

**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУР
ім. Б.І. ВЄРКІНА**

ТЕРЕХОВ АНДРІЙ ВАЛЕРІЙОВИЧ



УДК 537.622+537.312+538.945

**ЕЛЕКТРОННІ, МАГНІТНІ ТА НАДПРОВІДНІ ВЛАСТИВОСТІ
МУЛЬТИФУНКЦІОНАЛЬНИХ МАТЕРІАЛІВ НА ОСНОВІ
ПЕРЕХІДНИХ ТА РІДКІСНОЗЕМЕЛЬНИХ ЕЛЕМЕНТІВ**

01.04.07 – фізика твердого тіла

РЕФЕРАТ

дисертації на здобуття ступеня доктора фізико-математичних наук

Науковий консультант: **Найдюк Юрій Георгійович**,
член-кореспондент НАН України,
доктор фізико-математичних наук, професор

Харків – 2025

Дисертацією є кваліфікаційна наукова праця, оформлена як рукопис.

Робота виконана в Фізико-технічному інституті низьких температур ім. Б.І. Веркіна Національної академії наук України.

Офіційні опоненти:

доктор фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник,
ТАРЕНКОВ Володимир Юрійович,
Донецький фізико-технічний інститут ім. О.О. Галкіна
Національної академії наук України,
старший науковий співробітник відділу
фізики високих тисків та перспективних технологій

доктор фізико-математичних наук, старший дослідник,
КАСАТКІН Олександр Леонідович,
Інститут металофізики ім. Г.В. Курдюмова
Національної академії наук України, провідний
науковий співробітник відділу надпровідності

доктор фізико-математичних наук,
ГРИБ Олександр Миколайович
Харківський національний університет ім. В. Н.
Каразіна, професор кафедри фізики низьких температур
фізичного факультету

Захист відбудеться « 14 » жовтня 2025 р. о 15-00 годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 64.175.02 Фізико-технічного інституту низьких температур ім. Б.І. Веркіна Національної академії наук України (61103, м. Харків, проспект Науки, 47, малий конференц-зал) із використанням засобів відеозв'язку в режимі реального часу за покликанням:

<https://us02web.zoom.us/j/83394007688?pwd=JneDDbkFmjCNvtu7hKqtfJQfeifeYH.1>,
Ідентифікатор конференції: 833 9400 7688, Код доступу: 166792

З дисертацією можна ознайомитись на офіційному веб-сайті за покликанням https://ilt.kharkiv.ua/bvi/structure/report/d_64_175_02_spec_rada_FTINT.shtml та у Центральній науковій бібліотеці Фізико-технічного інституту низьких температур ім. Б.І. Веркіна Національної академії наук України за адресою: 61103, м. Харків, проспект Науки, 47.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради



Володимир САГАН

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Обґрунтування вибору теми дослідження

Дослідження мультифункціональних матеріалів, зокрема на основі перехідних і рідкісноземельних елементів привертає увагу завдяки виявленню в них нових фізичних явищ, зокрема нетрадиційної надпровідності, супутніх їй ефектів, різноманітних магнітних перетворень та гігантського магнітоопору, що не лише поглиблює фундаментальні знання в фізиці твердого тіла, але й створює передумови для практичного застосування в сучасній електроніці, спінтроніці та квантових технологіях.

Відомими класами надпровідників, в яких можливе існування нетрадиційної надпровідності, є рідкісноземельні бориди родію $\text{RE}(\text{Rh}, \text{Ru})_4\text{B}_4$ і потрійні халькогеніди молібдену $(\text{RE}, \text{Pb})\text{Mo}_6\text{S}_8$ (де RE — рідкісноземельні магнітні іони). Структурні, магнітні та надпровідні властивості зазначених матеріалів досліджені досить детально. Дані сполуки мають регулярну підгратку магнітоактивних рідкісноземельних іонів, але, тим не менш, залишаються надпровідними. Відкриття високотемпературної надпровідності в 2008 році в залізовмісній сполуці LaOFeAsF з критичною температурою надпровідного переходу $T_c \approx 26$ К стимулювало пошук аналогічних надпровідників з вищими температурами переходу. Перспективними магнітними матеріалами з перехідним металом Mn є тверді розчини Bi-Mn, які характеризуються високою коерцитивною силою при кімнатній температурі, яка з підвищенням температури перевищує значення для постійних магнітів на основі рідкісноземельних елементів. Ще одним цікавим мультифункціональним матеріалом є диборид магнію MgB_2 , який належить до високотемпературних надпровідників із температурою переходу в надпровідний стан близько 39 К.

Водночас існує низка невирішених питань у низькотемпературній фізиці перерахованих вище матеріалів. Зокрема, у рідкісноземельних боридах родію та рутенію з диспрозієм, частково заміщеним немагнітним ітрієм — $(\text{Dy}, \text{Y})(\text{Rh}, \text{Ru})_4\text{B}_4$, а також у потрійних халькогенідах молібдену, де магнітний гадоліній заміщується немагнітним свинцем — $(\text{Gd}, \text{Pb})\text{Mo}_6\text{S}_8$, систематично не досліджені магнітні, електричні та теплові властивості, а також температурні та магнітопольові залежності надпровідних параметрів. Такі сполуки видаються перспективними матеріалами з можливою нетрадиційною надпровідністю та співіснуванням надпровідності й магнетизму. Надпровідний пніктид з залізом $\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$ є новосинтезованою сполукою, для якої дослідження магнітних, електричних і теплових властивостей, а також температурних та магнітопольових залежностей надпровідних параметрів раніше не проводилося. Крім того, відсутні систематичні дані щодо електроопору та магнітоопору в твердих розчинах Bi-Mn із низькою концентрацією марганцю. Їхня відносна дешевизна робить ці матеріали перспективними для практичних застосувань. Окремо слід відзначити практичну відсутність результатів стосовно поверхневого електроопору дибориду магнію MgB_2 у радіохвильовому діапазоні, який є одним із найбільш затребуваних у прикладних застосуваннях. Отримання цих результатів важливе для встановлення фізичних основ прогнозування та конструювання новітніх перспективних матеріалів із керованими властивостями для спінтроніки й квантових обчислень.

Таким чином, описане вище коло невирішених важливих питань щодо ефектів, пов'язаних із механізмами надпровідного спарювання та співіснуванням надпровідності й магнетизму в рідкісноземельних боридах, потрійних халькогенідах та високотемпературних надпровідниках на основі заліза, та електронних явищ гігантського магнітоопору та поверхневого опору визначають **актуальність** даної дисертаційної роботи.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Дисертаційну роботу виконано у відділі мікроконтактної спектроскопії Фізико-технічного інституту низьких температур імені Б. І. Веркіна НАН України згідно тематичних планів ФТІНТ ім. Б.І. Веркіна НАН України та в рамках наступних науково-дослідних робіт відомчої тематики Національної академії наук України:

- «Надпровідність та фазові переходи в чистих металах і потрійних сполуках типу ThMn_{12} » (номер державної реєстрації 0104U003039, термін виконання 2004–2006 рр.);
- «Нові явища при низьких температурах в чистих металах і в сполуках на основі рідкісних земель, молібдену та родію» (номер державної реєстрації 0107U000944, термін виконання 2007–2011 рр.);
- «Електронний транспорт у нових провідних та надпровідних системах» (номер державної реєстрації 0112U002637, термін виконання 2012–2016 рр.);
- «Функціональні властивості новітніх надпровідних сполук і металовмісних спін та зарядово-впорядкованих структур» (номер державної реєстрації 0117U002294, термін виконання 2017–2021 рр.);
- «Провідні, надпровідні, магнітні та сенсорні властивості новітніх функціональних матеріалів» (номер державної реєстрації 0122U001501, термін виконання 2022–2026 рр.);

в ході реалізації міжнародного проєкту міжакадемічного співробітництва — спільних українсько-польських дослідницьких проєктів, що виконувалися в рамках Протоколу про наукове співробітництво між Польською академією наук і Національною академією наук України — «Надпровідність та магнетизм $\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x(\text{Rh}, \text{Ru})_4\text{B}_4$ сполук» (2009–2011 рр.); «Надпровідні та магнітні властивості $(\text{Dy}, \text{Ho}, \text{Er})_{1-x}\text{Y}_x(\text{Rh}, \text{Ru})_4\text{B}_4$ сполук» (2012–2014 рр.); «Надпровідність та магнетизм в $(\text{Dy}, \text{Gd})_{1-x}\text{Y}_x\text{Rh}_4\text{B}_4$ та $(\text{Dy}, \text{Gd})\text{Mo}_6\text{Se}_8$ сполуках» (2015–2017 рр.); та в рамках міжнародного гранту: «Квантова динаміка в нових халькогенідних матеріалах і пристроях» (STCU № 7120, термін виконання 2024-2026 рр.).

Мета і завдання дослідження

Метою роботи є виявлення впливу внутрішнього магнетизму та багатозонної електронної структури на походження аномальних електричних властивостей та нетрадиційних механізмів надпровідності у мультифункціональних матеріалах на основі перехідних і рідкісноземельних елементів.

Для досягнення поставленої мети в роботі вирішувалися наступні **завдання**:

- 1) проведення комплексних досліджень магнітних, теплових, електричних властивостей, а також перших похідних вольт-амперних характеристик

методом мікроконтактної спектроскопії андреєвського відбиття в рідкісноземельних боридах родію та рутенію $Dy_{1-x}Y_xRh_4B_4$ (де $x = 0, 0,2, 0,4, 0,6, 0,8$ та 1), $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Rh_{0,15}B_4$, $Dy_{1-x}Er_xRh_{3,8}Ru_{0,2}B_4$ ($x = 0, 0,2$ та $0,4$) з метою виявлення нових ефектів та дослідження особливостей співіснування надпровідності та магнетизму;

- 2) встановлення та аналіз в рамках існуючих теорій (теорія Бардіна–Купера–Шріффера (БКШ), теорія Гінзбурга Ландау (ГЛ), мікроскопічна теорія Вертхамера–Гельфанда–Хохенберга (ВГХ), теорія Блондера–Тінкхама–Клапвіка (БТК)) експериментальних залежностей надпровідної щільності і верхнього критичного поля від температури та магнітного поля для рідкісноземельних боридів родію та рутенію $Dy_{1-x}Y_xRh_4B_4$ (де $x = 0, 0,2, 0,4, 0,6, 0,8$ та 1), $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Rh_{0,15}B_4$, $Dy_{1-x}Er_xRh_{3,8}Ru_{0,2}B_4$ ($x = 0, 0,2$ та $0,4$);
- 3) проведення комплексних досліджень магнітних, електричних властивостей, а також перших похідних вольт-амперних характеристик методом мікроконтактної спектроскопії андреєвського відбиття в халькогенідах молібдену з гадолінієм $Gd_xPb_{1-x}Mo_6S_8$ ($x = 0,5, 0,7$ та $0,9$) з метою виявлення нових ефектів та дослідження особливостей співіснування надпровідності та магнетизму;
- 4) встановлення експериментальних залежностей надпровідної щільності і верхнього критичного поля від температури та магнітного поля для халькогенідів молібдену з гадолінієм $Gd_xPb_{1-x}Mo_6S_8$ ($x = 0,5, 0,7$ та $0,9$) та аналіз отриманих даних в рамках існуючих теорій (теорія БКШ, теорія ГЛ, мікроскопічна теорія ВГХ, теорія БТК);
- 5) проведення комплексних досліджень магнітних, електричних властивостей, а також перших похідних вольт-амперних характеристик методом мікроконтактної спектроскопії андреєвського відбиття в пніктиді $EuFeAsO_{0,85}F_{0,15}$ з метою виявлення нових ефектів та особливостей співіснування надпровідності та магнетизму;
- 6) встановлення експериментальних залежностей надпровідної щільності і верхнього критичного поля від температури та магнітного поля в пніктиді $EuFeAsO_{0,85}F_{0,15}$ та аналіз отриманих даних в рамках існуючих теорій (теорія БКШ, теорія ГЛ, мікроскопічна теорія ВГХ, теорія БТК);
- 7) дослідження поведінки поверхневого електроопору в MgB_2 при різних частотах в інтервалах температур близьких до переходу в надпровідний стан та аналіз отриманих даних в рамках існуючих теорій;
- 8) детальні дослідження електроопору в магнітних полях та особливостей поведінки магнітних властивостей в твердих розчинах $Bi-Mn$, які дозволять встановити взаємозв'язки між спіновою, електронною та фононною системами елементарних збуджень в цих матеріалах.

Об'єкт дослідження — фізичні явища в сучасних мультифункціональних матеріалах на основі рідкісноземельних та перехідних елементів, зокрема співіснування надпровідності та магнетизму, багатозонна і триплетна надпровідність та супутні їм явища, фазові перетворення, гігантський магнітоопір.

Предмет дослідження — закономірності співіснування та взаємодії між електронною та магнітною підсистемами, що лежать в основі цих явищ.

Методи дослідження

Для вирішення задач дисертаційної роботи було використано сучасний комплекс експериментальних методів. Обґрунтованість висновків, що отримані в ході виконання дисертаційної роботи, зумовлені використанням комплексного підходу в дослідженнях, що поєднував дослідження теплових, електричних, магнітних властивостей, а також перших похідних вольт-амперних характеристик в контактах типу нормальний метал-надпровідник. Вимірювання теплоємності проводилося релаксаційним методом, електроопору на змінному струмі — чотирьохконтактним методом та магнітних властивостей — вібраційною магнітометрією з використанням комерційної установці PPMS-9T «Quantum Design», магнітного спектрометру «Oxford Instruments» та VSM SQUID-магнітометра. Вимірювання питомого електроопору на постійному струмі були виконані чотирьохконтактним методом, поверхневого електроопору — резонаторним методом та методом мікроконтактної спектроскопії андреєвського відбиття були отримані перші похідні вольт-амперних характеристик на експериментальних установках, розроблених у відділі мікроконтактної спектроскопії Фізико-технічного інституту низьких температур ім. Б. І. Веркіна НАН України.

Наукова новизна отриманих результатів

Наукові положення та результати, які подано на захист в рамках дисертаційної роботи Терехова А.В., є новими, отриманими вперше та повністю оригінальними. Основні результати наведено нижче:

- Виявлено аномальну поведінку температурних залежностей електроопору, гігантський додатний магнітоопір та сильну анізотропію електричного транспорту в твердому розчині $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$, що пояснено в рамках багатозонної теорії впливом внутрішнього магнетизму фази $\alpha\text{-BiMn}$ на електропровідність вісмутової матриці.
- Виявлено аномальну поведінку температурної залежності верхнього критичного поля для сполуки з високим вмістом гадолінію $\text{Gd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Mo}_6\text{S}_8$ ($x = 0,9$), яка є несприятливою надпровідникам з ізотропним s-хвильовим куперівським спарюванням та слабкою електрон-фононою взаємодією.
- Встановлено методом мікроконтактної спектроскопії андреєвського відбиття, що в $\text{Gd}_{0,5}\text{Pb}_{0,5}\text{Mo}_6\text{S}_8$ реалізується механізм надпровідного спарювання, відмінний від характерного для традиційних надпровідників.
- Спостережено аномальну температурну залежність верхнього критичного поля для $\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$ у слабких полях, яка принципово відрізняється від залежностей в класичних надпровідниках, вказуючи на специфічний механізм надпровідності в цьому матеріалі.
- Встановлено наявність одно- та двошлілинних спектрів андреєвського відбиття в точкових контактах $\text{Au-EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$, що обумовлено наявністю анізотропної $s\pm$ -симетрії надпровідного параметра порядку в цій сполуці.
- Доведено, що в рідкісноземельних боридах родію $\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x\text{Rh}_4\text{B}_4$ ($x = 0$,

0,2, 0,4 та 0,6) та $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ перехід в надпровідний стан відбувається з феримагнітного або феромагнітного, а зі зниженням температури відбувається перехід в антиферомагнітний стан без руйнування надпровідності.

- Виявлено аномальну поведінку верхнього критичного поля та надпровідної щільності від температури і магнітного поля в рідкісноземельних бориди родію $\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x\text{Rh}_4\text{B}_4$ ($x = 0, 0,2, 0,4$ та $0,6$), $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ та $\text{Dy}_{1-x}\text{Er}_x\text{Rh}_{3,8}\text{Ru}_{0,2}\text{B}_4$ ($x = 0, 0,2$ та $0,4$), несприятливим звичайним синглетним надпровідникам, що свідчить про існування нетрадиційного механізму надпровідного спарювання.
- Виявлено ефект Воллебена (“парамагнітний” ефект Мейснера) нижче температури надпровідного переходу в рідкісноземельних бориди родію, як в магнітних сполуках $\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x\text{Rh}_4\text{B}_4$ ($x = 0,2, 0,3, 0,4$ та $0,6$), так і в немагнітному матеріалі — YRh_4B_4 .
- У дибориді магнію MgB_2 виявлено перехід від піппардівської нелокальної межі при температурах, значно нижчих за критичну температуру надпровідного переходу, до лондонівської локальної межі поблизу цієї температури.

Практичне значення отриманих результатів

Рідкісноземельні бориди родію з диспрозієм: $\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x\text{Rh}_4\text{B}_4$, $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$, $\text{Dy}_{1-x}\text{Er}_x\text{Rh}_{3,8}\text{Ru}_{0,2}\text{B}_4$ ($x = 0, 0,2, 0,4$) та халькогеніди молібдену з гадолінієм $\text{Gd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Mo}_6\text{S}_8$ ($x = 0,5, 0,7$ та $0,9$) завдяки співіснуванню в них надпровідності та магнетизму, нетривіальній поведінці надпровідних параметрів можуть бути кандидатами в триплетні надпровідники, які можуть використовуватись в спітроніці внаслідок бездисипативного переносу струму поляризованими за спіном куперівськими парами. Також триплетні надпровідники можуть бути використані для створення станів Майорани (стабільних у часі та стійких до зовнішніх впливів), які пропонується використовувати при розробці топологічних квантових комп'ютерів. Всебічне дослідження пніктиду $\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$ та дибориду магнію MgB_2 важливе при пошуку матеріалів з високими температурами надпровідного переходу та високими критичними магнітними полями, завдяки чому їх можна буде використовувати для розробки пристроїв з розширеним функціоналом, застосуванні в машинобудуванні, енергетиці, космічній та інших галузях. Високі значення магнітоопору та коерцитивної сили можуть сприяти використанню твердого розчину $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ одночасно в якості датчику магнітного поля та як високотемпературний постійний магніт, який може замінити вище кімнатних температур дороговартісні магніти на базі рідкісноземельних елементів. Крім того, цей матеріал може використовуватись в новій галузі електроніки — велітроніці (*valleytronics*) в якій передбачається керувати таким ступенем свободи як долини, локальні максимуми/мінімуми у валентній зоні або зоні провідності багатодолинних напівпровідників та напівметалів. Пропонується створювати на базі долин кубіти для квантових комп'ютерів.

Особистий внесок здобувача полягає в формулюванні наукового напрямку та постановці наукових завдань дисертаційної роботи, виборі об'єктів дослідження, аналізі та систематизації експериментальних та теоретичних результатів за темою дисертації.

Публікації, які складають зміст дисертації, виконані здобувачем особисто та у співавторстві. У всіх наведених роботах Терехов А.В. брав безпосередню участь у постановці задач, плануванні та проведенні експериментів, обробці результатів, інтерпретації експериментальних даних та написанні статей. Дисертант був провідною особою при виборі та обґрунтуванні напрямків досліджень, постановці конкретних завдань, йому належить основна роль у проведенні експериментальних досліджень, головний внесок у написанні статей, аналіз та інтерпретація результатів та теоретичні розрахунки. Всі розрахунки, які були проведені для температурних залежностей верхніх критичних полів в рамках теорії ВГХ, виконані персонально автором. Дисертантом особисто було виявлено ефект Воллебена в рідкісноземельних боридах родію та обґрунтовано його природу. Автором також самостійно було виявлено особливості співіснування надпровідності та магнетизму та проаналізовано природу надпровідності в рідкісноземельних боридах родію і потрійних халькогенідах молібдену з магнітними рідкісноземельними іонами, які входять до даної роботи. Дисертант особисто встановив існування гігантського магнітоопору та аномальної поведінки електроопору в твердому розчині $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ та пояснив їх у межах багатозонної теорії впливом внутрішнього магнетизму фази $\alpha\text{-BiMn}$ на електропровідність вісмутової матриці.

Автором сформульовано та обґрунтовано висновки, узагальнення та положення всіх розділів дисертації. Використані в дисертації ідеї, положення та результати інших авторів та співавторів наукових публікацій мають відповідні посилання. Таким чином, особистий внесок дисертанта є визначальним.

Апробація результатів дисертації

Основні результати дисертаційного дослідження було оприлюднено та обговорено на міжнародних і вітчизняних наукових конференціях: 13 Krajowa Szkoła Nadprzewodnictwa (KSN13) (Ladek Zdroj, Poland, November 6–10, 2007); 1ST International Conference for Young Scientists “Low Temperature Physics (Kharkov, Ukraine, June 7–11, 2010); 2-nd Intern. Conf. for Y. Scientists “Low Temperature Physics” (Kharkiv, Ukraine, June 6–10, 2011); 3-rd International Conference for Young Scientists “Low Temperature Physics-2012” (Kharkiv, Ukraine, May 14–18, 2012); 4-th International Conference for Young Scientist “Low Temperature Physics-2013” (Kharkiv, Ukraine, June 3–7, 2013); XI Міжнародна наукова конференція «Фізичні явища в твердих тілах» (Харків, Україна, 3–6 грудня, 2013); III International Workshop on Point-Contact Spectroscopy “PCS-2014” (Kharkiv, Ukraine, September 8–11, 2014); VI International Conference for Young Scientists “ICYS–LTP–2015” (Kharkiv, Ukraine, June 1–5, 2015); XII Міжнародна наукова конференція «Фізичні явища в твердих тілах» (Харків, Україна, 1–4 грудня, 2015); XV Регіональна наукова студентська конференція «Актуальні проблеми фізики та їх інформаційне забезпечення» (Харків, Україна, 22–23 квітня, 2015); XIII Міжнародна конференція «Фізичні явища в твердих тілах» (Харків, Україна, 5–8 грудня, 2017); XIV Міжнародна наукова конференція «Фізичні явища в твердих тілах» (Харків, Україна, 1–4 грудня, 2019); International Advanced Study Conference Condensed Matter & Low Temperature Physics 2020 “CM & LTP 2020” (Kharkiv, Ukraine, June

8–14, 2020); Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики "ЕВРИКА-2022" (Львів, Україна, 18–20 жовтня, 2020); III International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics "CM & LTP 2023" (Kharkiv, Ukraine, June 5–11, 2023); IV міжнародна конференція «FMIE-2023», (Київ, Україна, 20–21 вересня, 2023); The International Conference "Theoretical physics in Transcarpathia" (devoted to the Centennial Birthday Anniversary of Prof. Yu.M. Lomsadze) (Kharkiv, Uzhhorod, December 17–19, 2024).

Результати, викладені в дисертації, доповідалися і обговорювалися на наукових семінарах відділу мікроконтактної спектроскопії та на Науковій раді "Електронні властивості провідних та надпровідних систем" ФТІНТ імені Б.І. Веркіна НАН України, на міжнародних наукових семінарах в Інституті низьких температур та структурних досліджень Польської академії наук (м. Вроцлав, Польща) та Міжнародній лабораторії високих магнітних полів та низьких температур (м. Вроцлав, Польща) під час наукових відряджень та наукового стажування здобувача в рамках спільних україно-польських проектів. Співпраця дисертанта з авторитетними закордонними науковими командами та участь в міжнародних проектах в рамках дисертаційних досліджень свідчить про апробацію отриманих наукових результатів на високому міжнародному рівні.

Публікації

Основні результати дисертації опубліковано у 40 наукових роботах, у тому числі в 22 статтях у провідних фахових наукових виданнях: з них 20 статей опубліковано у виданнях, що проіндексовані у базах даних Web of Science Core Collection та Scopus (з них 3 роботи – у виданнях, що віднесені до другого квартилю (Q2), 17 робіт – у виданнях, що віднесені до третього квартилю (Q3) за класифікацією SCImago Journal and Country Rank); 2 статті – у наукових періодичних виданнях, включених до Переліку наукових фахових видань України. 18 робіт видані за матеріалами наукових конференцій.

Структура і обсяг дисертації

Дисертацією є кваліфікаційна наукова праця, оформлена як рукопис. Дисертаційна робота складається зі вступу, семи розділів, висновків, списку використаних джерел, що містить **297** найменувань. Дисертація містить **108** рисунків та **3** таблиці. Додаток А (список публікацій здобувача за темою дисертації) займає **8** сторінок. Додаток Б (відомості про апробацію результатів дисертації) займає **2** сторінки. Повний обсяг – **326** сторінок.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У **вступі** дисертації обґрунтовується актуальність теми досліджень, викладено мету та задачі роботи, сформульовано основні результати, які винесено на захист, розглянута їх наукова та практична цінність, наведено дані щодо структури та обсягу дисертації. Повідомлено про апробацію результатів, викладених у дисертаційній роботі, на наукових конференціях. Вказано основні положення, що виносяться на захист, а також визначений особистий внесок дисертанта.

У першому розділі «Методи експериментальних досліджень та обробки даних. Технології отримання зразків» розглянуто ряд сучасних методів дослідження (рис. 1), що використовувалися для отримання достовірних експериментальних даних при комплексному вивченні поведінки температурних та магнітопольових залежностей магнітних, електронних та теплових властивостей досліджуваних матеріалів з метою ефективного вирішення задач, поставлених в цій роботі.

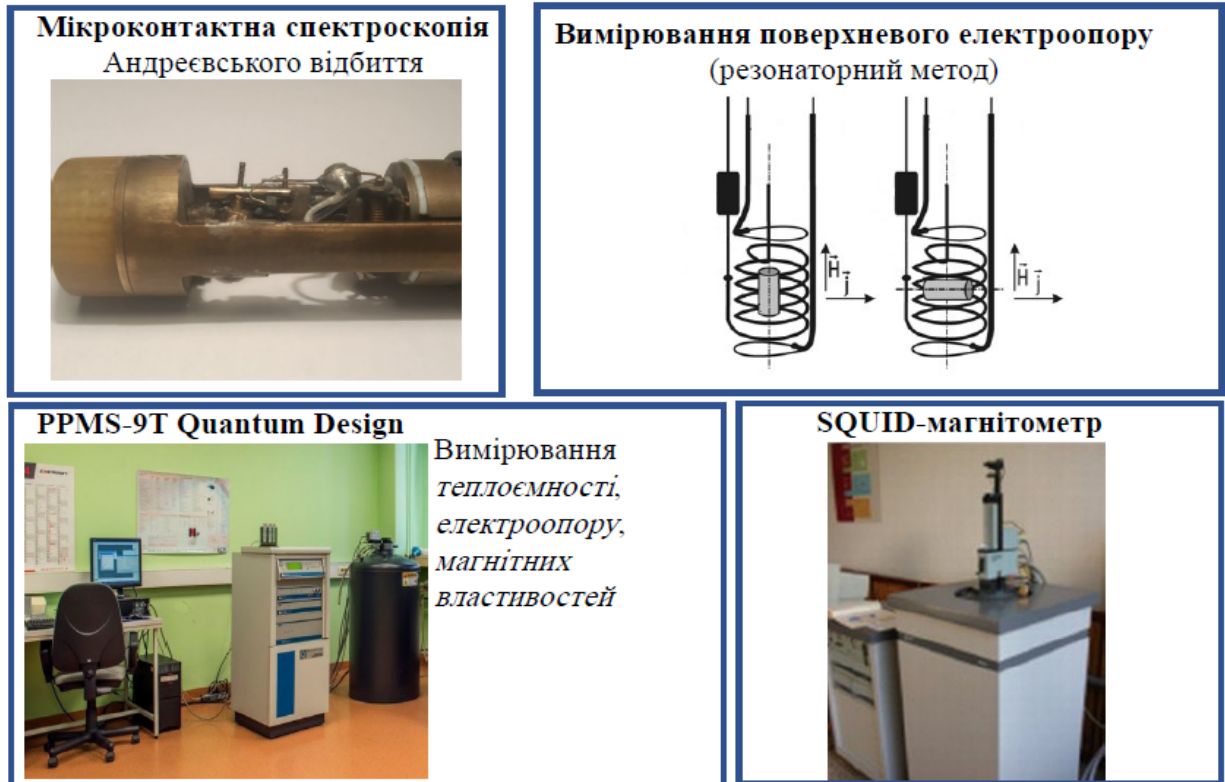


Рис. 1. Сучасні методи експериментальних досліджень.

Так, для дослідження поверхневого електроопору зразків в діапазоні високих частот використовувався резонаторний метод, що дозволяв провести високоточні дослідження матеріалів з відносно похибкою у визначенні резистивних характеристик не більше 0,5–2%.

Для визначення величини надпровідної щілини та вивчення характеру її поведінки в залежності від температури та магнітного поля з метою отримання інформації стосовно можливого типу спарювання в магнітних надпровідниках було використано мікроконтактну спектроскопію андреєвського відбиття (перші похідні вольт-амперних характеристик).

Вивчення температурних та магнітопольових залежностей теплоємності (релаксаційна методика), електроопору (чотирьохзондовий метод на змінному струмі в магнітних поля спрямованих під різними кутами до транспортного струму через зразок), магнітного моменту та динамічної магнітної сприйнятливості (вібраційна методика) проводилося на комерційній установці PPMS-9T (виробництва фірми «Quantum Design», США).

Вимірювання магнітного моменту маленьких зразків в слабких магнітних полях проводилися на комерційному вібраційному магнітометрі на основі надпровідного квантового інтерферометру (VSM SQUID-магнітометр).

Дослідження проводилися в широкому інтервалі температур від 1,5 до 300 К та магнітних полях до 14 Тл.

В процесі експериментальних досліджень вдосконалено вимірювальну комірку для дослідження поверхневого електроопору надпровідних зразків резонаторним методом. Також сконструйовано і виготовлено надпровідний магніт, який дозволяв проводити мікроконтактні дослідження в полях до 5 Тл, а для накопичення значень V , I , dV/dI та їх запису в файл, а також візуалізації залежностей $I(V)$ та $dV/dI(V)$ на екрані комп'ютера розроблено програмне забезпечення в середовищі програмування LabVIEW, що дозволило повністю автоматизувати процес мікроконтактних вимірювань.

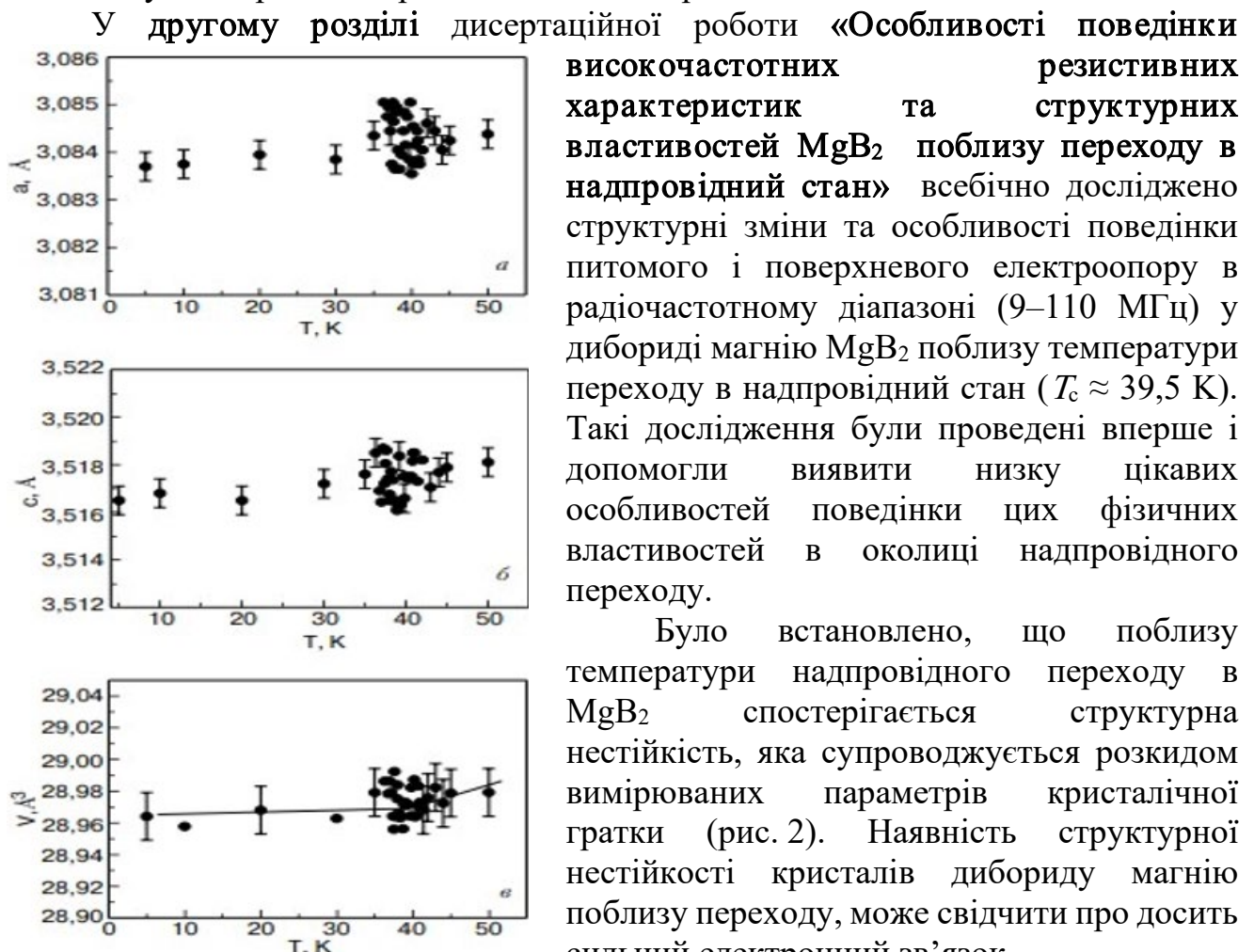


Рис. 2. Температурні залежності параметрів a (а), c (б) та об'єму V (в) гексагональної ґратки MgB_2 в області переходу в надпровідний стан $T_c \approx 39,5$ К.

зменшуються по величині зі зростанням частоти (рис. 3а та 3б). Ці аномалії корелюють по температурі зі структурною нестійкістю. При цьому на постійному струмі в околиці T_c ніяких особливостей не спостерігалось (рис. 3в).

Було встановлено, що поблизу температури надпровідного переходу в MgB_2 спостерігається структурна нестійкість, яка супроводжується розкидом вимірюваних параметрів кристалічної ґратки (рис. 2). Наявність структурної нестійкості кристалів дибориду магнію поблизу переходу, може свідчити про досить сильний електронний зв'язок.

Разом з тим, при вимірюваннях електроопору на змінному струмі R_s , було виявлено особливості в вигляді горбів в околиці надпровідного переходу, які

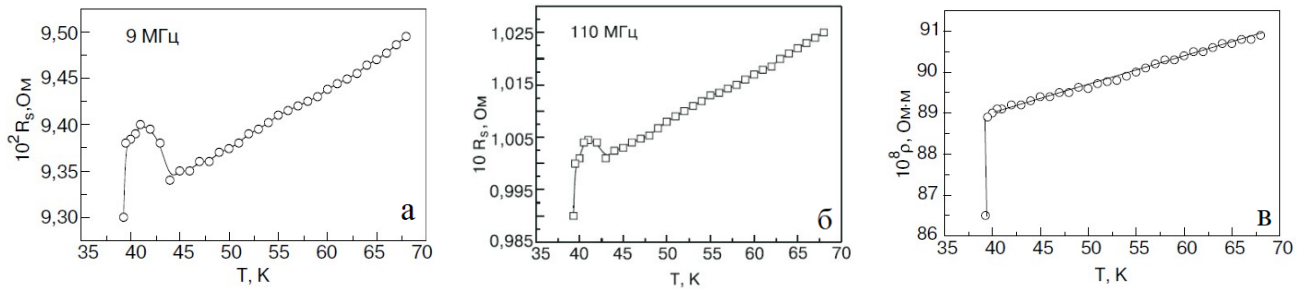


Рис. 3. Експериментальні температурні залежності поверхневого електроопору на частотах 9 МГц (а) та 110 МГц (б) та питомого електроопору (в) MgB_2 в температурному інтервалі 35–70 К.

В цьому розділі також детально досліджено поведінку температурних і частотних залежностей

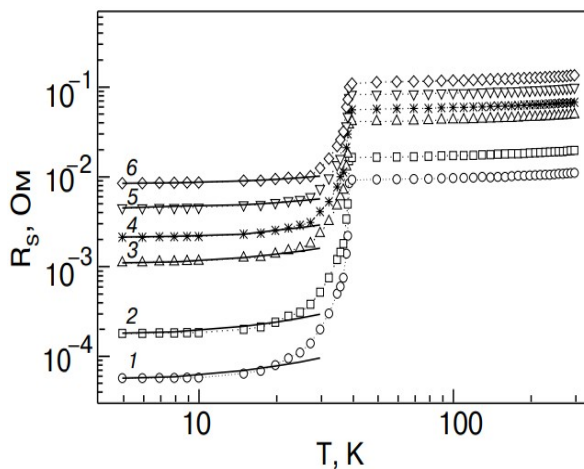


Рис. 4. Експериментальні температурні залежності поверхневого електроопору MgB_2 на частотах, МГц: 9 (1), 16 (2), 40 (3), 55 (4), 80 (5) та 110 (6) в температурному інтервалі 5–300 К. Суцільні лінії — розрахунок за формулою (1).

поверхневого електроопору нижче температури переходу в надпровідний стан. З рис. 4 випливає, що критична температура T_c не залежить від частоти вимірювання і приблизно дорівнює 39,5 К. При зниженні температури від 39,5 до 35 К поверхневий електроопір R_s на всіх частотах зменшується за лінійним законом. При температурах нижчих за 35 К лінійність $R_s(T)$ порушується і залежності $R_s(T, f)$ стають помітно нелінійними, виходячи на плато при $T < 10$ К.

Відповідно до теорії БКШ повні залежності $R_s(T, f)$, представлені на рис. 4. вони можуть бути описані виразом, що містить залишковий опір і співмножники, що визначають частотну і температурну залежності:

$$R_s(T, f) = R_{s0}(f_0)(f/f_0)^2 [1 + F(f)e^{-(\Delta(T)/kT)}]. \quad (1)$$

Тут $R_{s0} = 5,7 \cdot 10^{-5}$ Ом — залишковий опір при $T = 5$ К на найнижчій частоті $f_0 = 9$ МГц, $\Delta(0) = 2,45$ меВ — значення малої щілини для MgB_2 , $F(f)$ — припасований параметр порядку одиниці.

На рис. 5 представлена залежність $R_s(f)$, побудована з урахуванням даних рис. 4 для $T = 5$ К. Добре видно, що $R_s(f) \sim f^2$, що відповідно до теорії БКШ для $T < T_c$ є ознакою нелокального піппардівського надпровідника, для якого повинна виконуватися частотна залежність $R_s(f) \sim f^n$, де $n = 2$.

На рис. 6 показано, як змінюється показник ступеня n , визначений з температурних залежностей $R_s(T, f)$ рис. 4 зі зростанням температури від 5 до 50 К. Можна бачити, що в інтервалі температур від 5 до 15 К показник ступеня n практично не залежить від температури і його значення залишається рівним 2, що є характерним для піппардівської нелокальної межі. При подальшому підвищенні температури ступінь нелокальності падає і n майже лінійно зменшується до значення $n = 1,5$, яке зберігається в інтервалі температур 35–38 К і є ознакою локальної лондонівської межі. Саме в такому вузькому температурному інтервалі поблизу T_c відповідно до теорії і реалізується лондонівська межа в змінних полях. Подальше підвищення температури призводить до того, що лондонівська межа порушується та n різко знижується до значення $n = 1$, що викликано переходом до нормального стану.

Розділ 3 дисертації «Особливості поведінки магнітоопору та магнітних властивостей $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ » присвячено детальному комплексному дослідженню структурних, магнітних та електричних характеристик $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$, матеріалу, який одночасно є сильним магнетиком (високі значення коерцитивної сили) та має великий додатній електричний магнітоопір при низьких температурах.

В розділі, за допомогою структурних методів показано, що досліджений полікристал $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$, є текстурованим та містить дві фази — вісмутову матрицю і включення магнітної αBiMn фази. Остання відповідає за магнітні властивості твердого розчину, який досліджується.

На рисунку 7 наведено температурні залежності намагніченості $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ при різних полях. На них при температурах 105 К та 85 К для відповідно магнітних полів 0,2 кЕ та 4 кЕ спостерігається аномалія в вигляді максимуму (рис. 7а,б). В більших полях аномалія розмивається та зникає (рис. 7в,г). Аномалії на температурних залежностях магнітних властивостей пояснюються існуванням спин-переорієнтаційного переходу, при якому константа магнітної анізотропії змінює знак (анізотропія змінюється від легковісної при високих температурах до легкоплощинної при низьких температурах).

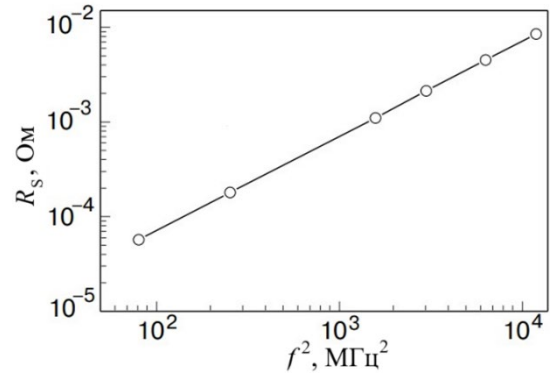


Рис. 5. Експериментальна температурна залежність $R_s(f^2)$ MgB_2 при температурі 5 К.

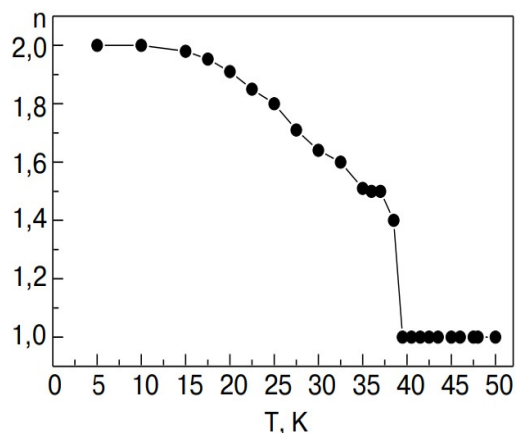


Рис. 6. Експериментальна температурна залежність показника ступеня n у співвідношенні $R_s \sim f^n$.

В роботі приділялась значна увага дослідженню магнітоопору в твердому розчині $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ в інтервалі температур 4–300 К та магнітних полях до 140 кЕ при орієнтаціях поля відносно транспортного струму: $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ та $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$.

На температурних залежностях питомого електроопору без магнітного поля в інтервалі температур 50–300 К спостерігається лінійна залежність, яка нижче 50 К змінюється на слабку ступеневу з показником ступеня 1,3 (вставка до рис. 8а). В той же час в чистому вісмуті $\rho \sim T^2$.

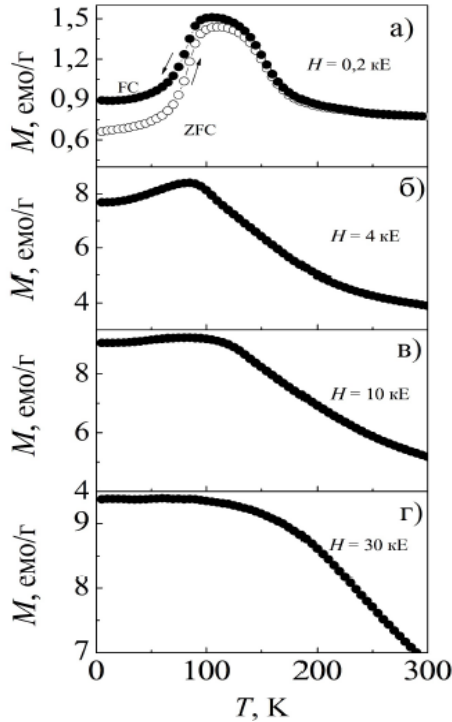


Рис. 7. Температурні залежності намагніченості $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ виміряні в магнітних полях 0,2 кЕ (а), 4 кЕ (б), 10 кЕ (в) та 30 кЕ (г).

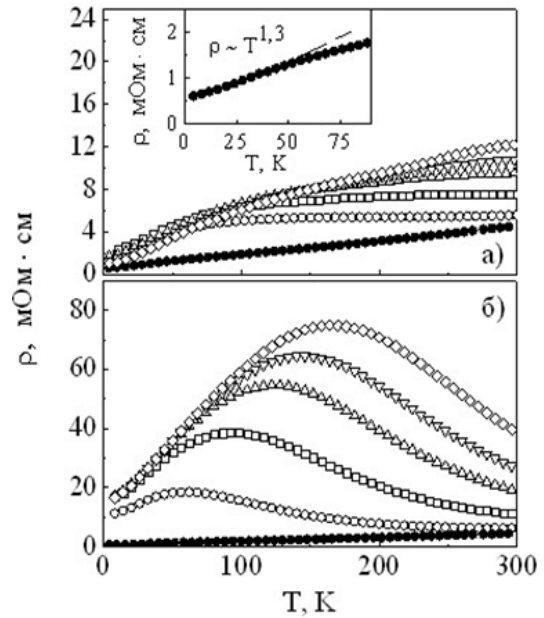


Рис. 8. Температурні залежності питомого електроопору в відсутності магнітного поля (●) та в полях 10 кЕ (○), 30 кЕ (□), 60 кЕ (Δ), 90 кЕ (▽) та 140 кЕ (◇) для напрямків $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$ (а) та $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ (б).

Звернемо увагу на поведінку температурних залежностей електроопору в магнітному полі. Так для кривих з $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ спостерігаються максимуми при певних температурах. Відносний магнітоопір $\Delta\rho/\rho_0 = [\rho(H) - \rho(H=0)]/\rho(H=0)$ для конфігурації $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ майже на порядок відрізняється від магнітоопору коли $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$ (рис. 9). Температури максимумів зростають з ростом поля $T_p \sim H^{0,37}$ (рис. 10), а в чистому вісмуті $T_p \sim H^{0,45}$. В той же час, при 90 кЕ в чистому вісмуті $T_p \approx 90$ К, а у випадку $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ — $T_p \approx 144$ К.

Провідні властивості твердого розчину $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ значною мірою обумовлені вісмутовою матрицею. Тому при обговоренні причин відповідальних за особливості поведінки електро- та магнітоопору цього матеріалу потрібно детально розглянути, чим обумовлені особливості поведінки електропровідності в чистому вісмуті.

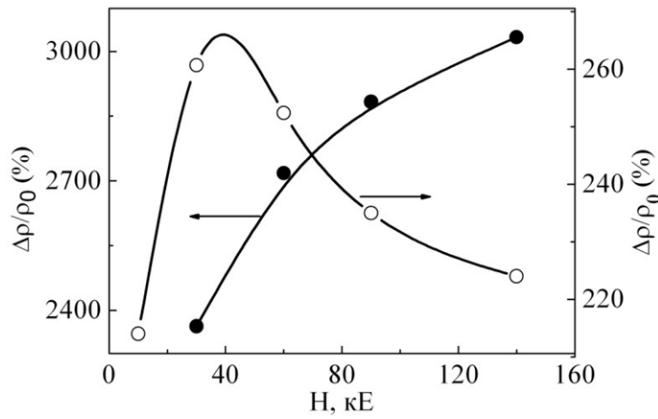


Рис. 9. Магнітопольові залежності відносного магнітоопору $\Delta\rho/\rho_0$. Взято максимальні значення відносного магнітоопору з температурних залежностей в різних магнітних полях для напрямків $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$ (●) та $\mathbf{H} \parallel \mathbf{I}$ (○).

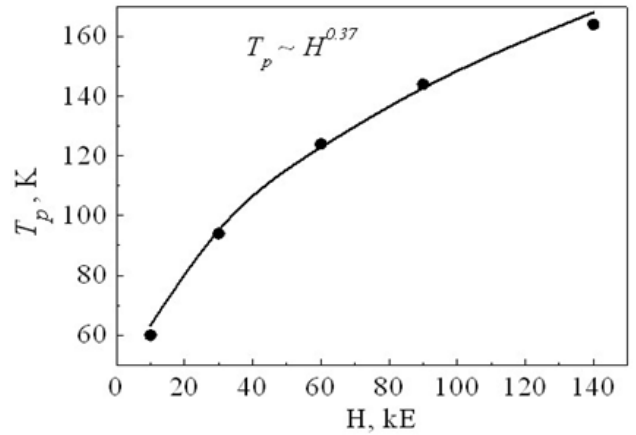


Рис. 10. Залежність температури T_p максимуму на $\rho(T)$ від магнітного поля для орієнтації $\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$.

Згідно з літературними джерелами величина енергії Фермі вісмуту складає всього близько кількох сотих електрон-вольт. Будь-які зовнішні збурення (температура, магнітне поле, деформації тощо) можуть впливати на ступінь перекриття електронних та діркових ділянок і, як наслідок, на кінетичні властивості (у нашому випадку електропровідність).

Наприклад, у разі накладання електронних та діркових поверхонь Фермі спостерігається перехід метал-діелектрик, а також можливі проміжні стани. Вісмут має майже рівну кількість електронів і дірок з густиною 10^{17} см^{-3} . Поверхня Фермі вісмуту, згідно літературних джерел, складається з однієї діркової кишені в T -точці і трьох електронних кишень в L -точках в першій зоні Бріллюена ромбоєдричної комірки (рис. 11). Ці три еквівалентні електронні

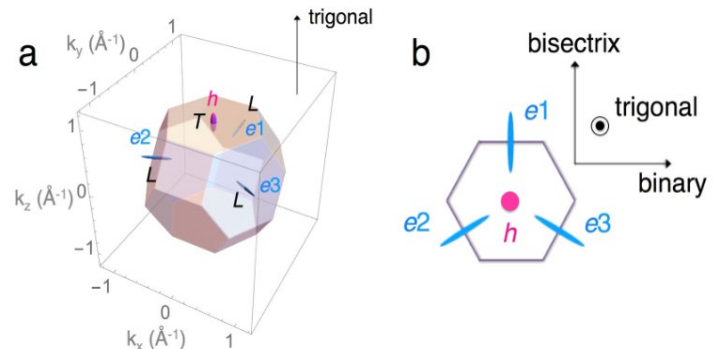


Рис. 11. (а) Тривимірні схематичні картинки першої зони Бріллюена та поверхонь Фермі вісмуту. Три долини електронних кишень, позначені $e1$, $e2$ і $e3$ (блакитний колір), розташовані в L -точках, і одна долина діркових кишень, позначена h (пурпуровий колір), розташована в T -точці. (б) Схема поверхонь Фермі спроектованих на бінарну-бісекторну площину.

кишені розглядаються як тричі вироджені електронні долини ($e1$, $e2$, $e3$) в нульовому магнітному полі (рис. 11). Завдяки сильно анізотропній формі електронних кишень, як показано на рис. 11, трикратне виродження долини може бути зняте в магнітному полі. В L -точках вісмут має вузькі заборонені зони ($E_g \approx 15,3 \text{ меВ}$) між зоною провідності та валентною зоною (рис. 12). Застосування магнітного поля (B) вздовж бінарної та бісекторної осей спочатку зменшує щілину в L -точках, а потім призводить до зникнення перетину рівнів при B_c . При подальшому збільшенні B , діркова та електронна підзони будуть

рухатися в протилежних напрямках і, нарешті, призведуть до переходу напівметал–напівпровідник при певному полі. Відмінності в поведінці електроопору $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$ відносно чистого вісмуту можуть бути пов'язані з додатковим впливом на провідні властивості досліджуваного матеріалу магнетизму αBiMn фази. Такий вплив може викликати зміни у ступені перекриття електронних та діркових ділянок поверхні Фермі, і, як наслідок, зміну провідних властивостей відносно чистого вісмуту. Зміна кута нахилу магнітного поля щодо кристалографічних напрямів може приводити до додаткової зміни ступеня перекриття електронних та діркових ділянок, зміни магнітної структури αBiMn фази і до появи відхилення поведінки електроопору від вже наявного у відсутності магнітного поля, а також до виникнення сильної анізотропії температурних залежностей електро- та магнітоопору, яка виявилась в наших дослідженнях. Таке пояснення добре корелює з поясненням аномалій у вісмуті в рамках багатозонної моделі.

В розділі 4 «Магнітні, електричні та мікроконтактні дослідження халькогенідів молібдену з гадолінієм $\text{Gd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Mo}_6\text{S}_8$ ($x = 0,5, 0,7$ та $0,9$)» викладено результати досліджень, що проводилися з метою вивчення природи особливостей надпровідного та нормального стану, які були виявлені з використання сучасних методів досліджень магнітних та електричних властивостей, а також дослідження надпровідної щільності за допомогою мікроконтактної спектроскопії андреєвського відбиття в халькогенідах молібдену з гадолінієм $\text{Gd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Mo}_6\text{S}_8$ ($x = 0,5, 0,7$ та $0,9$).

При низьких температурах на $\rho(T)$ для всіх зразків спостерігається перехід у надпровідний стан $T_c^{\text{onset}} \approx 12,7 \text{ K}$, $13,8 \text{ K}$ та 15 K , відповідно для $\text{Gd}_{0,9}\text{Pb}_{0,1}\text{Mo}_6\text{S}_8$, $\text{Gd}_{0,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Mo}_6\text{S}_8$ та $\text{Gd}_{0,5}\text{Pb}_{0,5}\text{Mo}_6\text{S}_8$. За даними, взятими з температурних залежностей електроопору в різних магнітних полях, побудовано температурні залежності верхнього критичного поля $H_{c2}(T)$ (рис. 13), які оброблено в рамках мікроскопічної теорії ВГХ та теорії Гінзбурга–Ландау (ГЛ). Параметрами, що визначалися шляхом припасування в межах теорії ВГХ, були: α — параметр Макі, який описує відносний внесок в розпарювання спінових парамагнітних (розворот спінів електронів у куперівських парах під дією магнітного поля) та орбітальних (з'являються завдяки силі Лоренца, що діє на спарені електрони) ефектів у відсутність спін–орбітального розсіювання та λ_{so} — параметр спін–орбітального розсіювання. Встановлено, що для $\text{Gd}_{0,9}\text{Pb}_{0,1}\text{Mo}_6\text{S}_8$ — експериментальні дані відхиляються від теоретичної залежності, побудованої в рамках теорії ВГХ. Така поведінка може свідчити про наявність багатозонної надпровідності, вплив внутрішнього магнетизму від гадолінію та існування нетрадиційної

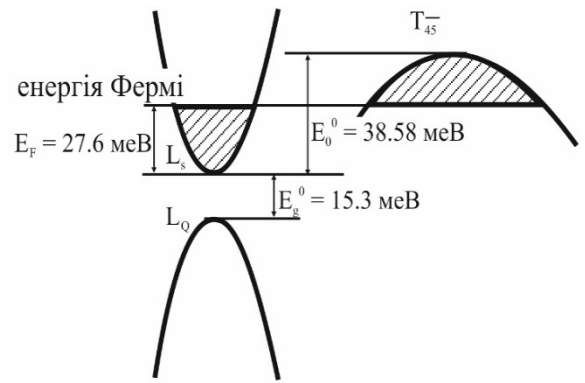


Рис. 12. Енергетичне положення екстремумів валентної зони і зони провідності в точках L і T зони Бріллюена кристалу вісмуту в околиці енергії Фермі при $T = 4,2 \text{ K}$.

надпровідності. Показано, що незважаючи на те, що параметр Макі для всіх сполук дорівнює нулю, парамагнітне критичне поле (таблиця 1) в даних матеріалах є в кілька разів меншим, ніж орбітальне, що може свідчити про те, що мікроскопічна теорія ВГХ, що добре працює для звичайних сінглетних надпровідників, для даних матеріалів не є прийнятною, а також про суттєвий вплив спінових парамагнітних ефектів на надпровідність у магнітних полях нижчих за критичне. Тут слід звернути особливу увагу на те, що параметр Макі $\alpha = 0$ для $\text{Gd}_{0,5}\text{Pb}_{0,5}\text{Mo}_6\text{S}_8$, $\text{Gd}_{0,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Mo}_6\text{S}_8$ і, отже, згідно з теорією ВГХ, спінові парамагнітні ефекти повинні бути відсутніми взагалі (з'являються, коли $\alpha > 0$). Таким чином, можна стверджувати, що теорія ВГХ погано працює для сполук, які досліджувались. Малі значення парамагнітних критичних полів можуть також свідчити про істотну величину внутрішніх ефективних магнітних полів від іонів Gd, що є цілком можливим при температурах, за яких спостерігається надпровідність. Більш різке зниження критичного поля в сполуці з $x = 0,9$, як це можна побачити на рис. 13, порівняно зі зразками з $x = 0,5$ та $0,7$, цілком ймовірно, обумовлено проявом внутрішнього впорядкованого магнетизму атомів гадолінію.

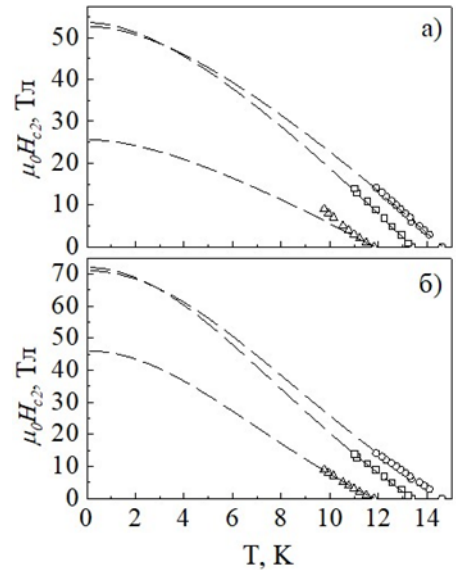


Рис. 13. Залежності верхнього критичного магнітного поля від температури для $\text{Gd}_{0,5}\text{Pb}_{0,5}\text{Mo}_6\text{S}_8$ ($\circ$), $\text{Gd}_{0,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Mo}_6\text{S}_8$ ($\square$) та $\text{Gd}_{0,9}\text{Pb}_{0,1}\text{Mo}_6\text{S}_8$ (Δ). Пунктиром представлені криві, побудовані з розрахункових даних, одержаних з теорій ВГХ (рис. 15а) та ГЛ (рис. 15б).

Таблиця 1.

Значення критичних температур T_c та магнітних полів $\mu_0 H_{c2}(0)$ (розрахованих в рамках теорій ВГХ та ГЛ) для сполук $\text{Gd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Mo}_6\text{S}_8$ з $x = 0,5, 0,7$ та $0,9$.

Сполуки	$T_{c,0,9}$, К	$\mu_0 H_{c2}(0)$, Тл теорія ВГХ	$\mu_0 H_{c2}(0)$, Тл теорія ГЛ	$\mu_0 H_{c2}^P(0)$, Тл
$\text{Gd}_{0,5}\text{Pb}_{0,5}\text{Mo}_6\text{S}_8$	14,6	52,4	71	26,9
$\text{Gd}_{0,7}\text{Pb}_{0,3}\text{Mo}_6\text{S}_8$	13,4	53,4	72	24,6
$\text{Gd}_{0,9}\text{Pb}_{0,1}\text{Mo}_6\text{S}_8$	11,8	-	46	21,75

Мікроконтактна спектроскопія андреєвського відбиття застосовувалася для отримання інформації про величину надпровідної щілини в $\text{Gd}_{0,5}\text{Pb}_{0,5}\text{Mo}_6\text{S}_8$. Було отримано кілька спектрів, з яких вдалося оцінити значення надпровідної щілини при 2,6 К. На рис. 14 наведено один з таких спектрів. На рисунку добре ідентифікується особливість у вигляді подвійного мінімуму, яка була оброблена в

рамках теорії Блондера–Тінкхама–Клапвіка (БТК), яку часто використовують для описання спектрів, отриманих внаслідок існування процесів андреевського відбиття квазічастинок у контактах між нормальним металом та надпровідником. Отриманий спектр добре описується в рамках цієї теорії при значенні величини потенційного бар'єру на границі нормальний метал–надпровідник $Z = 0,49$, параметра спектрального розмиття $\Gamma = 0,3$ меВ та значення щілини $\Delta \approx 1,95$ меВ. Отримано значення для $2\Delta/k_B T_c \approx 3,1$, що є меншим за значення 3,52, передбачене теорією БКШ для традиційних надпровідників зі слабким зв'язком. Раніше в тунельних спектрах сполук SnMo_6S_8 та PbMo_6S_8 були представлені переконливі докази наявності в цих матеріалах двох надпровідних щілин. Можна припустити, що в сполуці $\text{Gd}_{0,5}\text{Pb}_{0,5}\text{Mo}_6\text{S}_8$, яка досліджувалась в даній роботі та є ізоструктурною до SnMo_6S_8 і PbMo_6S_8 , було

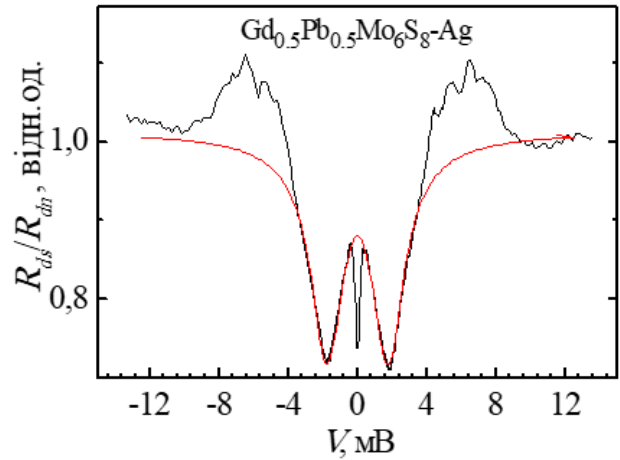


Рис. 14. Поведінка нормованого диференційного опору R_{ds}/R_{dn} , який було побудовано у відносних одиницях для гетероконтакту $\text{Gd}_{0,5}\text{Pb}_{0,5}\text{Mo}_6\text{S}_8\text{-Ag}$ при температурі 2,6 К. Червона крива — розрахований за теорією БТК спектр андреевського відбиття з параметрами $\Delta = 1,95$ меВ, $Z = 0,49$ та $\Gamma = 0,3$ меВ. Опір точкового контакту в нормальному стані $R_{FC} \approx 2,6$ Ом.

виміряно усереднений спектр з вкладом від кількох надпровідних щілин, більшої та меншої так, що в середньому $2\Delta/k_B T_c \approx 3,1$. Особливість на спектрі при нульовій напрузі зміщення виглядає достатньо інтригуючою, але слід зауважити, що для визначення її природи потрібні додаткові дослідження. Не можна однозначно ідентифікувати, чи пов'язана вона з недосконалістю контакту внаслідок полікристалічності зразка, чи відображає особливості надпровідного стану, наприклад наявність нетрадиційної надпровідності у сполуках даного класу.

Розділ 5 дисертації «**Особливості надпровідного стану в пніктиді $\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$** » присвячено вивченню особливостей поведінки надпровідних характеристик в новому залізовмісному надпровідникові $\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$.

Результати експериментів по дослідженню електроопору та намагніченості при низьких температурах показали, що $\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$ має найнижчу температуру надпровідного переходу $T_c \approx 11,4$ К серед сполук $\text{REFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ (де RE — рідкісноземельні елементи) матеріалів.

По даних, взятих з температурних залежностей електроопору та магнітної сприйнятливості на змінному струмі в магнітних полях, побудовано температурні залежності верхнього критичного поля в $\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$ (рис. 15). Можна побачити, що залежність $H_{c2}(T)$ на початковій ділянці має додатну кривизну замість лінійної поведінки характерної для класичних надпровідників. З експериментальних даних було зроблено оцінку першого критичного магнітного поля H_{c1} , значення глибини проникнення магнітного поля $\lambda \approx 9000$ Å та довжини

когерентності $\xi \approx 60 \text{ \AA}$ при 9 К, розраховано параметр Гінзбурга-Ландау $\kappa = \lambda/\xi \approx 150$. Встановлено, що значення цих параметрів відповідають випадку жорстких надпровідників й, таким чином, даний матеріал може використовуватись в соленоїдах для створення сильних магнітних полів.

Вперше за допомогою мікроконтактної спектроскопії андреєвського відбиття досліджено поведінку надпровідного параметра порядку Δ в сполуці $\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$. Отримано dI/dV спектри точкових контактів $\text{Au}-\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$ з явно вираженими однощілинними (рис. 16) та двощілинними (рис. 17) характеристиками. В однощілинних спектрах відносна щілина варіювалася в діапазоні $2\Delta/k_B T_c \approx 2,6-6,4$. У спектрах із двома щілинами були отримані значення $2\Delta_s/k_B T_c \approx 2,2-4,7$ та $2\Delta_l/k_B T_c \approx 5,1-11,7$, відповідно для малої та великої щілини. Для будь-якого окремого контакту відношення Δ_l/Δ_s перебувало в межах 2–4.

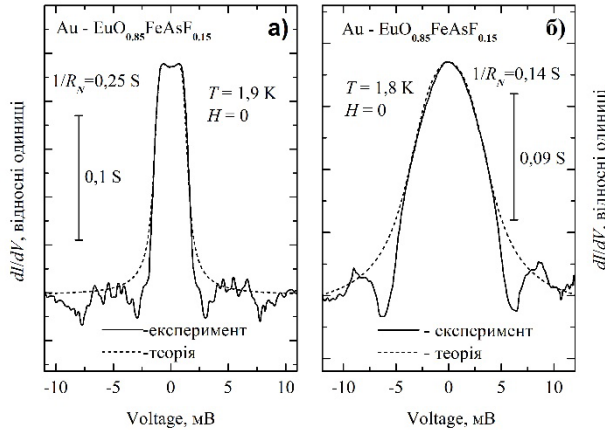


Рис. 16. Два типові однощілинні dI/dV спектри точкових контактів $\text{Au}-\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$ (суцільні лінії — експеримент, штрихові лінії — припасавання за БТК), що відрізняються розміром щілини та ступенем розмиття спектральних ліній (параметр припасавання Γ): $1/R_N \approx 0,25 \text{ См}$, $\Delta \approx 1,3 \text{ меВ}$, $\Gamma \approx 0,01 \text{ меВ}$, $Z \approx 0,1$ (а); $1/R_N \approx 0,14 \text{ См}$, $\Delta \approx 3,1 \text{ меВ}$, $\Gamma \approx 1,8 \text{ меВ}$, $Z \approx 0,15$ (б).

На рисунках 20 та 21 представлено температурні залежності параметра порядку $\Delta(T)$, отримані в результаті припасавання спектрів точкового контакту $\text{Au}-\text{EuAsFeO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$ з однією щілиною (рис. 18) та двома щілинами (рис. 19) в

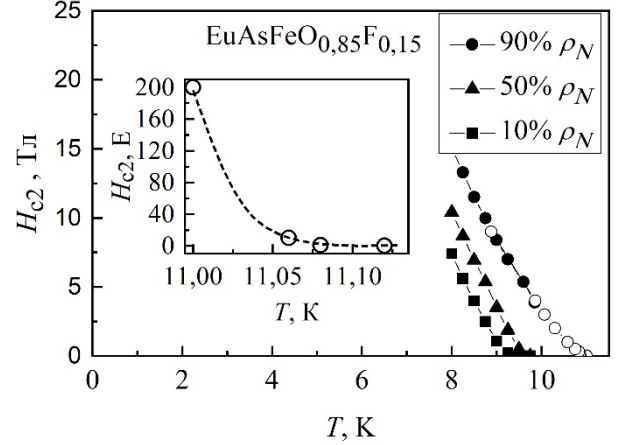


Рис. 15. Температурні залежності другого критичного поля H_{c2} для $\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$, побудовані по $\rho(H)$ та по даних з магнітних вимірювань (відкриті кружечки). На вставці показана залежність $H_{c2}(T)$ у слабких магнітних полях за результатами магнітних вимірювань.

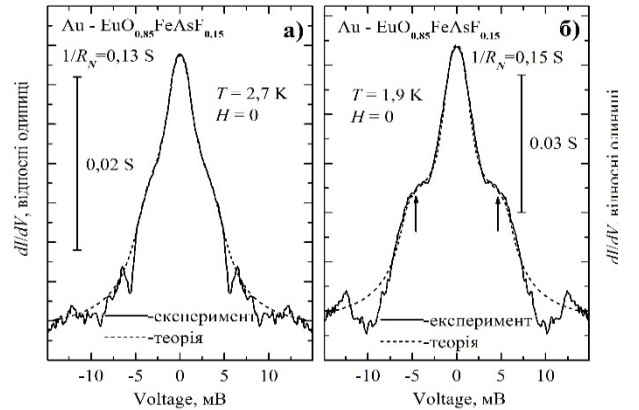


Рис. 17. Два спектри dI/dV точкових контактів $\text{Au}-\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$, з особливостями, які пов'язані з наявністю двох щілин (на рис. 17б особливості, які відповідають другій щілині, показані стрілочками). Пунктиром позначено теоретичне припасавання спектрів у рамках моделі БТК: $1/R_N \approx 0,13 \text{ См}$, $\Delta_s \approx 1,1 \text{ меВ}$, $\Gamma_s \approx 0,4 \text{ меВ}$, $\Delta_l \approx 4,3 \text{ меВ}$, $\Gamma_l \approx 1,1 \text{ меВ}$, $Z \approx 0,1$ (а); $1/R_N \approx 0,15 \text{ См}$, $\Delta_s \approx 1,3 \text{ меВ}$, $\Delta_l \approx 5,9 \text{ меВ}$, $\Gamma \approx 0,5 \text{ меВ}$, $Z \approx 0,1$ (б).

рамках теорії БТК. Добре видно, що залежності $\Delta(T)$ для однієї щілини добре співпадають з теоретичними в рамках теорії БКШ. Разом з тим, що стосується двощілинних спектрів, то для них температурна залежність великої щілини добре узгоджується з теорією БКШ, в той час як поведінка малої значно відхиляється від теорії.

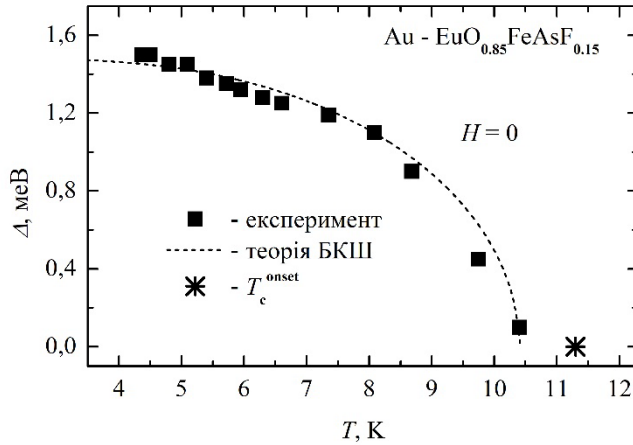


Рис. 18. Температурна залежність параметра щілини $\Delta(T)$, отримана шляхом припасування спектрів точкового контакту Au–EuFeAsO_{0,85}F_{0,15} з однією щілиною (рис. 18) в рамках теорії БТК.

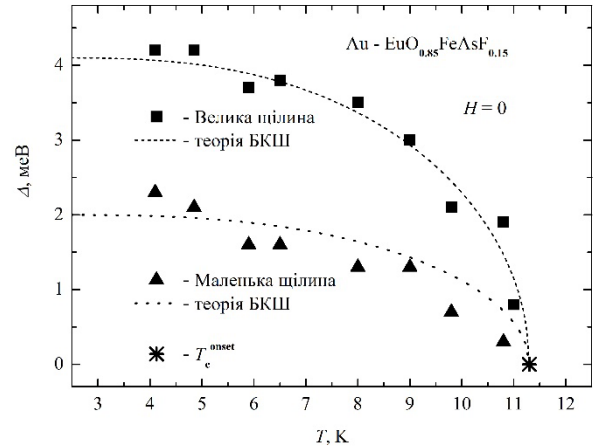


Рис. 19. Температурні залежності параметрів малої та великої щілин, визначені в рамках теорії БТК одного з контактів з двома щілинами: $\Delta_s(4,1 \text{ K}) \approx 2,3 \text{ meV}$, $\Delta_l(4,1 \text{ K}) \approx 4,2 \text{ meV}$.

Висловлено припущення, що існування однощілинних або двощілинних спектрів та варіації параметрів щілини в EuFeAsO_{0,85}F_{0,15} пов'язані з анізотропією щілинної функції $\Delta(k)$ поблизу рівня Фермі та існуванням в цій сполуці анізотропної $\pm$ -симетрії параметра порядку. Встановлено, що нулі або лінії нулів $\Delta(k)$ в EuFeAsO_{0,85}F_{0,15} відсутні, що виключає існування в даному матеріалі d -хвильової або p -хвильової симетрії параметра порядку, яка згідно з літературними даними може існувати в деяких пніктидах.

В розділі 6 «**Особливості надпровідного стану в рідкісно-земельних боридах Dy_{1-x}Y_xRh₄B₄. Співіснування надпровідності та магнетизму**» детально вивчено особливості співіснування надпровідності та магнетизму з некомпенсованим магнітним моментом (феримагнетизм) в рідкісноземельних боридах родію з диспрозієм Dy_{1-x}Y_xRh₄B₄.

На прикладі сполуки Dy_{0,8}Y_{0,2}Rh₄B₄ можна проаналізувати основні особливості поведінки температурних залежностей намагніченості рідкісноземельних боридів родію з диспрозієм в широкому інтервалі температур (рис. 20). На кривій $M(T)$ при вимірюванні в режимі ZFC (охолодження без поля та вимірювання під час відігріву в магнітному полі 20 Е) добре видно особливість при $T_{\text{Cur}} \approx 30,5 \text{ K}$ (перехід від парамагнітного до феримагнітного стану), а при $T_{\text{Com}} \approx 17 \text{ K}$ так звану точку магнітної компенсації. При цій температурі величини протилежно направлених ("вгору" та "вниз") магнітних моментів підграток зрівнюються. Зазвичай наявність точки магнітної компенсації є важливою ознакою існування феримагнітного впорядкування. При подальшому зниженні температури

значення $M(T)$ стає від'ємним, проте це не пов'язано з появою діаманітного відгуку, який спостерігається при переході в надпровідний стан. Це лише відображає той факт, що величина магнітних моментів, спрямованих "вниз" (слабка підгратка) стає більшою, ніж величина магнітних моментів, направлених "вгору" (сильна підгратка). При подальшому зниженні температури нижче $T_c^{\text{onset}} \approx 5,5$ К з'являється реальний діаманітний відгук, обумовлений виникненням надпровідності. Таким чином, надпровідність виникає на тлі некомпенсованого феримагнітного моменту, пов'язаного з переважною роллю слабкої магнітної підгратки.

На рис. 21 представлено температурну залежність молярної теплоємності $C_M(T)$ для сполуки $\text{Dy}_{0,8}\text{Y}_{0,2}\text{Rh}_4\text{B}_4$ в інтервалі температур 2–14 К. Звертають на себе увагу дві особливості. По-перше, при $T_c^{\text{onset}} \approx 5,5$ К спостережувана аномалія не виглядає схожою на λ -аномалію, яка пов'язана з фазовим перетворенням другого роду, типовим для переходу в надпровідний стан. По-друге, при температурі 2,7 К спостерігається інша аномалія, яка більш яскраво виражена та нагадує δ -функцію, що є типовим для переходу першого роду. Згідно з рентгеноструктурними дослідженнями, при низьких температурах не спостерігається структурних перетворень в даному типі сполук. Тому особливість при 2,7 К можна інтерпретувати як магнітний перехід з феримагнітного стану в антиферомагнітний. Близькість магнітного перетворення при 2,7 К до надпровідного може розмивати початкову ділянку λ -аномалії, яка відповідає за надпровідність.

Для дослідження поведінки надпровідної щілини було використано мікроконтактну спектроскопію андреєвського відбиття. На рис. 22 представлено типове сімейство мікроконтактних спектрів, які було виміряно за різних температур на одному й тому самому контакті в нульовому магнітному полі. На рис. 23 наведено температурну залежність параметра порядку для $\text{Dy}_{0,8}\text{Y}_{0,2}\text{Rh}_4\text{B}_4$, значення якого отримано шляхом припасування спектрів, наведених на рис. 22. Порівняння з теорією БКШ (суцільна лінія на рис. 23) показує, що сімейство експериментальних даних можна з прийнятною точністю описати цією теорією. Разом з цим величина параметра порядку, знайдена в цій роботі, становить

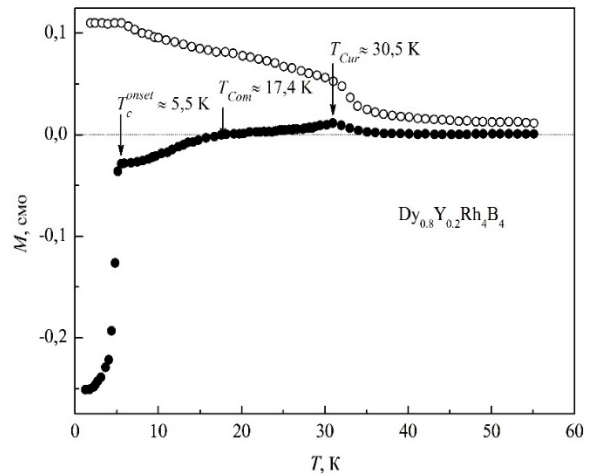


Рис. 20. Температурна залежність намагніченості $M(T)$ для $\text{Dy}_{0,8}\text{Y}_{0,2}\text{Rh}_4\text{B}_4$, виміряна в полі 20 Е в режимі ZFC (темні кружечки) та в режимі FC (світлі кружечки).

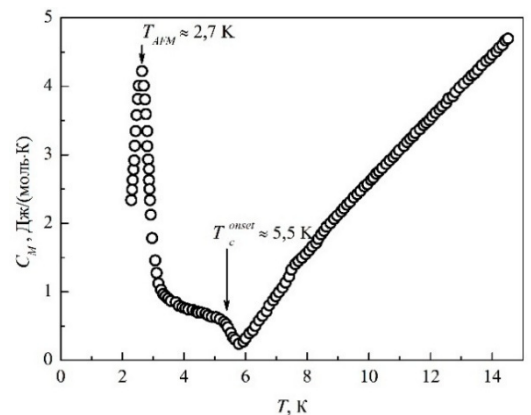


Рис. 21. Температурна залежність молярної теплоємності $\text{Dy}_{0,8}\text{Y}_{0,2}\text{Rh}_4\text{B}_4$.

величину $\Delta(1,6 \text{ K}) \approx 0,98 \text{ меВ}$, а відношення $2\Delta(0)/k_B T_c \approx 4$ перевищує значення 3,52, яке випливає з теорії БКШ для синглетних надпровідників зі слабким зв'язком. Нижче $T_N \approx 2,7 \text{ K}$ на $\Delta(T)$ (рис. 23) спостерігається невеликий мінімум, який може бути пов'язаний з магнітним низькотемпературним перетворенням, яке спостерігалось на температурній залежності теплоємності (рис. 21). Відсутність пригнічення надпровідного параметра порядку Δ в області температур вище 2,7 K, де існує феримагнетизм, дає підстави припускати, що, принаймні в цій області температур, надпровідний стан не може бути синглетним. По-перше, інтервал співіснування виявляється нез'ясовно великим (приблизно 3 K) порівняно з тим, що спостерігається у звичайних магнітних надпровідниках (наприклад, в ErRh_4B_4 він становить лише кілька десятків Кельвіна). По-друге, зовсім незрозумілим стає факт зростання Δ при зниженні температури від T_c до T_N , оскільки збільшення ступеня впорядкування магнітних підґраток мало б призвести до протилежного ефекту в разі синглетної надпровідності.

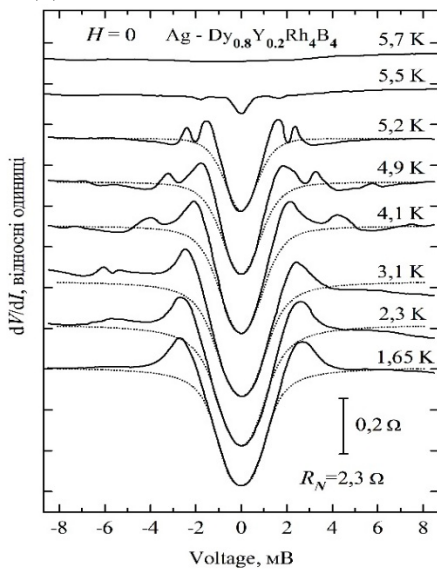


Рис. 22. Сімейство мікроконтактних спектрів $dI/dV(V, T)$ для одного з контактів $\text{Dy}_{0,8}\text{Y}_{0,2}\text{Rh}_4\text{B}_4$. Значення температури вказано біля кожної кривої. Пунктиром показано розрахункові залежності за теорією БТК.

На рис. 24 представлено залежності $\Delta(H)$ в $\text{Dy}_{0,8}\text{Y}_{0,2}\text{Rh}_4\text{B}_4$ для $T = 1,6 \text{ K}$ ($\circ$), $2,4 \text{ K}$ ($\square$) та $3,4 \text{ K}$ ($\blacktriangle$). Перша температура значно нижче $T_N \approx 2,7 \text{ K}$, друга поблизу T_N , а третя температура вища за T_N . Можна побачити, що при 2,4 K особливості, які спостерігались при 1,6 K, також мають місце, але при більш

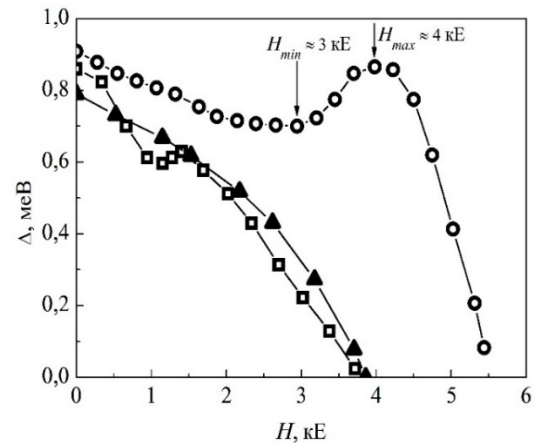


Рис. 24. Залежності параметра порядку Δ від магнітного поля для $\text{Dy}_{0,8}\text{Y}_{0,2}\text{Rh}_4\text{B}_4$ при температурах $T = 1,6 \text{ K}$ ($\circ$), $2,4 \text{ K}$ ($\square$) та $3,4 \text{ K}$ ($\blacktriangle$).

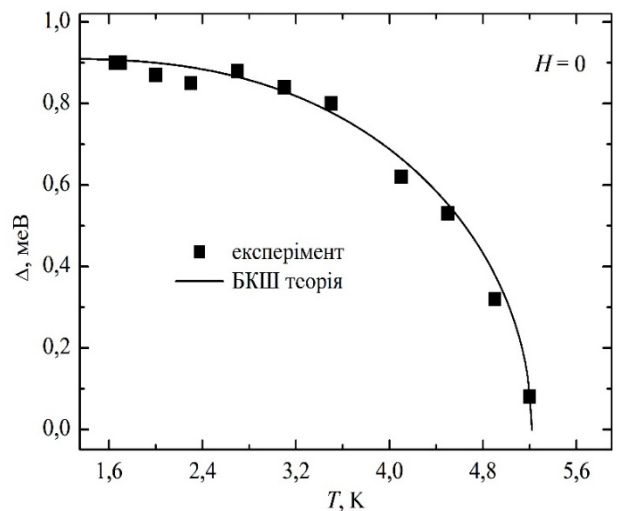


Рис. 23. Температурна залежність параметра порядку $\Delta(T)$ зразка $\text{Dy}_{0,8}\text{Y}_{0,2}\text{Rh}_4\text{B}_4$.

низьких магнітних полях. В той же час в області існування феримагнітного стану спостерігається монотонна залежність $\Delta(H)$ без будь яких особливостей. З рисунку добре видно, що чим ближче ми підходимо до температури T_N , тим менш яскраво виражена особливість на залежності $\Delta(H)$: глибина мінімуму та висота максимуму на цій залежності зменшуються. Зменшується також відношення поля $H_{\max}$, за якого спостерігається максимум на залежності $\Delta(H)$, до значення другого критичного поля H_{c2} . Так, для $T = 1,6$ К $H_{\max}/H_{c2} \approx 0,72$, а для $T = 2,4$ К $H_{\max}/H_{c2} \approx 0,37$. З цього випливає, що при зниженні температури значення поля $H_{\max}$ зростає швидше, ніж значення поля H_{c2} .

Однією з фундаментальних властивостей надпровідного стану є здатність надпровідників виштовхувати постійне магнітне поле H зі свого об'єму назовні (ефект Мейснера). Найбільш наочно це явище проявляється при дослідженні магнітних властивостей. Так, під час охолодження й одночасного вимірювання намагніченості надпровідника в постійному магнітному полі (режим FC) нижче за T_c , знак намагніченості змінюється з додатного на від'ємний. Передбачалося, що така поведінка магнітного моменту при переході в надпровідний стан характерна для всіх надпровідників. Це уявлення було порушено в роботах, у яких спостерігався додатний, тобто парамагнітний відгук надпровідного високотемпературного (ВТНП) зразка під час вимірювань у режимі FC. Такий ефект часто називають ефектом Воллебена (ВЕ) або парамагнітним ефектом Мейснера. Цей ефект було виявлено в рамках цієї роботи в магнітних надпровідниках. Нижче це буде розглянуто більш детально.

На рис. 25 представлено температурні залежності намагніченості зразків $Dy_{0,4}Y_{0,6}Rh_4B_4$ (а), $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_4B_4$ (б), $Dy_{0,7}Y_{0,3}Rh_4B_4$ (в) та $Dy_{0,8}Y_{0,2}Rh_4B_4$ (г). Вимірювання проводили в режимах FC та ZFC у слабких магнітних полях до 20 Е. Добре видно, що, у режимі ZFC нижче T_c спостерігається стрибкоподібне зменшення намагніченості з виходом на постійне значення, і вона від'ємна за величиною, тобто має місце діамангнітне екранування зразка. Разом з тим, у режимі

FC нижче T_c намагніченість має додатне значення, а характер залежності $M(T)$ змінюється зі зростанням магнітного поля. Це добре можна відстежити на рис. 25б, де представлено залежності $M(T)$ для сполуки $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_4B_4$. У полях 5–20 Е, при досягненні температури надпровідного переходу, намагніченість спочатку стрибком зростає, а

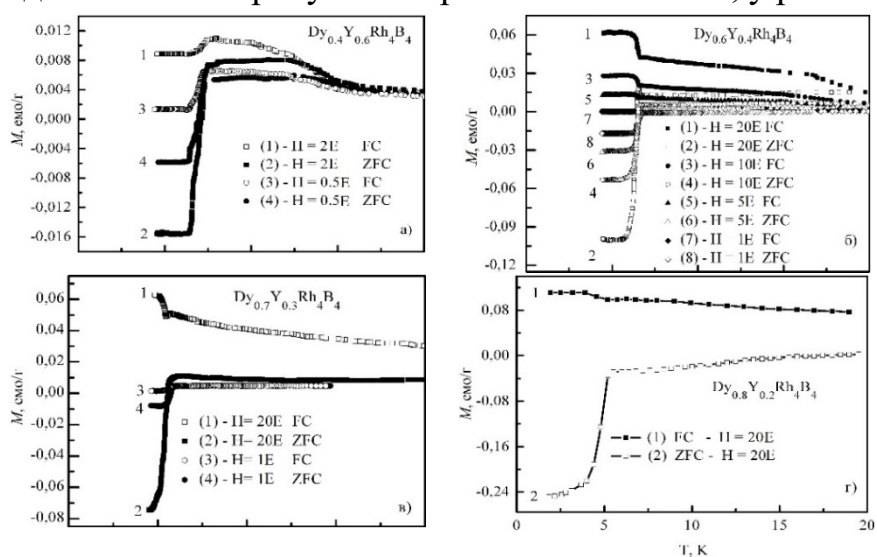


Рис. 25. Температурні залежності намагніченостей $Dy_{0,4}Y_{0,6}Rh_4B_4$ (а), $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_4B_4$ (б), $Dy_{0,7}Y_{0,3}Rh_4B_4$ (в) та $Dy_{0,8}Y_{0,2}Rh_4B_4$ (г) у режимах FC та ZFC у полях до 20 Е.

потім, за нижчих температур насичується і має постійне значення аж до найнижчих температур, доступних в експерименті. Стрибоподібне зростання намагніченості в режимі FC завжди спостерігалось нижче за температуру переходу в надпровідний стан, що, очевидно, свідчить про нерозривний зв'язок такої поведінки намагніченості з надпровідністю. У магнітних полях нижче 5 Е, рис. 25б, спостерігається стрибкоподібне зменшення намагніченості з виходом на постійне значення але, водночас, вона залишається додатною за величиною. Хоча, як видно з рис. 25б, її додатне значення постійно зменшується й, найімовірніше, в полях, нижчих за 1 Е, на $M(T)$ може з'явитися діаманітний відгук. Також видно, що зі зростанням поля парамагнітний відгук зростає за величиною. Аналіз залежностей, отриманих у режимі ZFC, показує зростання діаманітного відгуку зі збільшенням величини поля, і це свідчить, що в досліджуваних зразках зовнішнє поле не перевищує величину H_{c1} .

Для того, щоб прояснити природу ВЕ, було проведено дослідження температурної залежності намагніченості в режимах ZFC та FC у немагнітній надпровідній сполуці YRh_4B_4 , що є ізоструктурною до $Du_{1-x}Y_xRh_4B_4$. На рис. 26 наведено залежності $M(T)$ для YRh_4B_4 . Вимірювання проводилися в режимах FC та ZFC для магнітних полів $H = 10, 20, 30$ та 50 Е. На

рис. 26а видно, що, як і у випадку сполук $Du_{1-x}Y_xRh_4B_4$, у YRh_4B_4 під час вимірювань у режимі ZFC при $T < T_c$ спостерігається стрибкоподібне зменшення намагніченості з виходом на постійне від'ємне значення, тобто має місце діаманітне екранування зразка. На рис. 26б відображено, що в режимі FC при $T < T_c$ намагніченість YRh_4B_4 має додатне значення в полі 10 Е і від'ємне в полях 20, 30 та 50 Е, тобто характер залежності $M(T)$ змінюється зі зростанням магнітного поля. Так, у полі $H = 10$ Е при досягненні температури надпровідного переходу намагніченість спочатку стрибком зростає, потім за нижчих температур насичується та виходить на постійне додатне значення, яке зберігається аж до найнижчих температур, доступних в експерименті. У більш високих полях 20, 30, 50 Е спостерігається стрибкоподібне зменшення намагніченості з виходом на постійне від'ємне значення, і зі зростанням поля діаманітний відгук також зростає. В YRh_4B_4 величина діаманітного відгуку під час вимірювання в режимі FC у полях $H = 20, 30$ та 50 Е не перевищує 15% від величини намагніченості під час вимірювань у режимі ZFC, що свідчить про високу частку парамагнітного відгуку, який вноситься в сумарний магнітний момент. Необхідно зазначити, що в немагнітній сполуці YRh_4B_4 зі зростанням величини магнітного поля додатний відгук зменшується, а не збільшується, як у магнітних сполуках $Du_{1-x}Y_xRh_4B_4$, і стає меншим за діаманітний відгук у полях $H > 20$ Е.

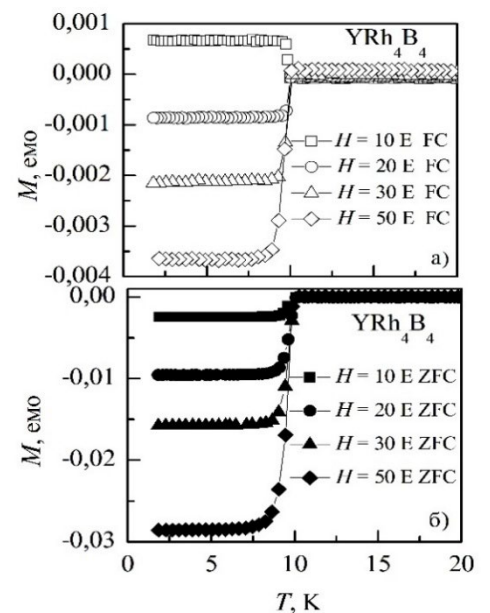


Рис. 26. Температурні залежності намагніченостей $M(T)$ в YRh_4B_4 (а, б) в режимах ZFC та FC у магнітних полях до 50 Е.

З вищерозглянутого випливає, що існування ефекту Воллебена в бориди $Du_{1-x}Y_xRh_4B_4$, які містять магнітні іони Du , не може бути пояснене лише присутністю магнітовпорядкованого стану на ділянці температур $T < T_c$, тому що це явище спостерігається і в немагнітному YRh_4B_4 . Водночас магнетизм атомів Du призводить до суттєвих змін поведінки залежності $M(T)$ від величини магнітного поля в режимі FC при $T < T_c$ (збільшення величини додатного сигналу зі зростанням поля, а не зменшення, як у випадку YRh_4B_4).

Розділ 7 дисертації «Особливості надпровідного стану в рідкісно-земельних бориди $Du_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ та $Du_{1-x}Er_xRh_{3,8}Ru_{0,2}B_4$ ($x = 0, 0,2, 0,4$). Співіснування надпровідності та магнетизму» присвячено детальному вивченню особливостей співіснування надпровідності та магнетизму в рідкісноземельному бориді родію з диспрозієм $Du_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ в якому родій частково заміщується рутенієм, що призводить до змін в магнітній підсистемі та впливає на надпровідні характеристики. Разом із цим у розділі обговорюється, як заміна одного магнітного рідкісноземельного іона Du на інший — Er — впливає на надпровідні характеристики боридів $Du_{1-x}Er_xRh_{3,8}Ru_{0,2}B_4$ ($x=0, 0,2$ та $0,4$).

На рис. 27 представлена температурна залежність динамічної магнітної сприйнятливості $Du_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$. На залежності можна виділити дві особливості: максимум T_{FM} при температурі 19 К, що пов'язаний з магнітним впорядкуванням, та різкий спад на дійсній частині динамічної сприйнятливості нижче $T_c \approx 6,7$ К, пов'язаний з надпровідним переходом. На рис. 28 зображено температурну залежність зворотної величини дійсної частини динамічної сприйнятливості $1/\chi'$. Ця залежність є лінійною за високих температур і суттєво відхиляється від прямої поблизу переходу. Знак характеристичної парамагнітної температури Кюрі θ є додатним та майже на 11 К менше за величиною, ніж критична температура, визначена екстраполяцією нелінійної залежності на вісі абсцис ($T_{FM} \approx 19$ К). Додатний знак θ радше свідчить на користь

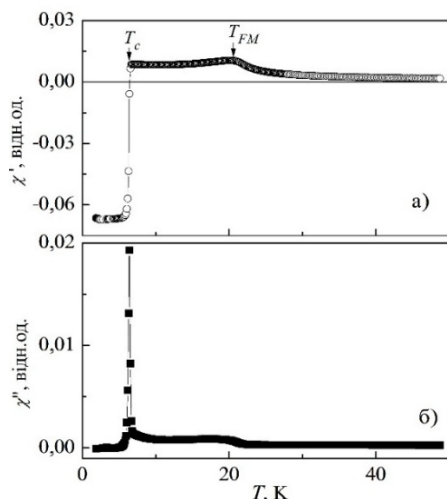


Рис. 27. Температурна залежність динамічної магнітної сприйнятливості (χ' — дійсна та χ'' — уявна частини), яка була виміряна на частоті 1,1 кГц в магнітному полі 1 Е.

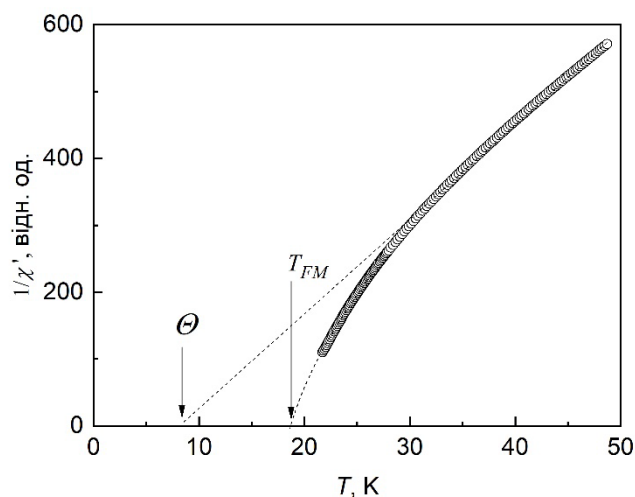


Рис. 28. Температурна залежність зворотної величини дійсної частини магнітної динамічної сприйнятливості χ' , виміряна на частоті 1,1 кГц у магнітному полі 1 Е.

феромагнітного впорядкування, ніж антиферомагнітного, або феримагнітного (в обох випадках θ від'ємна).

На рис. 29 зображено магнітопольові залежності намагніченості при різних температурах. Цікаво розглянути залежність при 2 К — температурі, що є суттєво нижчою за температуру переходу в надпровідний стан ($T_c \approx 6,7$ К). У малих полях (приблизно до 700 Е), намагніченість від'ємна і її поведінка є типовою для надпровідників другого роду. Намагніченість має мінімум при 200 Е (H_{c1} — перше критичне поле), а потім вище за 700 Е (друге критичне поле) стає додатною. Далі аж до 0,4 Тл спостерігається гістерезисна область, а вище 1,5 Тл залежність $M(H)$ починає виходити на насичення. Поведінка залежності $M(H)$ при 2 К: насичення в порівняно невисоких магнітних полях і наявність гістерезису, є типовою для феромагнітних матеріалів. Таким чином, можна говорити про співіснування надпровідності та феромагнетизму, при цьому магнітне впорядкування з'являється при вищій температурі, ніж надпровідність: $T_{FM} \approx 19$ К, а $T_c \approx 6,7$ К.

Оцінка величини магнітного моменту насичення на іон Dy^{3+} в одиницях магнетона Бора при 2 К дає величину $\approx 6,2 \mu_B$ на іон Dy^{3+} , що менше від розрахованого для вільного іона Dy^{3+} значення $\mu_{sat} = g \cdot J = 10 \mu_B$, але достатньо високе, щоб зруйнувати надпровідність в звичайних синглетних надпровідниках.

Наявність переходів нижче надпровідного досліджено за допомогою теплоємності. На рис. 30 наведено результати досліджень температурних залежностей теплоємності в магнітному полі для сполуки $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ з частковим заміщенням родію на рутеній, яка порівнюється з теплоємністю ізоструктурної сполуки $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_4B_4$ без такого заміщення. Вимірювання теплоємності $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_4B_4$ та $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ проводилося в інтервалі температур 0,4–8 К та 1,8–9 К в магнітних полях 0, 2, 4, 5 та 10 кЕ (рис. 30а) і 0, 1, 2, 3, 4, 5 і 8 кЕ (рис. 30б), відповідно. На залежності $C_M(T)$ без магнітного поля при $T_c \approx 6$ К та $T_c \approx 6,6$ К, відповідно для $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_4B_4$ і $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ спостерігаються максимуми, типові для переходу в надпровідний стан (λ -аномалії, які представлені в збільшеному масштабі на вставках до рис. 30а та 30б).

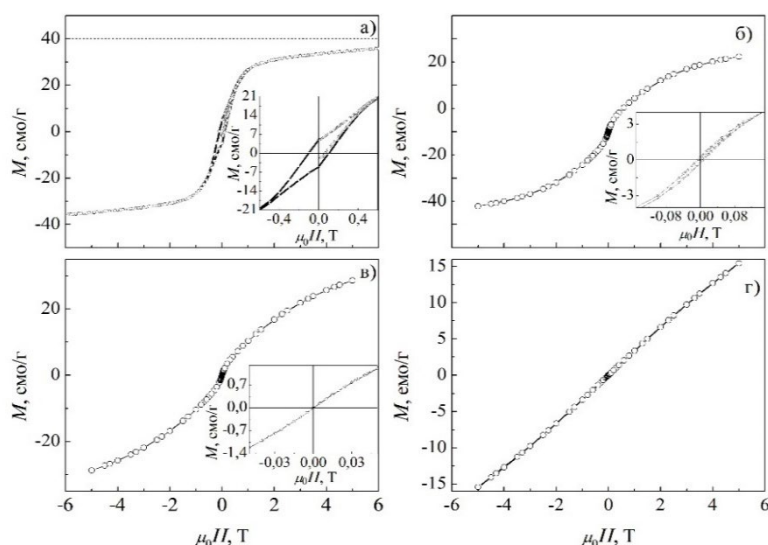


Рис. 29. Магнітопольова залежність намагніченості M , виміряна за температур 2 К (а), 11 К (б), 18 К (в) та 50 К (г) у магнітних полях до 6 Тл.

Зі зростанням магнітного поля температура надпровідного переходу T_c зсувається в область нижчих температур. При цьому величина λ -аномалії зменшується і вона зникає в високих полях. За температур $T < 4$ К для $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_4\text{B}_4$ починається зростання теплоємності з максимумом при $T_{\text{max}} \approx 1,5$ К, який пригнічується магнітним полем, а за $H = 10$ кЕ зникає, а для $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ спостерігається зростання теплоємності аж до мінімальної температури в даному експерименті 1,8 К. Цілком можливо, що в $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ за нижчої температури на $C_M(T)$ також існує максимум.

Низькотемпературний максимум у $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_4\text{B}_4$ при 1,5 К (рис. 30а) може бути інтерпретований як магнітний фазовий перехід, наприклад із феримагнітного стану в антиферомагнітний. При цьому вигляд низькотемпературної особливості в $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_4\text{B}_4$ та поведінка в магнітному полі може свідчити про присутність за низьких температур додаткового внеску від ядерної аномалії Шоткі.

У сполуці $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ за низьких температур $T < 4$ К (рис. 30б) спостерігається зростання теплоємності при зниженні температури. Нижче за 1,8 К може появитися максимум, як і у випадку сполуки $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_4\text{B}_4$. Зростаюча ділянка $C_M(T)$ у $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ зі збільшенням магнітного поля зсувається в ділянку більш високих температур, що збігається з тим, що спостерігалось в сполуці $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_4\text{B}_4$. Вищеописана особливість поведінки C_M нижче 4 К у $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ так само, як і в $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_4\text{B}_4$, може бути пояснена появою магнітного фазового переходу та додаткового внеску від ядерної аномалії Шоткі за низьких температурах.

Вперше було досліджено температурні залежності електроопору (рис. 31) у нахилених магнітних полях ($\varphi = 0^\circ, 45^\circ$ та 90°) нижче температури надпровідного переходу та побудовано залежності $H_{c2}(T)$ (рис. 32) в $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$. Виявлено анізотропію температурних залежностей електричного опору $R(T)$ та верхнього критичного поля $H_{c2}(T)$ при різних орієнтаціях зразка у магнітному полі. Аналіз кривих $R(T)$ та $H_{c2}(T)$ показав, що найсильніше пригнічення надпровідності спостерігається при куті $\varphi = 45^\circ$. Поведінку $H_{c2}(T)$ проаналізовано в межах мікроскопічної теорії ВГХ. Показано, що для орієнтацій $\varphi = 0^\circ$ та $\varphi = 90^\circ$ — $\alpha = 0$ присутній виключно орбітальний внесок. У

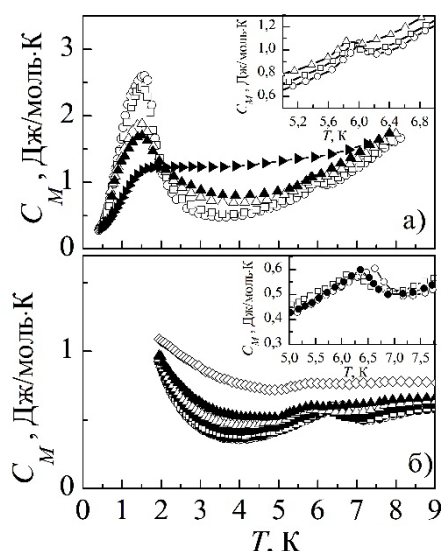


Рис. 30. Температурні залежності молярної теплоємності $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_4\text{B}_4$ (а) та $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ (б) як за відсутності, так і за наявності різних магнітних полів ($\circ$ — $H = 0$, $\bullet$ — $H = 1$ кЕ, $\square$ — $H = 2$ кЕ, $\blacksquare$ — $H = 3$ кЕ, $\triangle$ — $H = 4$ кЕ, $\blacktriangle$ — $H = 5$ кЕ, $\diamond$ — $H = 8$ кЕ, $\blacktriangleright$ — $H = 10$ кЕ). На вставках наведено частину цих залежностей у збільшеному масштабі поблизу переходу в надпровідний стан.

випадку $\varphi = 45^\circ$ значення параметра Макі $\alpha = 4,2$, що свідчить про зростання внеску спінового парамагнітного ефекту.

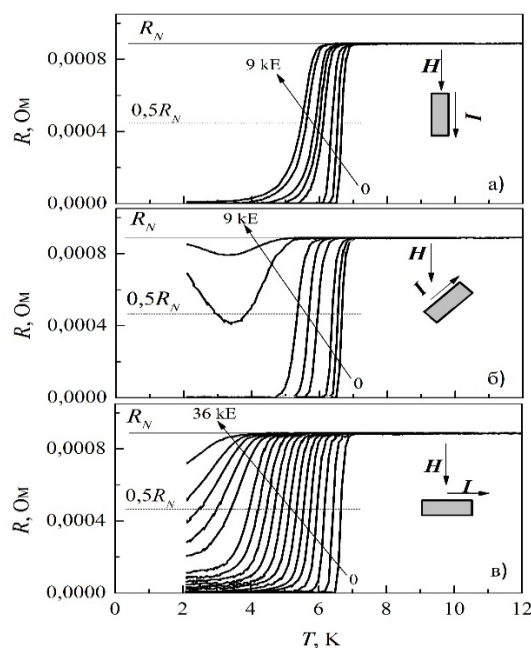


Рис. 31. Температурні залежності електроопору $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ для трьох орієнтацій магнітного поля відносно зразка: $\varphi = 0^\circ$, $I \parallel H$ (а); $\varphi = 45^\circ$ (б); $\varphi = 90^\circ$, $I \perp H$ (в) у магнітних полях 0, 1, 2, 4, 5, 6, 8, 9 кЕ для $\varphi = 0^\circ$ (а), $\varphi = 45^\circ$ (б) та 0–36 кЕ з кроком 2 кЕ для $\varphi = 90^\circ$ (в).

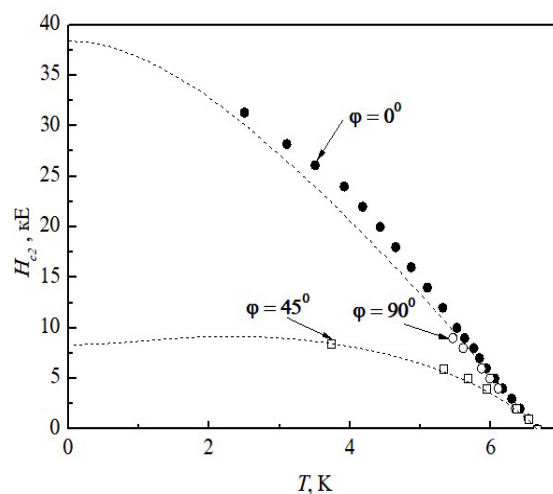


Рис. 32. Залежності верхнього критичного магнітного поля від температури $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ для $\varphi = 0^\circ$ (●), $\varphi = 45^\circ$ (□) та $\varphi = 90^\circ$ (○). Пунктиром позначено криві, побудовані з розрахункових даних, отриманих у рамках теорії ВГХ.

Для додаткового вивчення впливу нахилу магнітного поля на придушення надпровідності було побудовано залежності електроопору від кута $R(\varphi)$ в інтервалі $0-360^\circ$ (рис. 33). Залежність $R(\varphi)$ побудована при фіксованому значенні температури та магнітного поля. Зафарбованим кружечком (●) позначено кутову залежність $R(\varphi)$ за температури 5,75 К, що відповідала середині надпровідного переходу на $R(T)$ у полі 8 кЕ. Зі збільшенням кута нахилу омичні втрати зростають до максимального значення, що дорівнює R_N за умови $\varphi = 45^\circ$, потім ідуть на спад із мінімумом при $\varphi = 90^\circ$. Усі мінімуми повторюються через 180° , а максимуми — через 90° . Величина електроопору в мінімумах при 0° , 180° та 360° відрізняється від 90° та 270° . Мінімальні втрати спостерігаються при кутах 90° та 270° . Таким чином надпровідність найбільш сильно пригнічується в магнітних полях, які мають кут нахилу кратний 45° , а поля з нахилами кратними 90° мають найслабший вплив на руйнування надпровідності. Пунктирною лінією позначено експериментальні дані, отримані за температури 9 К у полі 8 кЕ. За цієї температури зразок перебував у нормальному стані. Добре видно, що в цьому випадку електроопір не залежить від кута нахилу магнітного поля. З цього випливає, що нахилені магнітні поля помітно впливають на резистивні властивості надпровідного стану, але не нормального. Поведінка кутових залежностей електроопору в $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ корелює з тією, що спостерігалась у роботах, в яких досліджувалися кутові залежності електронного вкладу в теплоємність триплетного надпровідника Sr_2RuO_4 нижче

переходу у надпровідний стан за фіксованих температур та магнітних полів. У цій сполуці також спостерігалися осциляції, які могли бути пов'язані з наявною триплетною симетрією параметра порядку в цій сполуці.

Вперше в сполуці $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ була досліджена поведінка магнітопольових залежностей надпровідного параметру порядку Δ при 1,6 К (рис. 34) та 4,2 К (рис. 35), значення якого були визначені на основі припасування спектрів, отриманих методом мікроконтактної спектроскопії андреєвського відбиття, у рамках модифікованої теорії БТК. У випадку $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ залежності $\Delta(H)$ суттєво відрізняються від теоретичних для звичайних надпровідників: у певному інтервалі магнітних полів зі зростанням поля спостерігається збільшення параметра порядку. При цьому зі зростанням температури від 1,6 К (рис. 34) до 4,2 К (рис. 35) аномалія $\Delta(H)$ стає менш вираженою. Не виключено, що аномальна поведінка залежностей $\Delta(H)$ зумовлена триплетним характером куперівського спарювання в $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$. За паралельної орієнтації магнітних спінів у триплетних куперівських парах накладання поля чинить суттєво менший вплив на руйнування надпровідності ніж у звичайних синглетних надпровідниках.

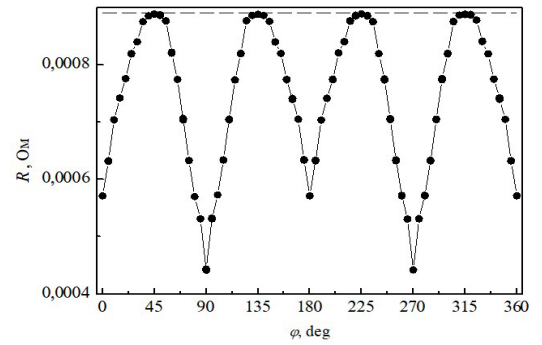


Рис. 33. Залежності електроопору $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ від кута φ в діапазоні $0-360^\circ$ для температури 5,75 К, що відповідає середині надпровідного переходу на $R(T)$ у полі 8 кЕ (●). Пунктиром позначено дані при 9 К у полі 8 кЕ (нормальний стан).

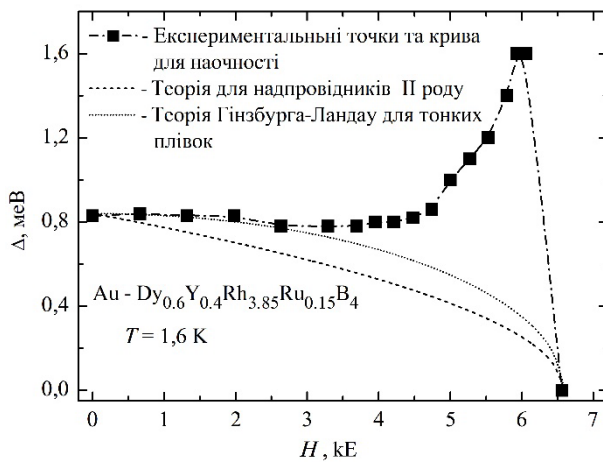


Рис. 34. Залежність параметра порядку Δ від магнітного поля за температури $T = 1,6$ К.

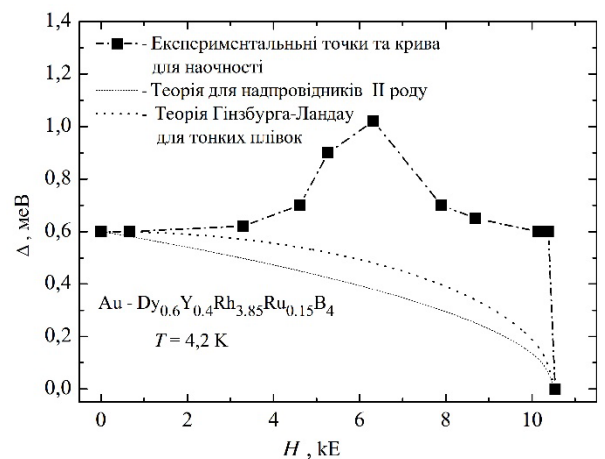


Рис. 35. Залежність параметра порядку Δ від магнітного поля за температури $T = 4,2$ К.

Особлива увагу в цьому розділі також приділялась надпровідності рідкісноземельного бориду родію в якому один магнітний елемент — Dy, частково заміщується на інший — Er. Це цікаво, вперш, за все тим, що в звичайних синглетних надпровідниках така заміна дуже сильно впливає на надпровідність, в багатьох випадках навіть призводить до її зникнення. Аналіз температурних залежностей електроопору $(\text{Dy}_{1-x}\text{Er}_x)\text{Rh}_{3,8}\text{Ru}_{0,2}\text{B}_4$ ($x = 0, 0,2$ та $0,4$) показує, що температура надпровідного переходу зростає зі збільшенням вмісту Er і

відповідним зменшенням Dy . При цьому $T_c^{\text{onset}} \approx 7$ К для сполуки з Y — $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ та $T_c^{\text{onset}} \approx 6$ К для сполуки з Er — $Dy_{0,6}Er_{0,4}Rh_{3,8}Ru_{0,2}B_4$. Таким чином, можна констатувати той факт, що заміна немагнітного Y на магнітний Er у такій системі не призводить до істотного пригнічення надпровідності.

З температурних залежностей електроопору в різних магнітних полях $(Dy_{1-x}Er_x)Rh_{3,8}Ru_{0,2}B_4$ ($x = 0, 0,2$ та $0,4$) побудовано температурні залежності верхнього критичного поля, які були оброблено в межах мікроскопічної теорії ВГХ. На рис. 36 побудовано залежності безрозмірного критичного поля $h^* = \frac{H_{c2}}{(dH_{c2}/dT)|_{t=1}}$ від

безрозмірної температури $t = T/T_c$. Підгонка експериментальних значень температурної залежності другого критичного поля у безрозмірних одиницях $h^*(t)$ у межах теорії ВГХ для всіх досліджених сполук дає значення параметра Макі $\alpha > 0$, що свідчить про суттєвий внесок спин-парамагнітних ефектів, які зазвичай не проявляються у традиційних синглетних надпровідниках БКШ типу (рис. 36). Максимальне значення $\alpha = 4,7$ спостерігається для сполуки проміжного складу $Dy_{0,8}Er_{0,2}Rh_{3,8}Ru_{0,2}B_4$. Відповідно, внесок парамагнітних ефектів у цій сполуці є найбільшим. Водночас характер залежності $h^*(t)$ для $Dy_{0,8}Er_{0,2}Rh_{3,8}Ru_{0,2}B_4$, як і $H_{c2}(T)$, відрізняється від аналогічних залежностей

для інших складів (рис. 36б). Теорія ВГХ добре описує експериментальну залежність лише до магнітних полів ~ 3 кЕ (що відповідає $h^* = 0,0596$ на рис. 36б). Це може бути пов'язано з низькотемпературним магнітним упорядкуванням у підгратці Dy та Er . Таке магнітне впорядкування характеризується слабкішою обмінною взаємодією (ймовірно, антиферромагнітною), унаслідок чого надпровідність у магнітному полі слабше пригнічується спин-парамагнітними ефектами. Отже, при полях понад 3 кЕ параметр Макі може суттєво зменшуватися, так само як і вплив парамагнітних ефектів. На рис. 36б для порівняння наведено залежність $h^* = 0,0596$ з $\alpha = 0$, з якої видно, що дійсно, для полів понад 3 кЕ крива $h^*(t)$ може відповідати меншому значенню α . Водночас не виключається й пояснення, пов'язане з переходом від звичайної синглетної до триплетної надпровідності, що було теоретично передбачено в роботах інших авторів.

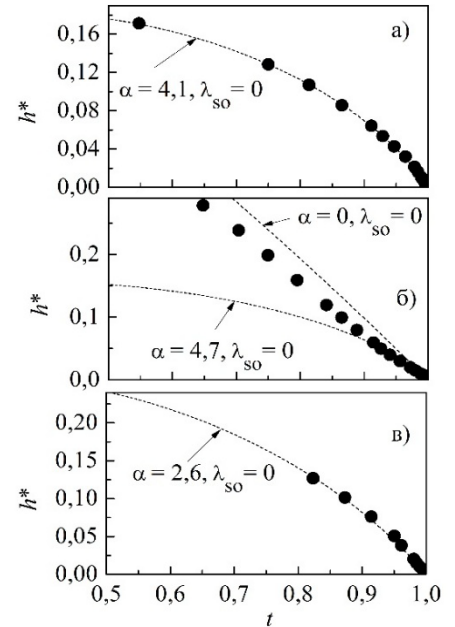


Рис. 36. Безрозмірне верхнє критичне магнітне поле h^* як функція безрозмірної температури $t = T/T_c$ для сполук $Dy_{0,6}Er_{0,4}Rh_{3,8}Ru_{0,2}B_4$ (а), $Dy_{0,8}Er_{0,2}Rh_{3,8}Ru_{0,2}B_4$ (б) та $DyRh_{3,8}Ru_{0,2}B_4$ (в). Пунктирні криві розраховані згідно з теорією ВГХ.

ВИСНОВКИ

В дисертаційній роботі було вирішено важливу проблему фізики твердого тіла, а саме: **встановлено вплив внутрішнього магнетизму та багатозонної електронної структури на походження аномальних електричних властивостей та нетрадиційних механізмів надпровідності у мультифункціональних матеріалах на основі перехідних і рідкісноземельних елементів в залежності від температури та магнітного поля.**

Для вирішення існуючої проблеми було використано комплекс експериментальних та розрахункових методів. Отримані результати формують основу для прогнозування та конструювання новітніх перспективних матеріалів із керованими властивостями для наноелектроніки, спінтроніки, створення чутливих сенсорів й реалізації квантових обчислень.

Серед результатів, отриманих в ході виконання роботи, найбільш пріоритетними є наступні:

1. Вперше виявлено аномальну поведінку температурних залежностей електроопору, гігантський додатний магнітоопір до 3033% у полі 140 кЕ та сильну анізотропію електричного транспорту в твердому розчині $\text{Bi}_{95,69}\text{Mn}_{3,69}\text{Fe}_{0,62}$, що пояснено в рамках багатозонної теорії впливом внутрішнього магнетизму фази $\alpha\text{-BiMn}$ на електропровідність вісмутової матриці.
2. Вперше встановлено аномальну поведінку температурної залежності верхнього критичного поля для сполуки з високим вмістом гадолінію $\text{Gd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Mo}_6\text{S}_8$ ($x = 0,9$), яка є несприятливою надпровідникам з ізотропним s-хвильовим куперівським спарюванням та слабкою електрон-фононою взаємодією.
3. Вперше методом мікроконтактної спектроскопії андреєвського відбиття встановлено, що в $\text{Gd}_{0,5}\text{Pb}_{0,5}\text{Mo}_6\text{S}_8$ реалізується нетрадиційний механізм надпровідного спарювання, відмінний від характерного для звичайних (s-хвильових) надпровідників.
4. Вперше спостережено аномальну температурну залежність верхнього критичного поля для $\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$ у слабких полях, яка принципово відрізняється від залежностей в класичних надпровідниках, вказуючи на специфічний механізм надпровідності в цьому матеріалі.
5. Вперше встановлено наявність одно- та двощілинних спектрів андреєвського відбиття в точкових контактах $\text{Au-EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$, що обумовлено наявністю анізотропної $\pm$ -симетрії надпровідного параметра порядку в цій сполуці.
6. Вперше доведено, що в рідкісноземельних боридах родію $\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x\text{Rh}_4\text{B}_4$ ($x = 0, 0,2, 0,4$ та $0,6$) та $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ перехід в надпровідний стан відбувається з феримагнітного або феромагнітного, а зі зниженням температури відбувається перехід в антиферомагнітний стан без руйнування надпровідності.
7. Вперше виявлено аномальну поведінку верхнього критичного поля та надпровідної щільності від температури і магнітного поля в рідкісноземельних боридах родію $\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x\text{Rh}_4\text{B}_4$ ($x = 0, 0,2, 0,4$ та $0,6$), $\text{Dy}_{0,6}\text{Y}_{0,4}\text{Rh}_{3,85}\text{Ru}_{0,15}\text{B}_4$ та

$\text{Dy}_{1-x}\text{Er}_x\text{Rh}_{3,8}\text{Ru}_{0,2}\text{B}_4$ ($x = 0, 0,2$ та $0,4$), непритаманну звичайним синглетним надпровідникам, що свідчить про існування нетрадиційного механізму надпровідного спарювання.

8. Вперше виявлено ефект Воллебена (“парамагнітний” ефект Мейснера) нижче температури надпровідного переходу в рідкісноземельних бориди родію, як в магнітних сполуках $\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x\text{Rh}_4\text{B}_4$ ($x = 0,2, 0,3, 0,4$ та $0,6$), так і в немагнітному матеріалі – YRh_4B_4 .
9. У дибориді магнію MgB_2 виявлено перехід від піппардівської нелокальної межі при $T \ll T_c$ до лондонівської локальної межі поблизу T_c .

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Основні наукові результати дисертації опубліковано в 22 статтях у провідних фахових наукових виданнях [1–22]: включаючи видання, що віднесені другого кварталу (Q2) – 3 статті, до третього кварталу (Q3) – 17 статей відповідно до класифікації *SCImago Journal & Country Rank*; у наукових періодичних виданнях, включених до Переліку наукових фахових видань України – 2 статті. Результати також представлено в наукових працях, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації на міжнародних наукових конференціях [23–40].

Статті, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації

1. V. M. Dmitriev, N. N. Prentslau, V. N. Baumer, N. N. Galtsov, L. A. Ishchenko, A. L. Prokhvatilov, M. A. Strzhemechny, **A. V. Terekhov**, A. I. Bykov, V. I. Liashenko, Y. B. Paderno, V. N. Paderno, “Structural and high-frequency (0–110 MHz) resistive characteristics of MgB_2 in the temperature range 5–300 K,” *Low Temperature Physics*, vol. 30, no. 4, pp. 284–291, 2004.
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1704614> (Q3)
2. V. M. Dmitriev, A. J. Zaleski, E. P. Khlybov, L. F. Rybaltchenko, E. V. Khristenko, L. A. Ishchenko, **A. V. Terekhov**, “Superconductivity and magnetism of $\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x\text{Rh}_4\text{B}_4$: Candidate for spin-triplet cooper pairing,” *Acta Physica Polonica A*, vol. 114, no. 1, pp. 83–90, 2008. (Q3)
DOI: <https://doi.org/10.12693/APhysPolA.114.83>
3. V. M. Dmitriev, A. Zaleski, E. P. Khlybov, L. F. Rybaltchenko, E. V. Khristenko, L. A. Ishchenko, **A. V. Terekhov**, I. E. Kostyleva, S. A. Lachenkov, “Magnetic phase transformations and superconductivity in $\text{Dy}_{0.8}\text{Y}_{0.2}\text{Rh}_4\text{B}_4$,” *Low Temperature Physics*, vol. 34, no. 11, pp. 909–917, 2008. (Q3)
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3009586>
4. V. M. Dmitriev, A. Zaleski, E. P. Khlybov, L. F. Rybaltchenko, E. V. Khristenko, L. A. Ishchenko, **A. V. Terekhov**, “Enhancement of the superconducting order parameter in the compound $\text{Dy}_{0.8}\text{Y}_{0.2}\text{Rh}_4\text{B}_4$ at the phase transition of its magnetic subsystem from the antiferromagnetic to the ferrimagnetic state,” *Low Temperature Physics*, vol. 35, no. 5, pp. 424–425, 2009. (Q2)
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3132765>
5. V. M. Dmitriev, I. E. Kostyleva, E. P. Khlybov, A. J. Zaleski, **A. V. Terekhov**, L. F. Rybaltchenko, E. V. Khristenko, L. A. Ishchenko, O. E. Omel’yanovskiy, A. V. Sadakov, “Superconducting and magnetic properties of a new superconductor:

- EuAsFeO_{0.85}F_{0.15},” *Low Temperature Physics*, vol. 35, no. 7, pp. 517–520, 2009. (Q2)
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3168636>
6. V. M. Dmitriev, E. P. Khlybov, D. S. Kondrashov, **A. V. Terekhov**, L. F. Rybaltchenko, E. V. Khristenko, L. A. Ishchenko, I. E. Kostyleva, A. J. Zaleski, “Andreev reflection spectroscopy of the new Fe-based superconductor EuAsFeO_{0.85}F_{0.15}: Evidence of strong anisotropy in the order parameter,” *Low Temperature Physics*, vol. 37, no. 4, pp. 280–286, 2011. (Q3)
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3590753>
 7. V. M. Dmitriev, **A. V. Terekhov**, A. Zaleski, E. N. Khatsko, P. S. Kalinin, A. I. Rykova, A. M. Gurevich, S. A. Glagolev, E. P. Khlybov, I. E. Kostyleva, S. A. Lachenkov, “The Volleben effect in magnetic superconductors Dy_{1-x}Y_xRh₄B₄ (x = 0.2, 0.3, 0.4 and 0.6),” *Low Temperature Physics*, vol. 38, no. 2, pp. 191–194, 2012. (Q3)
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3681903>
 8. L. F. Rybaltchenko, E. V. Khristenko, L. A. Ishchenko, **A. V. Terekhov**, I. V. Zolochetskii, T. V. Salenkova, E. P. Khlybov, A. J. Zaleski, “Point-contact Andreev reflection spectroscopy of a magnetic superconductor Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_{3.85}Ru_{0.15}B₄,” *Low Temperature Physics*, vol. 38, no. 12, pp. 1106–1111, 2012. (Q3)
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.4769209>
 9. **A. V. Terekhov**, “Wohleben effect in YRh₄B₄,” *Low Temperature Physics*, vol. 39, no. 7, pp. 640–641, 2013. (Q3)
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.4813705>
 10. **А. В. Терехов**, И. В. Золочевский, Е. В. Христенко, Л. А. Ищенко, В. Н. Светлов, А. Залеский, Е. П. Хлыбов, С. А. Лаченков, “Увеличение сверхпроводящего параметра порядка в Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_{3.85}Ru_{0.15}B₄ в широком интервале магнитных полей,” *Вісник Харківського національного університету ім. В.Н. Каразіна, Серія «Фізика»*, vol. 18, no. 1075, pp. 35–39, 2013.
https://physics.karazin.ua/doc/v_18_2013/pdf/1075/35-39.pdf
 11. **A. V. Terekhov**, I. V. Zolochetskii, E. V. Khristenko, L. A. Ishchenko, E. V. Bezuglyi, A. Zaleski, E. P. Khlybov, S. A. Lachenkov, “Suppression of superconductivity of Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_{3.85}Ru_{0.15}B₄ in inclined magnetic fields,” *Low Temperature Physics*, vol. 41, no. 4, pp. 350–354, 2015. (Q3)
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.4918570>
 12. V. N. Svetlov, **A. V. Terekhov**, V. B. Stepanov, A. L. Solovjov, E. V. Khristenko, O. M. Ivasishin, A. D. Shevchenko, Z. D. Kovalyuk, “Anisotropy of resistivity in Bi_{93.99}Mn₆Fe_{0.01},” *Low Temperature Physics*, vol. 41, no. 4, pp. 314–316, 2015. (Q3)
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.4918575>
 13. V. N. Svetlov, V. B. Stepanov, **A. V. Terekhov**, E. V. Khristenko, A. D. Shevchenko, O. M. Ivasishin, Z. D. Kovalyuk, A. L. and Solovjov, “Comparison between magnetoresistivity and magnetothermopower in Bi_{93.99}Mn₆Fe_{0.01},” *Вісник Харківського національного університету ім. В.Н. Каразіна, Серія «Фізика»*, vol. 24, pp. 17–19, 2016.
<https://periodicals.karazin.ua/physics/article/view/9199/8715>
 14. **A. V. Terekhov**, I. V. Zolochetskii, E. V. Khristenko, L. A. Ishchenko, E. V. Bezuglyi, A. Zaleski, E. P. Khlybov, S. A. Lachenkov, “Anisotropy of electric

- resistance and upper critical field in magnetic superconductor $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$,” *Physica C: Superconductivity and its Applications*, vol. 524, no. 5, pp. 1–4, 2016. (Q2)
DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physc.2016.02.024>
15. **A. V. Terekhov**, I. V. Zolochetskii, L. A. Ishchenko, A. Zaleski, E. P. Khlybov, S. A. Lachenkov, “Low-temperature specific heat of magnetic superconductors $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$ and $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_4\text{B}_4$,” *Low Temperature Physics*, vol. 42, no. 3, pp. 232–234, 2016. (Q3)
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.4943151>
 16. **A. V. Terekhov**, A. L. Solovjov, A. I. Prokhvatilov, V. V. Meleshko, I. V. Zolochetskii, J. Ćwik, A. Los, A. D. Shevchenko, O. M. Ivasishin, Z. D. Kovalyuk, “Anomalous anisotropic magnetoresistance and magnetization in $\text{Mn}_{3.69}\text{Bi}_{95.69}\text{Fe}_{0.62}$,” *East Eur. J. Phys.*, vol. 4, no. 4, pp. 12–17, 2017. (Q3)
DOI: <https://doi.org/10.26565/2312-4334-2017-4-02>
 17. **A. V. Terekhov**, K. Rogacki, A. L. Solovjov, A. N. Bludov, A. I. Prokhvatilov, V. V. Meleshko, I. V. Zolochetskii, E. V. Khristenko, J. Cwik, A. Los, A. D. Shevchenko, Z. D. Kovalyuk, O. M. Ivasishin, “Features of magnetoresistance and magnetic properties in $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$,” *Low Temperature Physics*, vol. 44, no. 11, pp. 1153–1160, 2018. (Q3)
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5060969>
 18. **A. V. Terekhov**, I. V. Zolochetskii, L. A. Ischenko, A. N. Bludov, A. Zaleski, E. P. Khlybov, S. A. Lachenkov, “Magnetic ordering and specific features of its coexistence with superconductivity in $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$,” *Low Temperature Physics*, vol. 45, no. 12, pp. 1241–1245, 2019. (Q3)
DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0000202>
 19. **A. V. Terekhov**, I. V. Zolochetskii, L. A. Ischenko, A. Zaleski, E. P. Khlybov, S. A. Lachenkov, “Features of the electrical resistivity as a function of temperature in $\text{Gd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Mo}_6\text{S}_8$ ($x = 0.5, 0.7$, and 0.9) superconductors,” *Low Temperature Physics*, vol. 46, no. 10, pp. 1004–1009, 2020. (Q3)
DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0001911>
 20. **A. V. Terekhov**, D. L. Bashlakov, I. V. Zolochetskii, E. V. Khristenko, A. Zaleski, E. P. Khlybov, S. A. Lachenkov, “Superconducting properties of $\text{Gd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Mo}_6\text{S}_8$ ($x = 0.5, 0.7, 0.9$) compounds,” *Low Temperature Physics*, vol. 47, no. 2, pp. 110–115, 2021. (Q3)
DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0003170>
 21. **A. V. Terekhov**, V. M. Yarovyi, I. V. Zolochetskii, L. O. Ishchenko, E. V. Khrystenko, “Superconductivity of rare-earth borides $\text{Dy}_{1-x}\text{Er}_x\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ ($x = 0, 0.2, 0.4$) and $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$,” *Low Temperature Physics*, vol. 49, no. 8, pp. 1087–1090, 2023. (Q3)
DOI: <https://doi.org/10.1063/10.0020168>
 22. **A. V. Terekhov**, A. P. Kazakov, P. M. Fesenko, V. M. Yarovyi, I. V. Zolochetskii, L. O. Ishchenko, “Anomalous behaviour of the temperature dependencies of the upper critical fields in $\text{Dy}_{1-x}\text{Er}_x\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ ($x = 0, 0.2, 0.4$),” *Low Temperature Physics*, vol. 51, no. 7, pp. 902–906, 2025. (Q3)

DOI: <https://doi.org/10.1063/10.003703323>

Тези наукових доповідей

23. V. M. Dmitriev, A. J. Zaleski, E. P. Khlybov, L. F. Rybaltchenko, E. V. Khristenko, L. A. Ishchenko, and A. V. Terekhov, “Superconductivity and magnetism of $\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x\text{Rh}_4\text{B}_4$: candidate for spin-triplet Cooper pairing”, 13 Krajowa Szkoła Nadprzewodnictwa (KSN13), Poland, Ładek Zdrój, November 6–10, 2007, book of abstracts, P. 43.
24. A. V. Terekhov, A. I. Rykova, D. S. Kondrashev, J. Ćwik, “Observation of Wohleben effect in magnetic superconductors $\text{Dy}_x\text{Y}_{1-x}\text{Rh}_4\text{B}_4$ ($x = 0.4, 0.6, 0.7$ and 0.8)”, 1st International Conference for Young Scientists “Low Temperature Physics – 2010”, Ukraine, Kharkiv June 7–11, 2010, book of abstracts, P. 49.
25. A. V. Terekhov, S. A. Glagolev, A. S. Stepanov, J. Cwik, “Electrical transport in superconductors $\text{Pb}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Mo}_6\text{S}_8$ ($x = 0.5, 0.7$ and 0.9) in the temperature range 4.2–300K and magnetic fields up to 14T” 2-nd Intern. Conf. for Y. Scientists “Low Temperature Physics”, Ukraine, Kharkiv, June 6–10, 2011, book of abstracts, P. 57.
26. A. V. Terekhov, A. J. Zaleski, E. P. Khlybov, I. V. Zolochevskii, L. F. Rybaltchenko, A. S. Los, “Superconductivity and magnetism in $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_4\text{B}_4$ compound”, 3-rd International Conference for Young Scientists “Low Temperature Physics-2012”, Ukraine, Kharkiv, May 14–18, 2012, book of abstracts, P. 73.
27. A.V. Terekhov, E.V. Khristenko, E.P. Khlybov, and A.J. Zaleski, “Wohleben effect in YRh_4B_4 ”, 4-th International Conference for Young Scientists “Low Temperature Physics-2013”, Ukraine, Kharkiv, June 3–7, 2013, book of abstracts, P. 19.
28. А. В. Терехов, И. В. Золочевский, Е. В. Христенко, Л. А. Ищенко, А. Залеский, Е. П. Хлыбов, С. А. Лаченков, “Увеличение сверхпроводящей щели в магнитном сверхпроводнике $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$ в широком интервале магнитных полей”, XI Міжнародна наукова конференція «Фізичні явища в твердих тілах», Україна, Харків, 3–6 грудня, 2013, Збірка тез доповідей, С. 84.
29. A. V. Terekhov, I. V. Zolochevskii, E. V. Khristenko, L. A. Ishchenko, A. J. Zaleski, E. P. Khlybov and S. A. Lachenkov, “Unusual behavior of the temperature and magnetic-field dependencies of the superconducting critical parameters in the $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$ ”, III International Workshop on Point-Contact Spectroscopy “PCS-2014”, Ukraine, Kharkiv, September 8–11, 2014, book of abstracts. P. 19.
30. O. V. Mezhenka, A. V. Terekhov, “The upper critical field of $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$ superconductor”, VI International Conference for Young Scientists “ICYS–LTP–2015”, Ukraine, Kharkiv, June 1–5, 2015, book of abstracts, P. 15.
31. А. В. Терехов, И. В. Золочевский, Л. А. Ищенко, А. Залеский, Е. П. Хлыбов, С. А. Лаченков, “Сверхпроводимость и магнетизм в $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$ ”, XII Міжнародна наукова конференція «Фізичні явища в твердих тілах», Україна, Харків, 1–4 грудня, 2015, тези доповідей, С. 47.
32. В. Н. Светлов, В. Б. Степанов, А. Л. Соловьев, А. В. Терехов, А. Д. Шевченко, О. М. Ивасишин, З. Д. Ковалюк, “Сравнение температурной зависимости магнетосопротивления и магнетотермоэдс в $\text{Bi}_{93.99}\text{Mn}_6\text{Fe}_{0.01}$ ”, XII

- Міжнародна наукова конференція «Фізичні явища в твердих тілах», Україна, Харків, 1–4 грудня, 2015, тези доповідей, С. 43.
33. Е. В. Меженская, **А. В. Терехов**, “Особенности поведения температурных зависимостей верхнего критического поля в магнитном сверхпроводнике $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$ ”, XV Регіональна наукова студентська конференція «Актуальні проблеми фізики та їх інформаційне забезпечення», Україна, Харків, 22–23 квітня, 2015, тези доповідей, С. 42.
 34. **A. V. Terekhov**, O. M. Bludov, I. V. Zolocheskii, E. V. Khristenko, J. Cwik, A. Los, A. D. Shevchenko, O. M. Ivasishin, Z. D. Kovalyuk, “Huge positive magnetoresistance in polycrystalline $\text{Mn}_{11.92}\text{Bi}_{88.08}$ ”, XIII Міжнародна конференція «Фізичні явища в твердих тілах», Україна, Харків, 5–8 грудня, 2017, тези доповідей, С. 42.
 35. **A. V. Terekhov**, I. V. Zolocheskii, A. Zaleski, “Coexistence superconductivity and magnetism in $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$ ”, XIV Міжнародна наукова конференція «Фізичні явища в твердих тілах», Україна, Харків, 1–4 грудня, 2019, тези доповідей, С. 97.
 36. **A. V. Terekhov**, D. L. Bashlakov, I. V. Zolocheskii and A. Zaleski, “Resistivity properties of $\text{Gd}_x\text{Pb}_{1-x}\text{Mo}_6\text{S}_8$ ($x=0.5, 0.7, 0.9$) at 2–300 K and in magnetic fields up to 9 T. Superconducting properties.”, International Advanced Study Conference Condensed Matter & Low Temperature Physics 2020 “CM & LTP 2020”, Ukraine, Kharkiv, June 8–14, 2020, book of abstracts, P. 49.
 37. **Andrii Terekhov**, Pavlo Fesenko, Ivan Zolocheskii, Eugene Khrystenko, “Superconductivity of rare-earth borides ($\text{Dy}_{1-x}\text{Er}_x$) $\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ ($x=0, 0.2, 0.4$) and $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$ ”, Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики "ЕВРИКА-2022", Україна, Львів, 18–20 жовтня, 2022, тези доповідей, С. А9.
 38. **A. V. Terekhov**, V. M. Yarovyi, P. Fesenko, I. V. Zolocheskii, E. V. Khrystenko, “Effect of Dy substitution by Eu on superconductivity in ($\text{Dy}_{1-x}\text{Er}_x$) $\text{Rh}_{3.8}\text{Ru}_{0.2}\text{B}_4$ ($x=0, 0.2, 0.4$)”, III International Advanced Study Conference Condensed Matter and Low Temperature Physics "CM & LTP 2023", Ukraine, Kharkiv, June 5–11, 2023, book of abstracts, P. 56.
 39. **A. V. Terekhov**, V. B. Stepanov, Yu. A. Kolesnichenko, E. Löhderanta, K. Rogacki, A. L. Solovjov, “Possibility of Dirac fermions existence in $\text{Bi}_{95.69}\text{Mn}_{3.69}\text{Fe}_{0.62}$ ”, IV міжнародна конференція FMIE-2023, Україна, Київ, 20–21 вересня, 2023, тези доповідей, 2023, С. 36.
 40. **A. V. Terekhov**, V. M. Yarovyi, I. V. Zolocheskii, L.O. Ishchenko, and E. V. Khrystenko, “Unusual superconductivity in rare earth borides $\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x(\text{Rh}, \text{Ru})_4\text{B}_4$ ”, The International Conference “Theoretical physics in Transcarpathia” (devoted to the Centennial Birthday Anniversary of Prof. Yu.M. Lomsadze), Ukraine, Uzhhorod, December 17–19, 2024, book of abstracts, 2024, P.282–284.