біна і додаткових припущень Клема і Санчеза”. Відповідь на інше ж питання – про точність, з якою можна описувати процеси в реальних зразках за допомогою КС-моделі – від додавання постійного магнітного поля принципово не залежить. Це питання потребує окремого розгляду в кожній експериментальній ситуації і в даній роботі не аналізувалось.

### 3. Висновки

Таким чином, зразок Біна з передісторії завжди “пам’ятає” найбільше значення прикладеного магнітного поля. Хоча після багаторазових змін прикладеного поля, або температури, стан зразка може описуватись досить складним розподілом густини струму і магнітного поля в ньому, проте не пізніше, ніж через період прикладеного  $ac$  поля, магнітний момент зразка можна розділити на дві складові, одна з яких залежить від  $dc$  поля, може частково “пам’ятати” передісторію і не залежить від поточного значення  $ac$  поля, а друга – залежить лише від  $ac$  поля (його амплітуди та поточного значення).

У рамках моделі критичного стану отримані Клемом і Санчезом співвідношення для  $ac$  магнітної сприйнятливості тонкого диска при додаванні постійної складової магнітного поля, перпендикулярного до площини диска, не змінюються, а отже можуть бути використані під час експериментального дослідження магнітопольової залежності критичної густини струму в тих випадках, коли можна знехтувати цією залежністю в межах зміни сумарного поля за період  $ac$  поля, і з тою ж мірою достовірності, з якою за допомогою КС-моделі можна описувати процеси в реальних зразках без постійного поля.

Автори вдячні С.М. Рябченку за обговорення та корисні поради. Робота підтримана цільовою темою Президії НАН України ВЦ/139-38.

1. P.N. Mikheenko and Yu.E. Kuzovlev, *Physica C* **204**, 229 (1993).
2. J. Zhu, J. Mester, J. Lockhart, and J. Turneaure, *Physica C* **212**, 216 (1993).
3. J.R. Clem and A. Sanchez, *Phys. Rev. B* **50**, 9355 (1994).

4. E. Mezzetti, R. Gerbaldo, G. Ghigo, L. Gozzelino, B. Minetti, C. Camerlingo, A. Monaco, G. Cuttone, and A. Rovelli, *Phys. Rev. B* **60**, 7623 (1999).
5. Ю.В. Федотов, С.М. Рябченко, Э.А. Пашицкий, А.В. Семенов, В.И. Вакарюк, В.М. Пан, В.С. Флис, *ФНТ* **28**, 245 (2002).
6. М.П. Черноморец, Д.Г. Ковальчук, С.М. Рябченко, А.В. Семенов, Э.А. Пашицкий, *ФНТ* **32**, 1096 (2006).
7. A.I. Kosse, A.Yu. Prokhorov, V.A. Khokhlov, G.G. Levchenko, A.V. Semenov, D.G. Kovalchuk, M.P. Chernomorets, and P.N. Mikheenko, *Supercond. Sci. Technol.* **21**, 075015 (2008).
8. B.J. Jönsson-Åkerman, K.V. Rao, and E.H. Brandt, *Phys. Rev. B* **60**, 14913 (1999).
9. J.J. Åkerman, S.H. Yunand, U.O. Karlsson, and K.V. Rao, *Phys. Rev. B* **64**, 184520 (2001).
10. E.H. Brandt, *Phys. Rev. B* **55**, 14513 (1997).
11. C.P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).

Одержано 28.11.08

#### ПЕРЕМАГНИЧИВАННЯ ТОНКОГО ДИСКА СВЕРХПРОВОДНИКА 2-ГО РОДА ПРИ НАЛИЧЦІ ПОСТОЯННОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ

*Д.Г. Ковальчук, М.П. Черноморец*

#### Резюме

В рамках модели критического состояния рассмотрен вопрос применимости полученных Клемом и Санчезом соотношений для переменной ( $ac$ ) магнитной восприимчивости тонких пленок сверхпроводника 2-го рода в случае наличия постоянного магнитного поля, перпендикулярного плоскости пленки. Обсужден вопрос “памяти” образца и влияния предыстории изменений магнитного поля на текущее состояние образца. Показано, что  $ac$  компонента магнитного момента, а, значит, и амплитуды гармоник  $ac$  магнитной восприимчивости, устанавливаются на протяжении одного периода  $ac$  магнитного поля независимо от предыстории.

#### MAGNETIZATION REVERSAL OF A TYPE-II SUPERCONDUCTOR THIN DISK UNDER THE ACTION OF A CONSTANT MAGNETIC FIELD

*D.G. Kovalchuk, M.P. Chornomorets*

Institute of Physics, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine  
(46, Nauky Ave., Kyiv 03680, Ukraine;  
e-mail: kovalch@iop.kiev.ua)

#### Summary

The applicability of relations obtained by Clem and Sanchez for the  $ac$  magnetic susceptibility of type-II superconductor thin films to the case where an additional constant magnetic field is applied

perpendicularly to the film has been analyzed in the framework of the critical state model. The issues concerning the sample “memory” and the influence of the magnetic field change prehistory on the current sample state have been discussed. It has been shown

that the *ac* component of the magnetic moment and, hence, the amplitudes of *ac* magnetic susceptibility harmonics are established within one period of the *ac* magnetic field irrespective of the field prehistory.