

УДК 621.591

DOI: 10.18372/0370-2197.2(99).17621

М. В. КІНДРАЧУК<sup>1</sup>, Д. О. ВОЛЬЧЕНКО<sup>2</sup>, В. С. СКРИПНИК<sup>2</sup>, А. В. ПРИСЯЖНИЙ<sup>2</sup>,  
В. В. НІЦЦУК<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Національний авіаційний університет, Україна

<sup>2</sup>Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу, Україна

## ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ ПРИ НАДПРОВІДНОСТІ У ПАРАХ ТЕРТЯ ГАЛЬМ

*Теоретичні та експериментальні дослідження основних фізичних параметрів при надпровідності металевого фрикційного елемента, що знаходиться під односторонньою дією теплового, електричного та магнітного полів дозволили встановити таке. Енергія електрона в кристалічній решітці не може набувати будь-яких значень у зв'язку з тим, що є набори дискретних рівнів енергії (зони), розділені більш менш значними відстанями. Теплоємність та теплопровідність мають складові, які відносяться до електронів та кристалічних ґраток; теплоємність при стані надпровідності виявилася меншою за теплоємність нормального металу, а теплопровідність збільшилася через локальну взаємодію мікроступів пар тертя. У поверхневому шарі металу, що знаходиться під дією магнітного поля виникає стаціонарний електричний струм, який має власне магнітне поле, яке протилежно прикладеному полю, що в результаті призводить до нульового значення індукції в приповерхневому шарі металу. При критичній величині напруженості магнітного поля приповерхневий шар металевого фрикційного елемента переходить у нормальний стан.*

**Ключові слова:** гальмівний пристрій, пари тертя, металевий фрикційний елемент, надпровідність, теплоємність та коефіцієнт теплопровідності електронів та кристалічних ґраток

**Вступ.** Фізичні процеси в парах тертя гальмівних пристроїв при електротермомеханічному терті супроводжуються електричним, магнітним та тепловими полями. При певних співвідношеннях між останніми металевих фрикційних елементів виникає ефект стану надпровідності. Для виключення ефекту вимушеного повітряного охолодження та намагнічування приповерхневого шару внутрішньої поверхні обода гальмівного шківів він покритий тепломагнітною ізоляцією. Ця обставина дозволяє досліджувати теплофізичні параметри при надпровідності робочої поверхні обода шківів при електротермомеханічному терті.

**Аналіз літературних джерел та стан проблеми.** Вплив продуктів зносу фрикційних пар на тертя та зношування встановлено давно. У роботах І. В. Крагельського та А. В. Чичінадзе [1, 2] зазначається, що наявність частинок зносу сприяє деякому підвищенню динамічного коефіцієнта тертя, в окремих випадках він майже не залежить від наявності або відсутності таких частинок. Іноді вони, діючи подібно до кульок, знижують активність електротермомеханічного тертя. Факторами, які впливають на збереження частинок зносу в зоні тертя, є розмір площі мікроступів тертя, наявність канавок чи пазів на ній, і навіть коефіцієнт взаємного перекриття. Необхідно відзначити, що у зазначених вище роботах нічого не сказано про магнітні властивості продуктів зносу пар тертя гальм.

У [3] вказується, що об'єм досліджуваного матеріалу встигає прогрітися, і перепади температур не перевищують 150 °С. У процесі гальмування реального гальма на генеруючій теплоту поверхні за короткий час (10 - 20 с) виділяється настільки велика кількість теплоти, що виникає тепловий удар, спрямований

вглиб тертьових елементів. Перепади температур за їх глибиною досягають 700 °С і більше. Це пов'язано з надпровідністю мікроступів металевих зразків.

У роботі [4] запропоновано метод визначення контактної електротермічної опору в трибоспрямлених металополімерних пар тертя гальмівних пристроїв. Однак у даному методі нічого не було сказано про надпровідність металевих фрикційних елементів.

У роботі [5] вказується, що надпровідний металевий фрикційний елемент дуже чутливий до процесів теплообміну і здатний до слабкого вимушеного охолодження при досить малих втратах теплоти через зменшення теплової опору теплопровідності.

При оцінці термостабілізаційного стану металевих фрикційних елементів в основі лежить вирівнювання градієнта температури по його товщині [6]. Однак це можливе лише при надпровідному стані металевих фрикційних елементів.

З викладеного вище випливає, що необхідно встановити закономірності зміни фізичних параметрів надпровідності з боку робочої поверхні металевих фрикційних елементів при електротермомеханічному терті. В якості зразку виступає металевий фрикційний елемент, тобто обід гальмівного шківів.

У матеріалах статті увійшли питання: надпровідність у тепловому полі; надпровідність в електричному та магнітному полі; обговорення результатів.

**Мета роботи** – встановлення закономірностей зміни фізичних параметрів при надпровідності у парах тертя гальмівних елементів.

**Надпровідність у тепловому полі.** Теплоємність металу складається з електронної теплоємності та теплоємності кристалічних ґраток. За низьких температур основний внесок у теплоємність металу вносить електронна система. Електронна теплоємність нормального металу зі зниженням температури зменшується за лінійним законом  $c_e \sim T$ .

Теплоємність ж ґратки зменшується набагато різкіше ( $\sim T^3$ ) і за низьких температур не відіграє істотної ролі.

У надпровідниках картина виявляється значно іншою. Електронна теплоємність  $c_e$  зменшується зі зниженням температури і при  $T \rightarrow 0$  прагне до нуля, але не за статичним, а як показує експеримент, за експоненціальним законом (рис. 1). Цей закон може бути записаний у вигляді:

$$\frac{c_{es}}{\alpha T_k} = a e^{-b \frac{T_k}{T}}, \quad (1)$$

де  $a$  і  $b$  – постійні, які не залежать від величини температури. Теплоємність надпровідників виявляється, таким чином, менше за теплоємність нормального металу, взятого при тій же температурі.

Надпровідні речовини дуже чутливі до процесів теплообміну і здатні, наприклад, до слабкого охолодження за досить малих втрат теплоти.

Коли температура надпровідника стає рівною критичній, відбувається перехід у нормальний стан, і теплоємність починає змінюватись за лінійним законом. Однак цей перехід не є безперервним. При  $T = T_K$  спостерігається стрибок теплоємності (див. рис. 1), причому  $c_{es}(T_K)$  виявляється перевищуючою  $c_{en}(T_K)$  приблизно у 2,5 рази. Окремі зверхпровідники відрізняються один від одного величиною стрибка, але сам факт існування є їх універсальною властивістю.

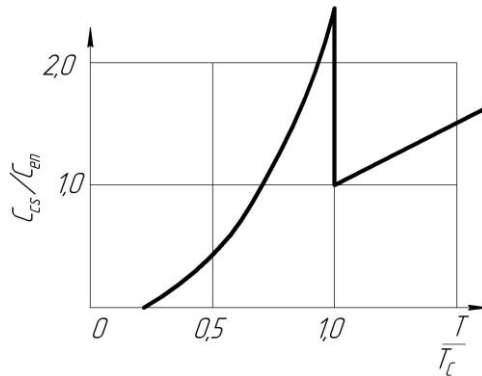


Рис. 1. Закономірність зміни співвідношення теплоємностей металевого зразка від відносної температури

Дуже своєрідними закономірностями описується у надпровідниках явище теплопровідності. За наявності градієнта температури  $dT/dx$  метал не перебуває у стані теплової рівноваги. У зразку виникає тепловий потік  $Q$ , пропорційний до створеного температурного градієнта. Зв'язок між ними записується у вигляді [7]:

$$Q = -\lambda \frac{dT}{dx}, \quad (2)$$

де  $\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності, що залежить від роду речовини і від температури. Залежність  $\lambda(T)$  добре досліджена на дослідах, причому є багато даних, які описують як нормальні, так і надпровідні речовини. Слід розрізняти теплопровідність, пов'язану з рухом електронів, та тепловий потік у ґратках кристала. Коефіцієнт теплопровідності  $\lambda$  можна подати у вигляді суми  $\lambda = \lambda_{ел} + \lambda_{ґрат}$ . Електронна теплопровідність була б нескінченною, якби електрони не розсіювалися тепловими коливаннями ґраток, домішками та іншими електронами. Це положення аналогічне твердженню про нескінченну електричну провідність у відсутності теплових коливань ґратки та домішок. Існує таким чином кілька механізмів теплопровідності, пов'язаних з різними видами розсіювання. При цьому результуюча електронна теплопровідність  $\lambda_{ел}$  обчислюється за правилом

$$\frac{1}{\lambda_{ел}} = \frac{1}{\lambda_{ел,ґрат.}} + \frac{1}{\lambda_{ел.н.}}, \quad (3)$$

( $\lambda_{ел,ґрат.}$  пов'язане із взаємодією електронів з ґраткою  $\lambda_{ел.н.}$  описує розсіювання їх домішками), аналогічному відомому закону, за яким обчислюється електричний опір системи паралельно з'єднаних провідників.

Існує також кілька механізмів, що визначають ґраткову теплопровідність металу. У зразках, що містять малі концентрації домішок, основну роль відіграє електронна теплопровідність, яка залежить у нормальному металі від температури згідно із законом [8]

$$\frac{1}{\lambda_{ел}} = aT^2 + \frac{b}{T}. \quad (4)$$

Доданки у правій частині цієї формули відповідають теплоопорам  $\lambda_{ел,ґрат.}^{-1}$ ,  $\lambda_{ел.н.}^{-1}$ , які фігурують у (2).

При достатньо великій концентрації домішок  $\lambda_{ел}$  стає малою величиною і основну роль починає грати ґраткова теплопровідність, причому  $\lambda_{ґрат} \sim T^2$ .

У надпровідниках діють усі викладені механізми теплопровідності, проте температурна залежність ефекту виявляється зовсім іншою.

На рис. 2 наведені криві, що описують температурну залежність електронної теплопровідності  $\lambda_{el}$  в нормальному ( $n$ ) і надпровідному ( $s$ ) стані. У першому випадку відзначається зростання теплопровідності із зниженням температури, у надпровідниках, навпаки, величина  $\lambda_{el}$  зменшується в основному за експонентним законом.

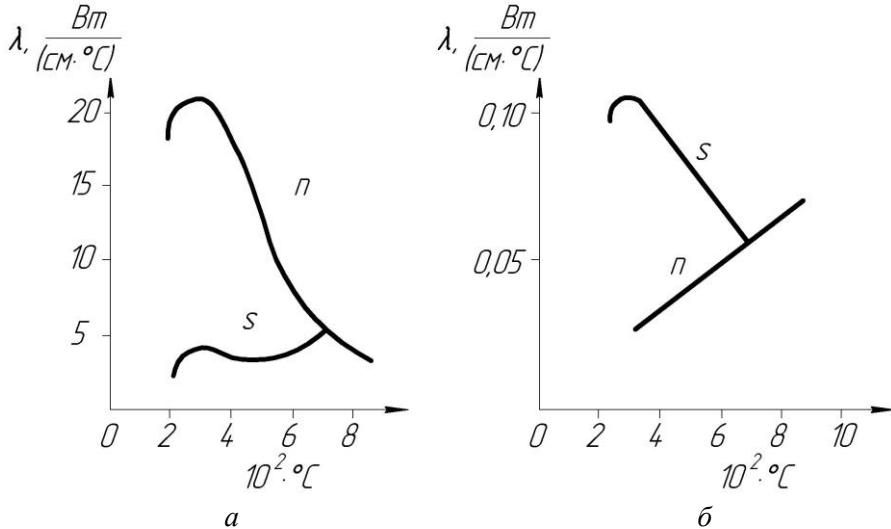


Рис. 2. Закономірності зміни сильної (а) та слабкої (б) теплопровідності електрона ( $s$ ) та кристалічної ґратки ( $n$ ) від поверхневої температури металевго фрикційного елемента

Дуже своєрідна картина теплопровідності у надпровідних сплавах, у яких за певних концентраціях компонентів основну роль грає ґраткова теплопровідність (рис. 2, б). У нормальних зразках теплопровідність падає із зниженням температури, у надпровідному сплаві, як видно з рис. 2 спостерігається зростання теплового потоку, причому при деякій температурі величина  $\lambda_{grat}$  досягає максимального значення.

Ці закономірності, зазначені на експерименті, лише зайвий раз підкреслюють особливий характер надпровідного стану, фізичні властивості якого багато в чому відрізняються від властивостей звичайного металевго фрикційного елемента.

Такими є основні експериментальні факти, що відносяться до ефектів теплопровідності в надпровідниках. Теоретичний розгляд їх призводить до так званої «дворідинної» моделі надпровідника.

При переході металу у надпровідний стан стрибком перетворюється на нуль електричний опір. Це означає, що електронна рідина при цьому переміщується без тертя, не обмінюється енергією з ґратками кристала.

Надпровідний струм, як зазначалося вище, не пов'язаний з виділенням теплоти. Тому, здавалося б, що електронна теплопровідність у надпровідному стані повинна дорівнювати нулю. Тоді при проходженні через кристалічну температуру мав би спостерігатися стрибок теплопровідності.

Експеримент, як бачили вище (див. рис. 2 а), вказує на відсутність такого стрибка. Електронна теплопровідність  $\lambda_{el}$  зі зниженням температури досить різко зменшується, але все ж таки залишається відмінною від нуля.

У «дворідинній» моделі (Гортер і Казимир), що вирішує суперечність, передбачається, що електронну рідину у надпровіднику можна уявити як сукупність двох рідин - «нормальної» і «надпровідної». "Нормальний" компонент нічим не відрізняється за своїми властивостями від електронної системи звичайного зразка, "надпровідний" відповідальний за аномальні властивості металу. Зі зниженням температури «надпровідний» компонент зростає, густина «нормальної» електронної рідини зменшується і при нульовій температурі перетворюється в нуль. У точці фазового переходу при  $T = T_K$  зникає «надпровідна» частина електронної рідини. Наявність циркулюючих незатухаючих струмів пов'язані з рухом саме цього компонента. Електронна теплопровідність  $\lambda_{el}$ , пов'язана з розсіюванням, обумовлена нормальною складовою.

«Дворідинна» модель пояснює, принаймні якісно, основні особливості теплопровідності у надпровідниках. Якщо у нормальному металі число електронів, що приймають участь у теплопередачі, змінюється при зміні температури, то у надпровідниках відповідальний за теплопровідність «нормальний» компонент зменшується із зниженням температури. Зменшення кількості носіїв, що переносять енергію, природно призводить до зменшення  $\lambda_{es}$  з температурою, що відповідає дослідним даним.

Що стосується ґраткової теплопровідності, то її в квантовій картині, на мові якої і слід аналізувати ефекти при низьких температурах, можна уявити як перенесення енергії звуковими квантами (фононами), які описують коливальний стан ґратки кристала. Звукові кванти подібні до фотонів, що описують в квантовій теорії електромагнітні коливання. Із зниженням температури енергія коливань зменшується, що і призводить в нормальному металі до падіння при  $T \rightarrow 0$  ґраткової теплопровідності. Надпровідний перехід не змінює стану кристалічних ґраток. Число фононів зменшується зі зниженням температури так само, як у нормальному металі, і тому, здавалося б, слід очікувати аналогічного падіння  $\lambda_{gram}$ . Однак зменшення «нормального» електронного компонента, з яким при температурах, не дуже близьких до нуля, здебільшого взаємодіють фонони, істотно ускладнює картину. Зменшення числа фононів супроводжується набагато більш ефективним збільшенням довжини їх вільного пробігу, що і призводить до спостережуваного в сплавах зростання ґраткової теплопровідності (див. рис. 2 б). Зростання це триває доти, поки довжина пробігу, що пов'язана з розсіюванням на електронах, не стане більшою за довжину пробігу, обумовлену взаємодією фононів з домішками і з границями кристала. Тоді останній вид розсіювання починає відігравати основну роль, і теплопровідність  $\lambda_{gram}$  падає через зменшення при  $T \rightarrow 0$  числа фононів. При переході  $\lambda_{gram}$  від зростання до спадання природно спостерігається максимум, що відзначається на експерименті.

Таким чином, бачимо, що підхід, заснований на використанні «дворідинної» моделі, є дуже плідними, і на його основі можна пояснити досить складні дані експерименту. Не випадково при використанні основних положень цієї моделі ставили слова «нормальна» та «надпровідна» у лапки. Справа в тому, що наявність двох компонентів у жодному разі не можна трактувати як реальний поділ всієї електронної системи металу на дві частини, нормальну та надпровідну. Кожен окремий електрон не може бути ні нормальним, ні надпровідним. Надпровідність є колективним квантовим ефектом, і правильніше говорити не про дві частини електронної рідини, і про два типи рухів, які можуть у ній існувати. До «дворідинної» моделі слід ставитися як до зручного методу, що

дозволяє наочно уявити складні процеси, які відбуваються у надпровідному стані. Цей метод має бути заснований у теорії надпровідності.

З точки зору наближення сильного зв'язку переміщення електрона в кристалі можна уявити так. У вільному атомі електрон може скільки завгодно довго перебувати на стаціонарному рівні. При зближенні атомів та утворенні кристала можливим виявляється перехід електрона з одного вузла ґратки на інший. Цей перехід відбувається за допомогою тунельного ефекту і призводить до можливості переміщення заряду у ґратці [9].

Наближення сильного зв'язку особливо добре описує стан електронів, що належать до внутрішніх оболонок атомів. У цьому випадку відповідні хвильові функції перекриватимуться слабо і ширина зони дійсно буде малою в порівнянні з відстанню між окремими рівнями.

Розглянуті граничні випадки слабого та сильного зв'язку електронів з ґратками призводять, як бачимо, до якісно аналогічних результатів. Основний з них полягає в наступному: енергія електрона в кристалі не може набувати будь-яких значень. Є набори дискретних рівнів енергії (зони), розділені більш менш значними проміжками.

У моделі сильно пов'язаних електронів кожна зона відповідає дискретному рівню ізольованого атома та виникає завдяки розщепленню цього рівня. Заборонена смуга енергії, якщо виходити з моделі вільних електронів, відповідає берегівському відображенню. Кількісні результати, отримані у цих двох випадках, природно, відрізняються одні від одного. У наближенні сильного зв'язку виникають дуже вузькі енергетичні зони, далеко віддалені одна від одної. Наближенню слабого зв'язку, навпаки, відповідають широкі зони, розділені вузькими енергетичними щілинами.

Оскільки граничні випадки призводять якісно до однієї і тієї ж зонної картини, можна вважати її справедливою і у проміжній стадії.

**Надпровідність в електричному та магнітному полях.** При електротермомеханічній фрикційній взаємодії пар тертя гальм на їх спряженнях генерується електричний струм, що сприяє виникненню магнітних кільцевих ліній навколо металевого циліндричного кільця (рис. 3). В якості останніх виступають ободи гальмівних барабанів і шківів. У барабанно- і стрічково-колодкових гальмах коефіцієнт взаємного перекриття менше одиниці, і тому відбуватиметься швидкісні перемикання, тобто, замикання ділянок ланцюгів струму в залежності від часу гальмування. Великі струми і сприятимуть виникненню локального надпровідного стану металевого фрикційного елемента.

Якщо досліджуємо зразок при температурах вищих, ніж  $T_K$ , то у ньому, як і у будь-якому нормальному металі, вміщеному у зовнішньому полі, напруженість буде відмінною від нуля. Не вимикаючи зовнішнього магнітного поля, почнемо поступово знижувати температуру. Тоді виявиться, що в момент переходу у надпровідний стан магнітне поле виштовхнеться із зразка (див. рис. 3) і стане справедливою рівність  $\vec{B} \rightarrow 0$  ( $\vec{B}$  – магнітна індукція, що дорівнює, за визначенням, середній напруженості магнітного поля в речовині).

Як відомо, метали, за винятком феромагнетиків, без зовнішнього магнітного поля, мають нульову магнітну індукцію. Це пов'язано з тим, що магнітні поля елементарних струмів, які є у зразку, взаємно компенсуються через повної хаотичності їх розташування. При включенні зовнішнього поля  $\vec{H}$  у зразку з'являється відмінна від нуля індукція  $\vec{B}$ , рівна:

$$\vec{B} = \mu \vec{H} . \quad (5)$$

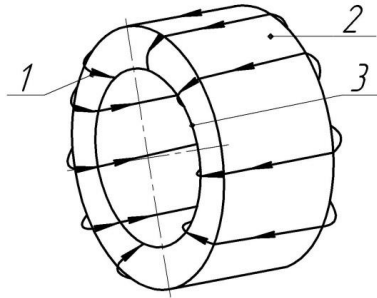


Рис. 3. Магнітні кільцеві лінії (1) навколо циліндричного металевого кільця (2) з магнітною ізоляцією (3)

Коефіцієнт  $\mu$  називається магнітною проникністю зразка. При  $\mu > 1$  (парамагнітні речовини) відбувається посилення зовнішнього поля. У діамагнетиках ( $\mu < 1$ ) спостерігається ослаблення прикладеного поля і  $\vec{B} < \vec{H}$ .

У надпровідниках  $\vec{B} = 0$ , що сприяє нульовій магнітній проникності. Має місце, як то кажуть, ефект ідеального діамагнетизму.

Як виникає у надпровідниках ідеальний діамагнетизм? Виявляється, якщо надпровідний зразок помістити у зовнішнє поле, то у поверхневому шарі металу виникає стаціонарний електричний струм, власне магнітне поле якого протилежно прикладеному полю, що в результаті і призводить до нульового значення індукції по товщині зразка.

Зовнішнє магнітне поле, що викликає стаціонарний електричний струм, як відомо, ніякої роботи над зарядженими частинками не робить. Електричне поле, яке у звичайних металах здійснює роботу і цим може підтримувати сталість електричного струму, у разі відсутня. Отже, ідеальний діамагнетизм надпровідників означає можливість протікання поверхневого стаціонарного струму, що не має електричного опору. Наявність опору призвела б до теплових втрат і відсутність електричного поля до швидкого згасання струму.

Ефект Мейсснера та явище надпровідності, тобто, повна відсутність опору, тісно пов'язані між собою та є наслідком загальної закономірності, яку і встановила теорія надпровідності.

Із збільшенням напруженості поля настає момент, коли воно стає рівним  $H_K$  спочатку в якомусь місці поверхні тіла. Якщо таким тілом є, наприклад, еліпсоїд, одна з осей якого паралельна полю, то на його екваторі поле стає рівним критичному при виконанні умови [3]:

$$H_{ЗОВ} = H_K(1-\eta), \quad (6)$$

де  $H_{ЗОВ}$  – напруженість зовнішнього поля, виміряна далеко від зразка;  $\eta$  – коефіцієнт розмагнічування.

Для сфери, наприклад,  $\eta = \frac{1}{3}$ , так що на екваторі її поле стає критичним у

зовнішньому полі  $H_{ЗОВ} < H_K$ , рівним  $H_{ЗОВ} = \frac{2}{3} H_K$ . При подальшому збільшенні

поля зразок не може бути повністю у надпровідному стані. Настає часткове руйнування надпровідності, що збільшується у міру наближення  $H_{ЗОВ}$  до  $H_K$ . Зразок повністю перетворюється на нормальний стан, коли напруженість зовнішнього поля досягає значення, рівного  $H_K$ .

Стан, в якому знаходиться речовина, коли  $H_I < H_{ЗОВ} < H_K$  ( $H_I$  – значення зовнішнього поля в той момент, коли в якомусь місці поверхні поле досягає значення  $H_K$ ), називається проміжним.

Теорія проміжного стану була розроблена Л. Д. Ландау в 1937 р. Відповідно до цієї теорії зразок, який знаходиться в проміжному стані, являє собою сукупність нормальних і надпровідних шарів, що чергуються між собою.

Магнітне поле, як зазначалося вище, не проникає в товщину надпровідного зразка. Все сказане не відноситься до поверхневого шару, в якому спостерігається відмінна від нуля напруженість магнітного поля. Саме в цьому шарі і протікають незатухаючі струми, які можуть екранувати вплив зовнішнього поля області, віддалені від поверхні.

Однією з основних характеристик надпровідника є глибина проникнення поля  $\delta$ , що визначається товщиною шару, в якому значення магнітного поля істотно відрізняється від нуля. У разі експоненціального спадання поля всередину зразка під глибиною проникнення розуміється відстань, на якій напруженість зменшується у  $e$  разів. Зазвичай глибина проникнення становить кілька сотень ангстрем. Поле, таким чином, проникає всередину зразка на відстань, що дорівнює декільком сотням міжатомних відстаней (причому період ґраток кристала становить величину близько  $10^{-8}$  см). Поверхневий шар надпровідника має особливі властивості, пов'язані з відмінною від нуля напруженістю магнітного поля в ньому. Ці властивості виявляються дуже суттєвими для вирішення питання можливості отримання надпровідників з високими критичними полями.

Якщо почнемо збільшувати напруженість зовнішнього поля, в якому знаходиться зразок, то за деякого її значення, що зветься критичним полем  $H_K$ , надпровідність руйнується і зразок переходить у нормальний стан. Критичне поле залежить від температури, і його величина зменшується при нагріванні надпровідника. Графік залежності  $H_K(T)$  наведено на рис. 4.

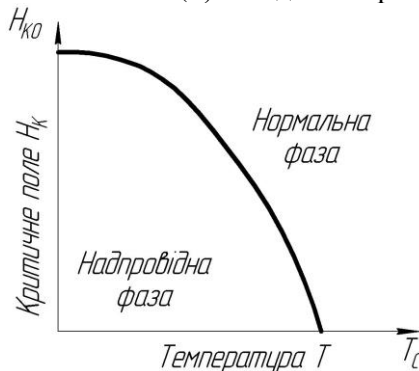


Рис. 4. Залежність критичного поля напруженості від температури

Залежність ця наближено виражається формулою

$$H_K(T) = H_{K0} \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_K} \right)^2 \right], \quad (7)$$

де  $H_{K0}$  – значення критичного поля за нульової температури. Критичні поля сплавів можуть істотно відрізнятися від чистих речовин і за певних умов досягають дуже високих значень.



**Обговорення результатів.** Теоретичні та експериментальні дослідження основних фізичних параметрів при надпровідності металевого фрикційного елемента, який знаходиться під односторонньою дією теплового, електричного та магнітного полів, дозволили встановити таке:

– енергія електрона в кристалічній ґратці не може набувати будь-яких значень у зв'язку з тим, що є набори дискретних рівнів енергії (зони), розділені більш менш значними відстанями;

– теплоємність та теплопровідність мають складові, що відносяться до електронів та кристалічних ґраток; теплоємність при стані надпровідності виявилася меншою за теплоємність нормального металу, а теплопровідність збільшилася через локальну взаємодію мікрровиступів пар тертя;

– у поверхневому шарі металу, що знаходиться під дією магнітного поля, виникає стаціонарний електричний струм, який має власне магнітне поле протилежно прикладеному полю, що в результаті і призводить до нульового значення індукції в приповерхневому шарі металу;

– при критичній величині напруженості магнітного поля приповерхневий шар металевого фрикційного елемента переходить у нормальний стан.

**Висновки.** Таким чином, встановлені закономірності зміни основних фізичних параметрів при надпровідності металевого фрикційного елемента при терті.

#### Список літератури

1. Трение, износ и смазка (трибология и триботехника) / Под общ. ред. А.В.Чичинадзе. – М.: Машиностроение, 2003. – 575 с.
2. Крагельский И. В. Трение и износ / И. В. Крагельский. – М.: Машиностроение, 1986. – 480 с.
3. Федорченко И. М. Исследование материалов для тормозных и передаточных устройств / И. М. Федорченко, Д. Я. Ровинский, Е. Л. Шведов // Из-во «Наукова думка», Киев. – 198 с.
4. К вопросу определения контактного электротермомеханического сопротивления в трибосопряжениях металлополимерных пар трения тормозных устройств / А. И. Вольченко, М. В. Киндрачук, Д. А. Вольченко [и др.] // Проблемы тертя та зношування: наук. техн. журнал. – К.: НАУ, 2017. - №1(74). – С.23-34.
5. Левин А. Сверхпроводимость: время понимания / А. Левин // Популярная механика. – С.56-61.
6. Проектный и проверочный расчет фрикционных узлов барабанно- и дисково-колодочных тормозов транспортных средств / А. Х. Джанахмедов, А. И. Вольченко, Н. А. Вольченко [и др.]. – Баку: Апострофф, 2016. – 366 с.
7. Балакин В. А., Сергиенко В. П. Испытания материалов на фрикционную теплостойкость. Трение и износ, 1996. - №2. – С. 194-201.
8. Энергетические уровни различных типов контактов микровыступов пар трения / М. В. Киндрачук, А. И. Вольченко, Д. А. Вольченко, В. С. Скрыпник, А.В. Возный // Фіз.-хім. механіка матеріалів: наук. техн. журнал. – 2018. - №6. – С.83-90.
9. Красин В. З. Сверхпроводимость и сверхтекучесть / В. З. Красин // Из-во: Просвещение, М., 1968. – 150 с.

Стаття надійшла до редакції 15.05.2023.

M. V. KINDRACHUK, D. A. VOLCHENKO, V. S. SKRYPNYK, A. V. PRYSIAZHNYI  
V. V. NISHCHUK

## THE PHYSICAL PROCESSES AT SUPERCONDUCTIVITY IN PAIRS OF FRICTION BRAKES

The theoretical and experimental studies of the main physical parameters in the case of superconductivity of a metallic friction element, which is under the unilateral action of thermal, electric and magnetic fields, made it possible to establish the following.

The energy of an electron in a crystal lattice cannot take on any values due to the fact that there are sets of discrete energy levels (zones) separated by more or less significant distances. Heat capacity and thermal conductivity have components that relate to electrons and the crystal lattice; the heat capacity in the state of superconductivity turned out to be less than the heat capacity of a normal metal, and the heat conductivity increased due to the local interaction of microprotrusions of friction pairs. In the surface layer of the metal under the action of a magnetic field, a stationary electric current arises, which has its own magnetic field opposite to the applied field, which, as a result, leads to a zero value of induction in the surface layer of the metal. At a critical value of the magnetic field strength, the subsurface layer of the metal friction element goes into a normal state.

**Key words:** braking device, friction pairs, metal friction element, superconductivity, heat capacity and heat transfer coefficient of electrons and crystal lattice

### References

1. Treniye, iznos i smazka (tribologiya i tribotekhnika) / Pod obshch. red. A.V.Chichinadze. – M.: Mashinostroyeniye, 2003. – 575 s.
2. Kragel'skiy I. V. Treniye i iznos / I. V. Kragel'skiy. – M.: Mashinostroyeniye, 1986. – 480 s.
3. Fedorchenko I. M. Issledovaniye materialov dlya tormoznykh i peredatochnykh ustroystv / I. M. Fedorchenko, D. YA. Rovinskiy, Ye. L. Shvedov // Iz-vo «Naukova dumka», Kiyev. – 198 s.
4. K voprosu opredeleniya kontaktnogo elektrotermomekhanicheskogo sopro-tivleniya v tribosopryazheniyakh metallopolimernykh par treniya tormoznykh ustroystv / A. I. Vol'chenko, M. V. Kindrachuk, D. A. Vol'chenko [i dr.] // Problemy treniya i iznosa: nauchn. tekhn. sb. – K.: NAU, 2017. - №1(74). – S.23-34.
5. Levin A. Sverkhprovodimost': vremya ponimaniya / A. Levin // Populyarnaya mekhanika. – P. 56-61.
6. Proyektyny i proverochnyy raschet friktsionnykh uzlov barabanno- i diskovokolodochnykh tormozov transportnykh sredstv / A. KH. Dzhanakhmedov, A. I. Vol'chenko, N. A. Vol'chenko [i dr.]. – Baku: Apostroff, 2016. – 366 s.
7. Balakin V. A., Sergiyenko V. P. Ispytaniya materialov na friktsionnyuyu teplo-stoykost'. Treniye i iznos, 1996. - №2. – S. 194-201.
8. Energeticheskiye urovni razlichnykh tipov kontaktov mikrovystupov par treniya / M. V. Kindrachuk, A. I. Vol'chenko, D. A. Vol'chenko, V. S. Skrypnyk, A.V. Voznyy // Fiz.-khim. mekhanika materialov. – 2018. - №6. – S.83-90.
9. Krasin V. Z. Sverkhprovodimost' i sverkhstekuchest' / V. Z. Krasin // Iz-vo: Prosveshcheniye, M., 1968. – 150 s.

**Kindrachuk Myroslav Vasyliovych** – Corresponding member of the National Academy of Sciences of Ukraine, Doctor of Technical Sciences, Professor, Professor of the Department of Applied Mechanics and Materials Engineering, National Aviation University, 1 Lubomyra Huzar Ave., Kyiv, Ukraine, 03058, E-mail: nau12@ukr.net, <https://orcid.org/0000-0002-0529-2466>.

**Dmytro Oleksandrovych Volchenko** - doctor technical sciences, professor of the Department of Oil and Gas Extraction, Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas, str. Karpatska, 15, Ivano-Frankivsk, Ukraine, 76019, phone: +38 0342 72 71 41, mob. 050-373-82-42, E-mail: divo99@ukr.net, <https://orcid.org/0000-0002-1565-749X>.

**Skrypnyk Vasyl Stepanovych** - Dr. technical of Sciences, professor, department of road transport, Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas, str. Karpatska, 15, Ivano-Frankivsk, 76019, Ukraine, phone: +38 067 369 66 50, E-mail: skripnik-vs07@ukr.net, <https://orcid.org/0000-0001-9023-6524>.

**Prisyazhnyi Andrii Volodymyrovych** - major, teacher of the Department of Military Training, Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas, str. Karpatska, 15, Ivano-Frankivsk, Ukraine, 76019, E-mail: pav041284@ukr.net, <https://orcid.org/0000-0002-6894-496X>.

**Nishchuk Viktor Viktorovych** – teacher, major of the Department of Military Training, Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas, str. Karpatskaya, 15, Ivano-Frankivsk, Ukraine, 76019, phone: +38 0342 50 25 06, E-mail: nviktorv@ukr.net, <https://orcid.org/0000-0001-9142-4738>.

**Кіндрачук Мирослав Васильович** – член-кореспондент НАН України, докт. техн. наук, професор, професор кафедри прикладної механіки та інженерії матеріалів Національний авіаційний університет, пр. Любомира Гузара, 1, м. Київ, Україна, 03058, <https://orcid.org/0000-0002-0529-2466>.

**Вольченко Дмитро Олександрович** – докт. техн. наук, професор кафедри видобування нафти і газу Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу, вул. Карпатська, 15, м. Івано-Франківськ, Україна, 76019, тел.: +38 0342 72 71 41, моб. 050-373-82-42, E-mail: divo99@ukr.net, <https://orcid.org/0000-0002-1565-749X>.

**Скрипник Василь Степанович** – докт. техн. наук, професор, кафедри автомобільного транспорту Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу, вул. Карпатська, 15, м. Івано-Франківськ, 76019, Україна, тел.: +38 067 369 66 50, E-mail: skripnik-vs07@ukr.net, <https://orcid.org/0000-0001-9023-6524>.

**Присяжний Андрій Володимирович** – майор, викладач кафедри військової підготовки Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу, вул. Карпатська, 15, м. Івано-Франківськ, Україна, 76019, E-mail: pav041284@ukr.net <https://orcid.org/0000-0002-6894-496X>.

**Ніщук Віктор Вікторович** – викладач, майор кафедри військової підготовки Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу, вул. Карпатська, 15, м. Івано-Франківськ, Україна, 76019, тел.: +38 0342 50 25 06, E-mail: nviktorv@ukr.net, <https://orcid.org/0000-0001-9142-4738>.