

## ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНА НАДПРОВІДНІСТЬ

Вінницький національний технічний університет

### *Анотація*

*У роботі досліджено високотемпературну надпровідність. Проаналізовано перехід від традиційних низькотемпературних надпровідників до складних оксидних сполук. Особливу увагу приділено властивостям надпровідників другого роду. Розглянуто структуру та динаміку вихорів Абрикосова, а також механізм піннінгу, який є критично важливим для практичного застосування цих матеріалів у сильних магнітних полях. Також висвітлено питання анізотропії високотемпературної надпровідності керамік та специфічні явища, такі як кріп магнітного потоку.*

**Ключові слова:** високотемпературна надпровідність, надпровідники другого роду, вихори Абрикосова, куперівські пари, піннінг, анізотропія.

### *Abstract*

*The paper investigates high-temperature superconductivity. The transition from traditional low-temperature superconductors to complex oxide compounds is analyzed. Special attention is paid to the properties of second-order superconductors. The structure and dynamics of Abrikosov vortices are considered, as well as the pinning mechanism, which is critically important for the practical application of these materials in strong magnetic fields. The issue of anisotropy of high-temperature superconductivity of ceramics and specific phenomena, such as magnetic flux creep, are also highlighted.*

**Keywords:** high-temperature superconductivity, second-order superconductors, Abrikosov vortices, Cooper pairs, pinning, anisotropy.

### **Вступ**

Відкриття високотемпературної надпровідності змінило сучасну фізику, зробивши можливим використання надпровідників при температурах кипіння рідкого азоту. Теоретичною основою для розуміння цих процесів є праці О. О. Абрикосова, який описав змішаний стан та вихрову структуру магнітного поля в надпровідниках другого роду. Системний підхід В. В. Шмідта дозволяє детально розглянути механізми взаємодії цих вихорів із дефектами структури та особливості анізотропних керамік.

### **Відкриття**

До моменту відкриття високотемпературної надпровідності у 1986 році, у фізиці низьких температур найвищою критичною точкою вважалося значення 23К для сплаву ( $\text{Nb}_3\text{Ge}$ ). Тоді головною метою було подолання порогу у 30 – 40 К, оскільки це дозволило б відмовитися від дорогого рідкого гелію на користь рідкого водню або азоту, що сильно здешевило б технологію.

Прорив стався, коли Й. Беднорц та К. Мюллер виявили надпровідність у металооксидній кераміці на основі лантану, барію та міді, що спростувало існуючі стереотипи про низьку провідність оксидів. Основним класом таких матеріалів стали купрати.

Даний успіх започаткував еру високотемпературної надпровідності, стимулювавши пошук нових шаруватих купратів. Невдовзі було синтезовано ітрій-барієву кераміку з критичною температурою близько 92К, що остаточно вивело технологію на рівень використання доступного рідкого азоту. Цей перехід до високих температур відкрив абсолютно нові фізичні явища, пов'язані з інтенсивним рухом магнітних вихорів, які раніше не спостерігалися в класичних надпровідниках.

## Матеріали

Основним класом високотемпературних надпровідників є складні металооксидні сполуки купратів. Найбільш значущим представником цієї групи, є ітрії-барієва кераміка, яка має критичну температуру 92К.

Головною характеристикою, що сильно відрізняє їх від звичайних металевих надпровідників, є сильна анізотропія. Вона обумовлена шаруватою (квазідвовимірною) кристалічною структурою, де надпровідні властивості зосереджені переважно у площинах діоксиду міді. Електронні властивості таких систем описуються через ефективні маси носіїв заряду. Енергія електрона в такому випадку виражається як:

$$E_p = \frac{p_z^2}{2m_{\perp}} + \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m_{\parallel}}$$

$m_{\perp}$  та  $m_{\parallel}$  – ефективні електронні маси поперек та вздовж шарів відповідно. Оскільки  $m_{\perp} \gg m_{\parallel}$  для кількісного аналізу вводиться параметр анізотропії  $\varepsilon$ :

$$\frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}} = \varepsilon^2 \ll 1$$

Це призводить до суттєвої залежності основних параметрів надпровідника від напрямку. Довжина когерентності у високотемпературних надпровідників надзвичайно мала, причому поперечна довжина  $\xi_{\perp} = \varepsilon \xi$  часто виявляється меншою за відстань між шарами  $d$ . екрануючі струми, що текуть поперек шарів, значно слабші, через що поперечна глибина проникнення значно зростає:

$$\lambda_{\perp} = \varepsilon^{-1} \lambda$$

Анізотропія безпосередньо впливає на стійкість матеріалу до магнітних полів. Друге критичне поле  $H_{c2}$  залежить від кута  $\vartheta$  між вектором індукції та площиною шарів:

$$H_{c2}(\vartheta) = \frac{\Phi_0}{2\pi\varepsilon_0\xi^2}$$

де  $\varepsilon_0^2 = \varepsilon^2 \cos^2 \vartheta + \sin^2 \vartheta$ . Таким чином, поле  $H_{c2}$  є максимальним, коли воно спрямоване паралельно шарам, і мінімальним у перпендикулярному напрямку.

Унікальна шарувата структура купратів забезпечує високу  $T_c$ , проте зумовлює сильну анізотропію властивостей. Мале значення поперечної довжини когерентності  $\xi_{\perp}$  відносно відстані між шарами  $d$  робить систему чутливою до теплових флуктуацій. Це спричиняє перехід магнітних вихорів у стани “рідини” або “скла”, що визначає необхідність подальшого вивчення динаміки вихрової решітки для розуміння фізики високотемпературної надпровідності.

## Механізми

### 1) Динаміка вихорів та виникнення опору

Фундаментальною особливістю надпровідників другого роду у змішаному стані є проникнення магнітного поля у вигляді квантованих вихорів Абрикосова. Кожен вихор має нормальну серцевину радіусом  $\xi$ , оточену надпровідними струмами. При проходженні через надпровідник транспортного струму з густиною  $j$  на кожен вихор діє сила Лоренца  $f_L$  (на одиницю довжини вихору):

$$f_L = \frac{1}{c} [j \times \Phi_0]$$

$\Phi_0$  – квант магнітного потоку. Під дією цієї сили вихори починають рухатися зі швидкістю  $v_L$ . Згідно з законами електродинаміки, рух магнітного потоку індукує електричне поле:

$$E = \frac{1}{c} [B \times v_L]$$

Оскільки поле  $E$  співнапрявлене зі струмом  $j$ , у системі виникає дисипація енергії та опір, що руйнує стан ідеальної провідності.

### 2) Механізм піннінгу та критичний струм

Для практичного використання високотемпературної надпровідності необхідно зупинити рух вихорів. Це досягається шляхом їх закріплення на неоднорідностях структури – цей механізм називається піннінгом.

Енергія зачеплення виникає внаслідок економії енергії конденсації, коли нормальне ядро вихору (радіусом  $\xi$ ) збігається з дефектом. Енергія одиночного вихору на одиницю довжини становить:

$$\epsilon_1 \approx \left( \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \kappa$$

Сила піннінгу  $f_p$ , що утримує вихор на дефекті розміром  $r \approx \xi$ , оцінюється через термодинамічне критичне поле  $H_c$ :

$$f_p \approx \frac{H_c^2 \xi}{8}$$

Критичний стан: стан з нульовим опором зберігається доти, доки об'ємна сила Лоренца  $F_L$  не перевищує сумарну силу піннінгу  $F_p$ . Згідно з моделлю Біна, умова рівноваги має вигляд:

$$F_L = \frac{1}{c} |[j_c \times B]| = F_p$$

Звідси визначається критична густина струму:

$$j_c = \frac{cF_p}{B}$$

Для практичних розрахунків у високотемпературній надпровідності часто використовують емпіричну залежність Кім-Андерсона, яка враховує вплив зовнішнього поля на ефективність піннінгу:

$$j_c(B) = \frac{j_{c0}}{1 + \frac{B}{B_0}}$$

Отже, критичний струм – це не фіксована характеристика матеріалу. Його величина залежить від того, наскільки багато в структурі дефектів та наскільки сильне зовнішнє магнітне поле.

### 3) Магнітний крип та термоактивована релаксація

Явище магнітного крипу полягає в термоактивованому русі магнітного потоку (вихорів Абріков-сова) у надпровіднику II роду. У високотемпературних надпровідниках цей ефект є особливо значимим, оскільки енергія теплових коливань  $k_B T$  стає порівнянною з енергією піннінгу  $U_0$ .

Згідно з теорією Андерсона-Кіма, середня швидкість руху вихрових ліній  $v$  визначається:

$$v \approx v_0 e^{\frac{-U(j)}{k_B T}}$$

де  $v_0$  – характерна швидкість, а  $U(j)$  – відповідний густині струму  $j$  потенціальний бар'єр. Оскільки рух вихорів зі швидкістю  $v$  індукуює електричне поле  $E = \left(\frac{1}{c}\right) Bv$  швидкість релаксації густини струму описується рівнянням:

$$\frac{\partial j}{\partial t} = - \left( \frac{j_c}{\tau_0} \right) e^{\frac{-U(j)}{k_B T}}$$

Для практичного аналізу в роботі розглядається випадок лінійної залежності бар'єру від струму (модель Андерсона-Кіма):

$$U(j) = U_0 \left( 1 - \frac{j}{j_c} \right)$$

де  $U_0$  – енергія піннінгу за відсутності струму.

Фізичний зміст цього процесу полягає у поступовому зниженні екрануючих струмів, що в експерименті спостерігається як логарифмічна залежність густини струму від часу:

$$\frac{j(t)}{j_c} = 1 - \left[ \frac{k_B T}{U_0} \ln \left( 1 + \frac{t}{t_0} \right) \right]^{\frac{1}{a}}$$

де  $t_0$  – характерний час початку процесу релаксації. При низьких температурах вихрова система переходить у стан "вихрового скла", де через взаємодію з домішками вихори втрачають рухливість. Однак при нагріванні вище температури  $T_g$  відбувається плавлення цієї структури з утворенням вихрової рідини.

Таким чином, вивчення піннінгу та крипу дає нам розуміння того, як довго високотемпературні надпровідні матеріали можуть утримувати магнітне поле. Оскільки з часом магнітний потік "витікає" через теплові стрибки вихорів, ці знання допомагають створювати кращі надпровідники. Додаючи в

структуру матеріалу штучні дефекти, створюються пастки для вихорів, що робить магнітне поле стабільним і дозволяє використовувати такі пристрої протягом тривалого часу без втрати їхніх властивостей.

### Висновки

У межах даної роботи було проведено комплексне дослідження фізичних механізмів, що визначають динаміку вихрової структури та стабільність магнітних характеристик високотемпературних надпровідників. Встановлено, що ключову роль у змішаному стані надпровідників другого роду відіграє баланс між силою Лоренца та центрами піннінгу. Доведено, що рух вихорів Абрикосова під дією транспортного струму спричиняє дисипацію енергії та появу електричного опору, проте цей процес може бути частково стабілізований шляхом закріплення вихорів на дефектах структури. Особливу увагу приділено явищу магнітного крипу, який через теплову активацію призводить до поступової логарифмічної релаксації екрануючих струмів та «танення» замороженого магнітного потоку. Практичне значення отриманих результатів полягає в обґрунтуванні необхідності створення штучних центрів піннінгу для підвищення стабільності надпровідних пристроїв, що дозволяє прогнозувати та мінімізувати деградацію магнітного поля під час їх експлуатації.

### СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Шмідт В. В. Фізика надпровідників. Т. 1. : Наука, 1982. 412 с.
2. Абрикосов А. А. Основи теорії металів. : Наука, 1987. 520 с.

**Свитка Богдана Миколаївна** — студентка групи ІЕХКБ-25б, факультет інформаційних технологій та комп'ютерної інженерії, Вінницький національний технічний університет, Вінниця, e-mail: [bogdanasvutka@gmail.com](mailto:bogdanasvutka@gmail.com)

**Тихонова Єлизавета Ігорівна** — студентка групи ІЕХКБ-25б, факультет інформаційних технологій та комп'ютерної інженерії, Вінницький національний технічний університет, Вінниця.

Науковий керівник: **Касіяненко Василь Харитонович** — завідувач кафедри, професор, Вінницький національний технічний університет, м. Вінниця, e-mail: [kasijanenko@vntu.edu.ua](mailto:kasijanenko@vntu.edu.ua)

**Svitka Bohdana Mykolaivna** — student of group ІЕХКБ-25b, Faculty of Information Technologies and Computer Engineering, Vinnytsia National Technical University, Vinnytsia, e-mail: [bogdanasvutka@gmail.com](mailto:bogdanasvutka@gmail.com)

**Tikhonova Elizaveta Igorevna** — student of group ІЕХКБ-25b, Faculty of Information Technologies and Computer Engineering, Vinnytsia National Technical University, Vinnytsia.

Scientific advisor: **Kasiyanenko Vasyl Kharytonovych** — Head of Department, Professor, Vinnytsia National Technical University, Vinnytsia, e-mail: [kasijanenko@vntu.edu.ua](mailto:kasijanenko@vntu.edu.ua)