

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ
ДОНЕЦЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

На правах рукопису

УДК 538.945

АРТЕМОВ Андрій Микитович

ДИСИПАТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ
НЕОДНОРІДНИХ НАДПРОВІДНИКІВ II РОДУ
У ЗМІННОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ

01.04.02 — «Теоретична фізика»

Автореферат
дисертації на здобуття вченого ступеня
кандидата фізико-математичних наук

ДОНЕЦЬК — 1993



00357775 (Y)

Робота виконана в Донецькому фізико-технічному інституті АН України

Науковий керівник - доктор фізико-математичних наук,
професор

ГРИШИН О. М.

Офіційні опоненти - доктор фізико-математичних наук,

МЕДВЕДЕВ Ю. В.

кандидат фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник

КУЧКО А. Н.

Провідна організація - фізико-технічний інститут низьких
температур АН України, м. Харків

Захист відбудеться "22" XII 1993р. в 15 годин на засіданні
спеціалізованої ради К 068.06.01 Донецького державного університета
(340055, Донецьк, пр. Театральний, 13, ДонДУ, фізичний факультет,
ауд. 322)


З дисертацією можна ознайомитися у канцелярії Донецького
державного університету.

Автореферат розіслано "19" XI 1993р.

Вчений секретар

спеціалізованої ради К 068.06.01

кандидат фізико-математичних наук



О. Є. Зюбанов

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Надпровідники II роду становлять собою найбільш перспективний надпровідний матеріал з погляду практичного застосування. Це, у значній мірі, визначає дослідження їх дисипативних властивостей.

Відкриття високотемпературних надпровідників надало початок новому етапу у дослідженні властивостей надпровідних матеріалів. Нові надпровідники мають складну неоднорідну структуру, що приводить до порівняно низьких величин критичного струму і високої рухливості магнітних потоків. З іншого боку, високі температури, при яких проявляється надпровідність, приводять до сильного впливу на властивості надпровідників теплових флуктуацій. В результаті, для пояснення виявлених у експериментах особливостей поведінки надпровідників був застосований ряд старих і висунуті нові.

Незважаючи на наявність великої кількості робіт, у яких вивчаються різноманітні аспекти відгуку надпровідників на зовнішнє магнітне поле, у цій галузі залишається багато нез'ясованих питань. Пов'язане це з різноманітністю і складністю явищ, супроводжуваних проникненням магнітних потоків у неоднорідні надпровідники. З'ясування особливостей поведінки магнітних вихорів, пов'язаних з їх взаємодією друг з другом, з центрами пінінгу і струмами, протікаючими у надпровіднику, а також з в'язким тертям при їх русі, дозволить не тільки поширити рамки теоретичних уявлень про дисипативні процеси, але і надасть можливість застосовувати винайдені результати при проектуванні пристроїв, що ґрунтуються на надпровідниках.

Ціль дисертаційної роботи становить теоретичне вивчення дисипативних властивостей неоднорідних надпровідників II роду, пов'язаних з різними режимами руху магнітних вихорів, у змінному магнітному полі у широкому інтервалі частот і температур.

Наукову новизну роботи становлять наступні результати, які виносяться на захист:

1. В рамках моделі критичного стану Біна розраховано нелінійну сприйнятливості довгого циліндричного вірця з надпровідника II роду на паралельне осі змінне магнітне поле. Через порівняння з експериментом показано, що ця модель задовільно описує відгуки вірця на основній частоті. Запропоновано безконтактний спосіб вимірювання критичного струму.

2. Аналітично знайдена залежність температури T_m , відповідаючої

максимуму втрат, від амплітуди і частоти магнітного поля за умовою слабого крипу.

3. Запропонована теорія нерівновісного намагнічування надпровідників II роду, враховуюча як пінінг, так і в'язкий плин магнітного потоку. Виведені рівняння критичного стану як статичний граничний випадок запропонованої динамічної теорії. Теоретично предбачено лінійну залежність температури T_m , відповідаючої максимуму втрат, від частоти зовнішнього магнітного поля для тонкої надпровідної пластини.

4. Побудована діаграма "частота - температура", де вказані області, в яких домінують режим критичного стану, режим крипу і режим в'язкого плину потоку.

Практична цінність роботи визначається можливістю використання одержаних результатів для аналізу і інтерпретації експериментальних результатів у широкому діапазоні температур, а також амплітуд і частот магнітного поля. Запропонована в роботі теорія надає можливість розраховувати нерівновісну намагніченість та втрати енергії у надпровідниках II роду, враховуючи як надпровідний, так і нормальний струм. Взагалі, одержані у дисертаційній роботі результати доповнюють і уточнюють фізичну картину статичних і динамічних процесів при намагнічуванні надпровідників і можуть бути використані для подальшого вивчення поведінки надпровідників у магнітному полі.

Публікації. Основні результати, викладені в дисертації, опубліковані у чотирьох роботах.

Об'єм і структура дисертації. Дисертація складається з вступу, чотирьох глав, закінчення і списку літератури. Повний об'єм роботи, включаючи 14 малюнків, складає 79 сторінок машинописного тексту.

Основний зміст роботи.

У вступі наведено загальний стан досліджуємої проблеми, сформульовані основні цілі та задачі роботи, обґрунтовані актуальність і практична значущість роботи, розкриті структура і зміст дисертації по главам, наведені основні положення, які висувуються на захист.

У першій главі розглядаються особливості руху магнітних вихорів у надпровідниках II роду, обговорюються моделі, які використовуються для опису процесів, протікаючих при їх намагнічуванні, і зроблено огляд літератури.

Під неоднорідністю надпровідника ми розуміємо мікроскопічну неод-

норідність, яка проявляється у залежності власної енергії вихорів від координат і спричиняється до пінінгу. У макроскопічних масштабах такі надпровідники залишаються однорідними і сила пінінгу в них від координат не залежить.

Теоретичний опис відгуку надпровідників II роду у змешаному стані є дуже складною задачею. Це привело до появи ряду феноменологічних моделей, які дозволяють розраховувати намагнічування надпровідників при різних режимах руху вихорів. Найважливішими з них є:

- модель критичного стану [1], яка враховує тільки пінінг вихорів;
- модель крипу магнітного потоку [2], вона враховує пінінг і термічні флуктуації магнітного потоку, які приводять до дифузії потоку;
- модель в'язкого плинучого потоку, яка враховує виникнення електричного поля, індуктованого рухомимися вихорами, і пов'язаний з ним дисипативний нормальний струм.

Кожна з цих моделей дозволяє описувати дисипативні процеси у надпровіднику у різних режимах руху потоку.

Критичний стан відповідає стану статичної рівноваги вихорів, у якому сила Лоренца, діюча на вихор з боку струму, зрівноважується силою пінінгу. Густина струму J_c , протікаюча в надпровіднику у цьому стані, називається критичною.

Крип магнітного потоку виникає за рахунок термічно активованих стрибків вихорів від одного центру пінінгу до іншого, що веде до зменшення градієнту індукції. Густина струму, пов'язана з індукцією рівнянням Максвелла, також зменшується. Таким чином, густина струму у режимі крипу менша за критичну. Якщо різниця між ними мала, розподіл та потік магнітної індукції також мало відрізняються від тих, які реалізуються у критичному стані. В цьому разі крипом можна знехтувати і користуватися моделлю критичного стану. Умови, при яких це можна зробити, можуть бути оцінені за допомогою моделі крипу Андерсона [2]. Вони накладають обмеження на частоту зовнішнього поля

$$\frac{\omega}{\pi} \gg \frac{x\nu_0}{L_{CS}} \exp\left[-\frac{U}{kT}\right], \quad (1)$$

де U - енергія активації, ν_0 - характерна частота стрибків вихорів, x - середня відстань між центрами пінінгу, L_{CS} - глибина проникнення магнітного поля в моделі критичного стану. Нерівність (1) має просту фізичну інтерпретацію. Якщо частота зміни поля достатньо велика, дифузія потоку в разі крипу не встигає за півперіода значно змінити

розподіл індукції порівняно з критичним станом. Умова, коли ліва і права частини в (1) порівнюються, є межою між критичним станом і сильним крипом потоку. Вона показана на мал. 1 суцільною лінією.

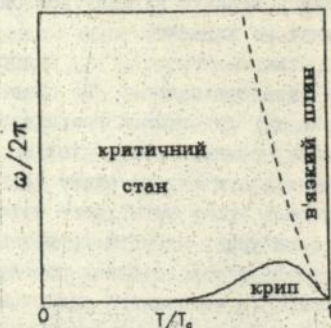
Модель в'язкого плинного потоку враховує струм нормальних електронів, яким нехтує модель критичного стану. Однак, значення його зростає з підвищенням частоти. Це обмежує зверху область частот, де може використовуватися модель критичного стану. Щоб знайти межу між режимами критичного стану і в'язкого плинного потоку, необхідно зрівняти нормальний ток $j_n = \sigma_{eff} E$ з критичним j_c . Проста оцінка дає

$$\frac{j_n}{j_c} \propto \frac{\sigma_{eff} \omega \delta}{c j_c} \propto \frac{L_{cs}}{\delta} = 1, \quad (2)$$

де $\delta = c / (2\pi\omega\sigma_{eff})^{1/2}$ - глибина скин-шару. Ця межа вказана на мал. 1 штриховою лінією. В області довкола цієї лінії для описування процесів намагнічування надпровідників необхідно враховувати як нормальний, так і надпровідний струм. Теорія, яка дозволяє це зробити, запропонована у четвертій главі дисертації.

У другій главі докладно досліджено у рамках моделі Біна [1] відгук циліндричного надпровідника на поздовжнє магнітне поле. Головна увага привертається до порівняння теоретичних розрахунків з експериментальними результатами.

Виявлені розподіл та потік магнітної індукції і нелінійна діамагнітна сприйнятливості циліндричного надпровідника. Виявлено, що відгук надпровідника у моделі Біна залежить від температури, амплітуди полю H_{ac} і розмірів ввірця R через єдиний параметр $h = H_{ac} / 4\pi j_c(T)R$. Дисипативна частина відгуку на основній частоті має вигляд



Мал. 1. Діаграма, показуюча на площині $\omega - T$ співвідношення режимів критичного стану, крипу і в'язкого плинного магнітного потоку.

$$\chi''_1 = \frac{1}{3\pi^2} \begin{cases} (1 - h/2) \cdot h, & h \leq 1, \\ (1 - 1/2h) / h, & h \geq 1. \end{cases} \quad (3)$$

Вона досягає максимальної величини $2/3\pi$ при умові

$$h = \frac{c H_{ac}}{4 \pi j_c(T_m) R} = 1. \quad (4)$$

Співвідношення (3) і (4) мають ряд перевірюваних наслідків. По-перше, співвідношення (4) надає можливість встановити величину і температурну залежність критичного струму, вимірюючи залежність $\chi''(T)$ при різних амплітудах H_{ac} . Результати такого експеримента, виконаного Ул'яновим А. Н., Коренівським В. Н. і Хохловим В. А. на збірці з кераміки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, привели до

$$j_c(T) = j_c(0) (1 - T/T_c)^{3/2} \quad (5)$$

з $T_c = 94,6$ К і $j_c(0) = 200$ А/см².

По-друге, може бути перевірений однопараметричний характер відгуку. Знаючи критичний струм (7), ми можемо згідно з температурою і амплітудою поля знайти величину параметра h і побудувати відгук, як функцію цього параметра. Експериментальні точки при цьому збираються в щільну групу навколо теоретичної кривої. Інші доводи на користь моделі критичного стану слідує з рівності експериментальної і теоретичної величини максимуму дисипативної частини відгуку і з зіставлення експериментального і теоретичного співвідношення між χ' і χ'' .

В результаті докладного порівняння експериментальних даних з теоретичними розрахунками зроблено висновок про задовільне описування моделлю Біна особливостей діамангнітної сприйнятливості надпровідника на основній частоті, пов'язаних з пінінгом. Цей висновок надає нам право використовувати концепцію критичного стану при інтерпретації інших експериментів, де на відміну від розглянутого, сприйнятливість залежить від частоти.

У третій главі теоретично проаналізовано вплив слабого крипу магнітного потоку на температурну залежність дисипативної частини сприйнятливості надпровідника.

Припустимо, що квазістатична динаміка вихорів в моделі Біна, змінюється крипом незначно. Максимум дисипативної сприйнятливості у моделі критичного стану досягається при умові (4).

В разі слабого крипу струм, протікаючий у надпровіднику, згідно з моделлю Андерсона [2] надається формулою

$$j = j_c \left(1 + \frac{kT_c}{U} \ln \frac{c E}{2\kappa v_0 B} \right). \quad (6)$$

У випадку слабого крипу, коли другий член значно менший за одиницю, можна, грубо оцінивши відношення E/B як $\omega L/c$, підставити струм j (6) у співвідношення (4) замість j_c . Припустимо, що температурна залежність критичного струму надається формулою (5). Тоді, за умовою, що енергія активації не залежить від температури, з співвідношення (4) знайдемо залежність температури T_m , пов'язаної з максимумом втрат, від частоти ω і амплітуди H_{ac} змінного зовнішнього поля

$$\frac{T_m}{T_c} = 1 - \left(\frac{c H_{ac}}{4\pi L j_c(0)} \right)^{2/3} \left(1 + \frac{2}{5} \frac{kT_c}{U} \ln \frac{v_0 x}{\omega L} \right), \quad \frac{T_c - T_m}{T_c} \ll 1. \quad (7)$$

Таким чином, ми винайшли логарифмічну залежність T_m від частоти і степеневу від амплітуди поля

$$T_m \propto H_{ac}^{2/3} \ln \omega.$$

Звернемо увагу на те, що показник степеню в цьому виразі зворотній до показника степеню в температурній залежності критичного струму.

Закономірність (7) була порівняна з результатами експерименту, проведеного Дфроботько В.Ф. і Хохловим В.А. на надпровідних шівках, які добре апроксимувалися емпіричною формулою

$$\frac{T_m}{T_c} = 1 - \left(\frac{H_{ac}}{H_*} \right)^{2/3} \ln \left(\frac{\omega}{\omega_*} \right) \quad (8)$$

де ω_* і H_* - константи, винайдені з експерименту. Порівняння цієї формули з (7) надало можливість оцінити феноменологічні константи моделі. Зокрема, енергія активації для шівки, виготовленої магнетронним напилуванням дорівнювала 32 мев, а для лазерної - 13 мев.

У четвертій главі побудовано теорію нерівноважного намагнічування надпровідників у змішаному стані при наявності пінінгу. Ця теорія потрібна для описування процесів намагнічування у режимі, названому у першій главі режимом в'язкого плину потоку (мал. I). Як це витікає з (2), цей режим реалізується, коли глибина скін-шару δ , пов'язана з нормальною провідністю σ надпровідника і частотою зовнішнього поля ω , зрівнюється або стане меншою за глибину L_{cs} . Іншими словами, ця

теорія описуватиме процес намагнічування надпровідника, коли період поля буде рівним або меншим за час релаксації потоку.

Для побудови теорії нерівновісного намагнічування спочатку були знайдені макроскопічні умови рівноваги системи магнітних потоків у надпровіднику в умовах пінінгу, а потім ці умови були поширені на випадок повільної релаксації потоку до стану рівноваги.

Вільна енергія надпровідника у магнітному полі задається співвідношенням

$$F = \int d^3r \left\{ F_n + \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{8\pi} (\text{rot} \vec{A})^2 + \frac{1}{2m} \left| \left[\frac{\hbar}{i} \nabla + \frac{2e}{c} \vec{A} \right] \Psi \right|^2 \right\} \quad (9)$$

де Ψ - параметр порядку надпровідного стану, \vec{A} - вектор-потенціал електромагнітного поля, $-e$ і m - заряд і маса електрона, F_n - густина вільної енергії нормального стану. На відміну від звичайного функціонала, ми припустили, що коефіцієнт α є функцією координат. Це припущення надає можливість увести до теорії пінінг.

У мейснерівському наближенні енергія надпровідного стану не залежить від структури магнітного потоку і енергія магнітної системи, яка тільки надалі і буде нас цікавити, може бути віділена з функціоналу (9). Структура магнітного потоку в цьому наближенні описується рівнянням

$$\text{rot}(\lambda^2 \text{rot} \vec{H}) + \vec{H} = \frac{\Phi_0}{1} \sum_i \int d\vec{l}_{v_i} \delta(\vec{r} - \vec{r}_{v_i}), \quad (10)$$

де Φ_0 - квант магнітного потоку, \vec{r}_{v_i} - координати вихорів, а інтеграл береться уздовж вихоревої лінії. Лондонівська довжина λ залежить від координат через $\alpha(\vec{r})$. Якщо масштаб D цієї залежності задовольняє умові $D \ll \lambda$, λ^2 можна винести з-під знака оператора rot . В цьому разі розв'язання рівняння (13) для одного вихора є

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{\phi} \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0 \left(\frac{r}{\lambda} \right), \quad (11)$$

де $\lambda = \lambda(\vec{r})$, $K_0(z)$ - функція Макдональда, а $\vec{\phi}$ - одиничний вектор у напрямку потоку. Використовуючи (11) знайдено магнітну енергію над-

провідника як функціонал координат вихорів. Вар'юючи по координатах, одержано умови рівноваги системи вихорів. Всереднивши ці рівняння по просторовим областям, розмір яких багато менший за D , але які вміщують досить багато вихорів, ми перейшли до описування магнітного потоку в термінах концентрації вихорів n_L . Якщо n_L змінюється на масштабах, багато більших, ніж λ , умови рівноваги набувають досить простого вигляду

$$\frac{\Phi_0}{4\pi} \nabla H_{c1}(\vec{r}) + \frac{\Phi_0^2}{4\pi} \nabla n_L(\vec{r}) = 0, \quad (16)$$

де $H_{c1} = (\Phi_0/4\pi\lambda^2) \ln(\lambda/\xi)$ - власна енергія магнітного вихора. Таким чином, перший член є силою пінінгу $\vec{F}_p = -(\Phi_0/4\pi) \nabla H_{c1}$, яка розглядається нами як характеристика матеріалу і не залежить від координат. Другий член - це сила Лоренца, діюча на вихор з боку струму, пов'язаного з іншими вихорами.

Переходячи до описування повільної релаксації магнітної системи до стану рівноваги, ми вводимо феноменологічні коефіцієнти релаксації узагальнених координат \vec{r} і \vec{A} , якими є коефіцієнт в'язкості η і пов'язана з рухом вихорів провідність σ_f . Рівняння динамічної рівноваги набувають вигляду

$$\frac{4\pi}{c} \sigma_f \dot{\vec{A}} = - \text{rot rot } \vec{A} + \frac{4\pi}{c} \vec{J}_s, \quad (17)$$

$$\eta \dot{\vec{r}} = - \frac{\Phi_0}{4\pi} \nabla H_{c1} - \frac{\Phi_0}{4\pi} [\dot{\vec{\varphi}}, \text{rot } \vec{B}].$$

Для надпровідного струму \vec{J}_s ми використовували вираження

$$\vec{J}_s = \frac{c}{4\pi} \Phi_0 [\nabla n_L, \vec{\varphi}], \quad (14)$$

яке встановлене в статичному випадку. Воно буде вірним за умовою, що час релаксації модуля параметра порядку надпровідного стану буде значно меншим як за період полю, так і за час релаксації магнітного потоку.

Рівняння, описуюче релаксацію концентрації вихорів, одержане з рівняння нерозривності для n_L , в яке підставлена швидкість $\dot{\vec{r}}$ з другого рівняння (13). Повна система рівнянь, описуюча нерівновісний

магнітний потік у надпровідниках набуває вигляду

$$\text{rot} \vec{B} = \vec{s}_0 [\nabla n_L, \vec{\phi}] + \frac{4\pi}{c} \sigma_f \vec{E},$$

$$\text{rot} \vec{E} = - \frac{1}{c} \dot{\vec{B}}, \quad (15)$$

$$\frac{\vec{s}_0}{4\pi\eta} \text{div} [n_L (\nabla n_{c1} + \nabla(\vec{B}\vec{\phi}))] = n_L.$$

У статичному наближенні ($\dot{n}_L = 0$, $\dot{\vec{B}} = 0$) з (15) витікають рівняння критичного стану

$$\text{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_c.$$

Вираз для \vec{j}_c можна встановити з останнього рівняння в (15) і співвідношення (14)

$$\vec{j}_c = - \frac{c}{4\pi} [\nabla n_{c1}, \vec{\phi}].$$

Далі за допомогою рівнянь (15) аналізуються втрати у надпровідній пластині у поздовжньому магнітному полі у критичному стані і у нормальному стані. Методом послідовних наближень розраховується додаток до дисипативної частини відгук тонкої пластини у критичному стані за рахунок нормальних струмів. Показано, що при наближенні до температури надпровідного переходу T_c , дисипативний відгук надпровідної пластини трансформується у відгук тонкої провідної пластини. Предбачено, що температура T_m максимуму втрат для тонкої надпровідної пластини лінійно залежить від частоти зовнішнього поля

$$\frac{T_m}{T_c} \approx 1 - \left(\frac{3H_{ac}}{8\pi d j_c(0)} \right)^{2/3} \left[1 - 0,16 \left(\frac{d}{\delta_f} \right)^2 \right], \quad \frac{T_c - T_m}{T_c} \ll 1.$$

Тут d - товщина пластини, $j_c(0)$ - критична густина струму при нульовій температурі. При одержанні цієї формулі використана температурна залежність критичного струму з (5).

На основі теоретичних уявлень, розвинутих у цій главі, проведено якісний аналіз температурної залежності радіочастотних втрат у звірці з кераміки Y-Ba-Cu-O. Показано, що залежність форми кривої $x''(T)$ від частоти поля і товщини звірця може бути зрозуміла, якщо прийняти до уваги роль нормального струму.

У закінченні сформульовані основні результати і висновки, одержані в дисертації.

Основні результати роботи докладались на III Всесоюзній нараді з високотемпературної надпровідності, (Харків, 1991) і опубліковані у роботах

1. Artemov A.N., Grishin A.M., Korenivskii V.N., Ulyanov A.N., Khokhlov V.A. Critical state in the Y-Ba-Cu-O ceramics // Int. J. Mod. Phys. - 1990. - 4, N4. - P. 591-603.
2. Артемов А.Н., Гришин А.М., Дроботько В.Ф., Инкин Ю.М., Махов В.И., Хохлов В.А. Полевая и частотная зависимости диамагнитного отклика гранулированных пленок // В кн.: III Всесоюзное совещание по высокотемпературной сверхпроводимости. Тезисы докладов. - Харьков. - 1991. - т. II. - С. 39-40.
3. Artemov A.N., Drobot'ko V.F., Emel'yanenkov D.G., Grishin A.M., Khokhlov V.A., Mahov V.I. Field and frequency dependences of the susceptibility of granular YBCO films as a result of pinning and thermally assisted flux flow // Phys. Lett. A. - 1991. - 157, N1. - P. 85-89.
4. Артемов А.Н., Гришин А.М., Дроботько В.Ф., Инкин Ю.М., Махов В.И., Хохлов В.А. Полевая и частотная зависимости диамагнитного отклика гранулированных ВТСП пленок // ФНТ. - 1991. - 17, N 10. - С. 1380-1385.

Цитована література.

1. Bean C.P. Magnetization of hard superconductors // Phys. Lett. - 1962. - 2, N 5. - P. 250-256.
2. Anderson P.W. Theory of flux creep in hard superconductors // Phys. Rev. Lett. - 1962. - 2, N7. - P. 309-311.



Підп. до друку 5.ІІ.93. Формат 60х84 1/16, Папір друк. № 2.
Офсетний друк. Умовн. друк. арк. 0,69. Умовн. фарб. - відб. 0,92.
Обл'як, - вид. арк. 0,68. Тираж 100 прим. Замовлення № 4-6975.
ДонДУ, 340055, Донецьк, пр. Театральний, 13

ДМОП, 340050, Донецьк, вул. Артема, 96

283201

AB 28922

AB 28.922