

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ДОНЕЦЬКИЙ ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
ім. О. О. Галкіна

На правах рукопису
УДК 530.2; 538.945

ЧАБАНЕНКО ВІКТОР ВАСИЛЬОВИЧ

ПОГЛИНАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ ТА РОЗМІРНІ ЕФЕКТИ
В ПРОВІДНИХ ПЛАСТИНАХ

01.04.07 - фізика твердого тіла

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
дисертації на здобуття вченого ступеня
доктора фізико-математичних наук

Донецьк - 1996

770
Робота виконана в Донецькому фізико-технічному інституті
ім. О.О. Галкіна НАН України

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук,
професор МАКАРОВ М.М.

доктор фізико-математичних наук
ШКЛОВСЬКИЙ В.О.

доктор фізико-математичних наук
Даньшин М.К.

Провідна організація - Інститут фізики НАН України м.Київ

Захист відбудеться 26 09 96 в 13⁰⁰
на засіданні спеціалізованої ради Д 06.11.01 в Донецькому
фізико-технічному інституті НАН України.
(340014, Донецьк, вул. Р.Луксембург, 72)

З дисертацією можна ознайомитись в бібліотеці Донецького
фізико-технічного інституту НАН України.

Відгуки на реферат надсилати на ім'я вченого секретаря
спеціалізованої ради.

Автореферат розіслано 23 07 1996 р.

Вчений секретар
спеціалізованої ради
Д 06.11.01

Солов'єв Ю.Я. СОЛОВЬОВ



ЛНБ України ім.В.Стефаника



00752203 (J)

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Дисертаційна робота присвячена експериментальному дослідженню взаємодії електромагнітного поля з провідними пластинами. Воно визначається в першу чергу властивостями електронної підсистеми, підпорядкованої статистиці Фермі у нормальному стані досліджуваних матеріалів та статистиці Бозе у надпровідному стані. Недивлячись на кардинальну відміну властивостей електронів, що визначається типом статистики, реакція досліджуваних об'єктів на зовнішню електромагнітну дію збіжна - екранування внутрішнього об'єму матеріалу (скін-ефект, діаманітне екранування). Зміна зовнішніх умов може призвести до проникнення поля на відстані які порівнюються з розмірами зразків.

Об'єктами дослідження були пластини компенсованих металів та металооксидних керамічних матеріалів. Важливою фізичною властивістю досліджуваних об'єктів, яка впливає на їхню електродинаміку, являється різного вигляду межі (обмежуюча пластини поверхня, межі зерен у кераміці, двійникові межі в середині зерен та монокристалічних шарів у текстурованих матеріалах).

Монокристалічні пластини чистих металів при низьких температурах мають довжину вільного пробігу електронів ~ 1 нм, перебільшуючу їх товщину. Інакше кажучи, рух електронів поперек пластини обмежений її поверхнею. Це явилось стимулом до досліджень взаємодії електронів з межею, що визначає кінетику та електродинаміку металевих пластин.

Довгий час при розгляданні високочастотних властивостей металів розсіювання електронів на поверхні рахували дзеркальним, а межові ефекти, як правило, не роздивлялись. Згодом (Азбель, Песчанський, 1965; Азбель, Рахманов, 1968; та ін.) була передбачена важливість обліку при деяких умовах дифузності розсіювання при розгляданні кінетичних та електродинамічних властивостей обмежених об'єктів - пластин, розміщених у магнітному полі.

Так у компенсованих металах облік дифузності розсіювання може відігравати важливу роль у імпедансі в достатньо широкій області частот та магнітних полів (Азбель, Рахманов, 1968, 1969). Це пов'язано з тим, що електрони, розсіяні на поверхні, забезпечують в тонкому (порядку ларморівського радіуса r) шарі поблизу неї, провідність σ_{surf} , що має характерну частотно-польову залежність. Вона може

значно перебільшувати об'ємну $\sigma_{\text{в}}(1)$ (зв'язану з розсіюванням у об'ємі). Незабаром на олові вдалося спостерігати лінійну польову залежність похідної поглинання dR/dh , яка свідчить про проявлення поверхневої провідності (Гайдуков, Перов, 1971).

Більш того, облік дифузності розсіювання у кінетичному рівнянні при умовах, коли довжина вільного пробігу електронів перебільшує товщину пластини призвів до осциляцій високочастотної провідності від магнітного поля, подібним осциляціям статичної провідності Зондхеймера (1950).

Експерименти по очистці поверхні у високому вакуумі (Остроухов, Панченко, Харламов, 1976) переконано свідчили про переважно дифузний характер розсіювання електронів на поверхні монокристалів у звичних умовах.

Як було показано в 1976 г. у працях Жеребчевського, Канера, Набережних та незалежно Волошина, Медведева, Скобова, Фішера, Чернова дифузність розсіювання грає важливу роль у збудженні стоячих доплеронних хвиль.

Рішення задачі про імпеданс пластини компенсованого металу у магнітному полі, перпендикулярному поверхні (Жеребчевський, Набережних, 1978), дозволило встановити кількісні співвідношення між амплітудами осциляційних ефектів у пластині металу (доплерона ΔZ_d , ефекту Гантмахера-Канера ΔZ_{G-K} (1965), ефекту Зондхеймера ΔZ_s). Амплітуда цих ефектів залежить від характеристик шкінової хвилі. Тому для аналізу осциляційних явищ стали актуальними експериментальні дослідження плавних частин імпедансу ΔZ_{G-K} , які характеризують скін-ефект. У гранично сильному магнітному полі починають проявлятися ефекти квантування електронних орбіт. В результаті цього в імпедансі з'являється квантовий осцилюючий додаток Z_q . Його величина, як показали наші експерименти, у значній мірі чутлива до структури шкінового поля у пластині.

Практично важливою задачею для порозуміння фізичних причин обмеження струмонесучої здатності жорстких надпровідників другого роду є дослідження динамічного змішаного стану. Високочастотні властивості металооксидних матеріалів визначаються, у значній мірі, технологією їх приготування. Керамічна технологія приводить до гранулярної структури, у якій міжзеренні межі являються слабкими зв'язками, що визначають аномальність незворотних явищ у цих об'єктах. Текстурування цих матеріалів призводить до уникнення слабких зв'язків, що змінюють характер гістерезису. Але при цьому виникає шарувата структура об'ємних зразків, що мають систему подвійникових меж. Їх динаміка, як свідчать наші дослідження,

впливає на високочастотні та магнітні властивості матеріалу.

Метою роботи являється поглиблення розуміння класичних та квантових явищ, які відбуваються при проникненні електромагнітного поля у пластини досліджуваних об'єктів, експериментальне виявлення ролі поверхневої провідності у пластинах металів, виявлення особливостей проникнення електромагнітного поля, пов'язаних зі складною неоднорідно-провідною структурою гранулярних зразків, вияснення відповідності існуючої теорії даним експерименту, здобування фізичних параметрів матеріалів.

Такі дослідження являються важливими та актуальними не тільки з точки зору загальнофізичного інтересу – вивчення взаємодії електромагнітного випромінювання з речовиною, але і з практичною у зв'язку з розвитком праць по застосуванню текстурованих надпровідних матеріалів та чистих металів у криогенних електронних пристроях та приладах.

Для експериментального вивчення імпедансу звично використовується лінійна або колова поляризація збуджуючого поля. У наших працях додатково застасовувались симетричний та односторонній засіб збудження, котрі дозволили одержати принципово нову додаткову інформацію про явища у провідних пластинах. Для встановлення відповідності існуючої теорії даним експерименту важливою виявилась розроблена нами можливість проводити абсолютні вимірювання поглинання та розширення частотного діапазону (10^3 – 10^7 Гц) досліджень на нестандартному обладнанні. Нова методична можливість була реалізована на автодіні. Вона дозволила з точністю 0.05 К реєструвати температуру виникнення міжзеренних струмових станів гранульованих об'єктів ВТНІ.

Наукова новизна результатів, одержаних автором які виносяться на захист, полягає:

1. У високочастотних властивостях пластин компенсованих металів у магнітному полі експериментально виявлена переважаюча роль поверхневої провідності по відношенню до об'ємної.

2. Структура електромагнітного поля (симетрична, антисиметрична) у пластині металу визначає природу та величину квантових явищ у імпедансі. При симетричному збудженні амплітуда квантових ефектів у вольфрамі на два порядки більша, ніж при антисиметричному та перебільшує амплітуду класичних розмірних ефектів.

3. Сильне магнітне поле збільшує інтенсивність електрон-фононного розсіяння у кадмії.

4. Максимум поглинання ВЧ-поля в металооксидних пластинах та

плівках пов'язаний з розмірним ефектом. Експериментальні закономірності поведінки розмірного ефекту у рамках моделі термоактивованої течії магнітного потоку дозволили безконтактним засобом охарактеризувати пінінг магнітного потоку. Інтенсивність впливу амплітуди радіочастотного поля на розмірний максимум поглинання у плівці на три порядки перебільшує вплив рівного по величині статичного магнітного поля.

5. Незворотні явища у поглинанні електромагнітного поля (магнітний гістерезис, незворотність при впливі режимів охолодження у полі та без нього) гранульованими пластинами та плівками ВТНП являються "аномальними" та визначаються "аномальною" незворотною поведінкою критичного струму. Трансформація петлі гістерезису поглинання, яка спостерігається при зміні температури, пов'язана з розмірним ефектом. Детально підтверджена теоретична модель, яка пояснює незворотні властивості керамічних зразків впливом вихорів Абрикосова у гранулах на транспортний критичний струм. У текстурованих металооксидах гістерезис поглинання має "нормальний" характер.

6. У сильних полях текстуровані надпровідники володіють рядом незвичних для надпровідників другого роду властивостями. Їм присутня гігантська магнітострикція, зв'язана з пінінгом магнітного потоку, зворотний ефект "тренування", та нове явище – магніторозшарування.

Сукупність таких положень та висновків достатньо широко представляє науковий напрямок, що розвивається – експериментальне дослідження динамічних електронних властивостей та розмірних ефектів у пластинах компенсованих металів та металооксидних матеріалів.

Достовірність результатів визначається застосуванням сучасних експериментальних методів, можливістю природної фізичної інтерпретації основних результатів, доброю якісною, а у ряді випадків і кількісною згодою з теоретичними моделями.

Апробація праці. Матеріали дисертації доповідались та обговорювались на

– Міжнародних конференціях та семінарах:

– ICES-14/ICMC, Ukraine, Kiev, June 8-12, 1992,

– M²HTS IV, Grenoble (France) 1994,

– II International Symposium on HTS and Tunneling Phenomena, Slovanogorsk (Ukraine) 1994,

– Superconductivity. Physical aspects, Ukraine, Kharkiv, 1995

– International Workshop "Advances in High Magnetic Fields", ANMF'95, Japan, Tsukuba, February, 1995,

– Всесоюзних нарадах:

- по фізиці низьких температур (НТ-22, Москва, 1979; НТ-23, Харків 1980; НТ-25, Талін, 1984; НТ-28, Донецьк, 1990; НТ-29, Казань, 1992), НТ-30, Дубна (Россія) 1994.
- по високотемпературній сверхпроводимості (Київ, 1987; I-ВТСП, Харків, 1988; II-ВТСП, Київ, 1989; III-ВТСП, Харків, 1991);
- "Фізико-хімія ВТСП-матеріалів", Москва, 1988;
- VI-Всесоюзному симпозиумі: неоднородні електронні стани. Новосибірськ, 1991;
- Всесоюзних та республіканських нарадах у Красному Лімані:
 - по низькотемпературній фізиці металів I-IV, VI 1979, 1981, 1983, 1985, 1989, 1991 г.г.
 - "Сверхпроводники с высокими температурами сверхпроводящего перехода" I-III, 1988, 1989, 1991 р.р.
 - III та IV-наукові наради "Фізика магнітних явищ". Донецьк, 1993 та 1994 р.р.;

Викладений у дисертації матеріал являється складовою частиною результатів досліджень які проводяться у ДОНФТІ у відповідності з координаційними планами НЛП НАН України у напрямку "Фізика твердого тіла" та у рамках конкурсних проектів ДКНТ.

Публікації. Загальний список робіт по темі дисертації містить 55 публікацій. Основні публікації наведені наприкінці автореферату.

Структура та об'єм праці. Дисертація складається з вступу, семи глав, основних висновків та списку літератури який містить 251 найменування. Повний об'єм дисертації складає 287 стор. який включає машинописний текст, 48 малюнків.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ ДИСЕРТАЦІЇ

Вступ

Обґрунтована актуальність теми, її наукове та практичне значення, сформульована мета дисертаційної праці. Визначене місце виконаних у дисертації досліджень серед існуючих робіт. Наприкінці вступу сформульовані основні положення, які виносяться на захист, приведені формальні відомості відображені у цьому авторефераті.

Глава I. ІМПЕДАНС ПРОВІДНИХ ПЛАСТИН ТА РОЗМІРНІ ЕФЕКТИ

Ця глава являється вступною, тому тут розглянуті основні визначення та співвідношення, що описують взаємодію електромагнітного поля з провідними середовищами. визначається зв'язок між дисипацією енергії, вираженої через поверхневий

імпеданс, та магнітну сприйнятливість провідника [1-3]. Стисло аналізуються основні фізичні механізми дисипації електромагнітної енергії у надпровідниках другого роду, приведені оцінки поглинаючої потужності [4,5].

Проведено аналіз літератури по високочастотних властивостях об'єктів дослідження [6]. Для компенсованого металу у магнітному полі розглянута теоретична модель проходження радіохвиль через пластину при дифузному відбиванні носіїв, приведені основні вирази для плавної (скін-ефект) та осцилюючої (доплерон, ефект Гантмахера-Канера, ефект Зондхеймера) частин імпедансу, обмірковуються розмірні ефекти, які виникають, коли який-небудь параметр хвилі або траєкторії електрону зрівнюється з товщиною пластини (або кратний їй) [7-14]. Аналіз розподілів електромагнітного поля та виразів для імпедансу зроблено для трьох структур електромагнітного поля у пластині: симетричної, антисиметричної та односторонньої тобто для тих ситуацій, для яких виконані експериментальні дослідження та які у наступних главах використовуються для порівняння з експериментом.

Глава II. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Для реалізації поставленої мети було розроблено та виготовлено вимірвальне приладдя, яке дозволило збільшити точність вимірів, значно розширити область робочих частот та збільшити об'єм добутої інформації. Розділ присвячений методиці та техніці експерименту, характеристиці зразків. Експериментальну установку можливо умовно розподілити на дві частини: вимірвальну, основна функція якої становила у реєстрації імпедансу, та допоміжну, об'єднуючу систему забезпечення низьких температур, систему, створюючу магнітне поле та т.і.

У дисертації наведені блок-схеми вимірюючої та низькотемпературної частин установки та докладно описані їх елементи. Основу вимірюючої частини представляє автодинний детектор, у коливальному контурі якого розміщувався зразок. Зміна зворотного зв'язку була лінійно по'язана з втратами R у контурі, а зміна резонансної частоти визначала реактанс X . Використання модуляційної методики дозволило реєструвати похідні по магнітному полю від імпедансу. Для стабілізації чутливості приладу у широкому діапазоні добротностей коливального контуру використовувались дві системи зворотного зв'язку.

Основні можливості та параметри установки:

- діапазон амплітуд $H_{rf} = 0,05 - 1$ Е та частот $f = 1$ кГц - 20 МГц електромагнітного поля; у спецавтодині $H_{rf} = 1 - 50$ Е;
- симетричний, антисиметричний та односторонній засоби збудження та колова поляризація електромагнітного поля;
- статичне магнітне поле до 8 Т модулювалося на частоті 18 Гц з амплітудою до 150 Е;
- регульований діапазон температур $T = 2 - 300$ К із застосуванням антикріостату;
- обертання зразка у каналі соленоїда на 360° разом з катушкою у двох площинах для різних структур електромагнітного поля з точністю 1° ;

До установки виготовлена система калібровки втрат, що дозволяє проводити абсолютні вимірювання [15]. При вимірюваннях імпедансу вперше застосовувався симетричний по електричному полю засіб збудження, відпрацьована система екранування м'яких зразків для досліджень при односторонньому збудженні.

Важливою новою можливістю автодинного детектора, реалізованою за допомогою складного режиму коливань, явилась реакція пороговим чином на нелінійний відгук зразка. Вона дозволила з точністю 0,05 К визначати температуру виникнення межзеренних струмових станів у слабкоз'язаному зразку.

Глава III. СТРУКТУРА ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ ТА СКІН-ЕФЕКТ У ПЛАСТИНІ МЕТАЛУ

Послідовне врахування меж металу у електродинаміці та кінетиці [10,16] призвело до виявлення важливої ролі поверхневого струму у плавній та осцилюючій частинах імпедансу. У плавній частині суттєвий інтерес представляє виникнення нового типу скін-ефекту, відмінного від нормального та аномального: змінне електричне поле, з одного боку, та магнітне поле і струм, з другого, спадають на різних по порядку величини відстанях. Цей скін-ефект має місце у широкій області сталих магнітних полів (або частот), відповідної $\delta_a \ll r \ll \delta_n$ (δ_a та δ_n - глибини скін-шару при аномальному та нормальному скін-ефектах). Для нього характерна квадратична залежність поглинання від магнітного поля і, що більш важливе, це незалежність R від частоти. Переказаний у [8] тип скін-ефекту спостерігався нами у вольфрамі [15]. В осцилюючій частині імпедансу, як доведено теоретично, важливою особливістю присутності поверхневої провідності σ_{surf} являється залежність доплерону та ефекту Гантмахера-Канера від характеристик скінової хвилі, а також виникнення високочастотного

аналога ефекту Зондхеймера [10,12]. Тому нами була експериментально досліджена поведінка дійсної та уявної частин імпедансу від величини магнітного поля на різних частотах зовнішньої хвилі та при різних температурах при антисиметричному, симетричному та односторонньому засобах збудження. При інтерпретації результатів застосовані наступні аналітичні вирази для розподілів електромагнітного поля та імпедансу [15,16]:

$$E_a \sim E_0 \sin[k_{sk} (d/2-z)] \quad \Delta Z_a^{(0)} = - \frac{4\eta^2 \omega}{k_{sk} c^2} \frac{\lg(k_{sk} d/2)}{1 - \beta(1) k_{sk} d \operatorname{tg}(k_{sk} d/2)}$$

$$E_s \sim E_0 \cos[k_{sk} (d/2-z)] \quad \Delta Z_s^{(0)} = \frac{4\eta^2 \omega}{k_{sk} c^2} \frac{\operatorname{ctg}(k_{sk} d/2)}{1 + \beta(1) k_{sk} d \operatorname{ctg}(k_{sk} d/2)}$$

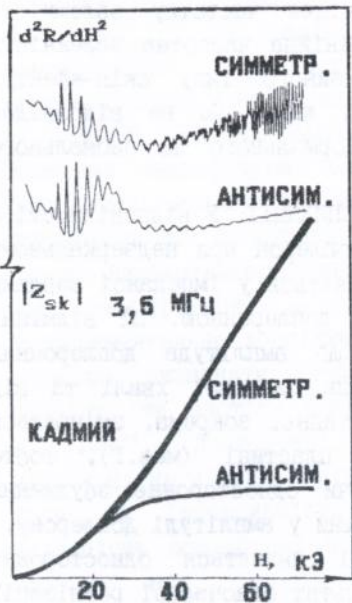
де k_{sk} - скинове хвильове число, $\beta(1) = (1-\rho)/\pi d$ - параметр теорії для поверхні Фермі "гофрирований циліндр". Експериментальні залежності для антисиметричного засобу добре описуються теорією [15]. З положення максимуму поглинання, зв'язаного з розмірним ефектом ($\delta_{sk} = d/2$), та незалежно з величини підгоночного параметру β одержані оцінки величини довжини вільного пробігу електронів. Для симетричного засобу спостерігається визначене розходження між експериментом та розрахунком, причини якого обмірковуються у цьому розділі.

Зростання ролі поверхневого струму у ВЧ-властивостях було досягнуто шляхом створення у приповерхневому шарі дефектної структури. Цей засіб використовувався раніше при дослідженні статичного скін-ефекту [18] та доплерону [19]. Наведені на мал. 1 залежності свідчать про те, що присутність деструктованої поверхні призводить до значного зростання ефективної площі розсіяння носіїв на дефектах та, відповідно, до зростання вкладу поверхневого струму

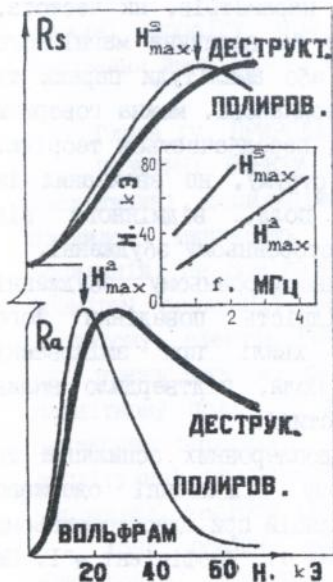
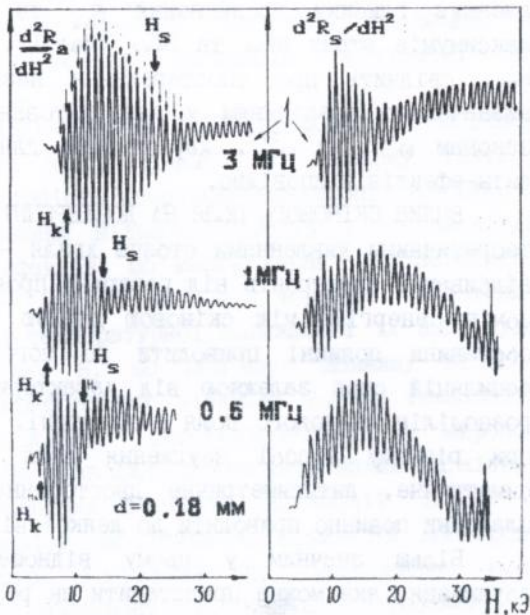
Мал.1. Залежність $R_s(H)$ при симетричному та $R_a(H)$ при антисиметричному збудженнях для зразків з електрополірованою та деструктованою поверхнею: вольфрам; $f=1,5$ МГц, $T=4,2$ К.

Мал.2. Осциляції $d^2 R_s(H)/dH^2$ для симетричного та $d^2 R_a(H)/dH^2$ для антисиметричного збуджень; вольфрам, $d=0,18$ мм, $n \parallel c_4$, $T=4,2$ К.

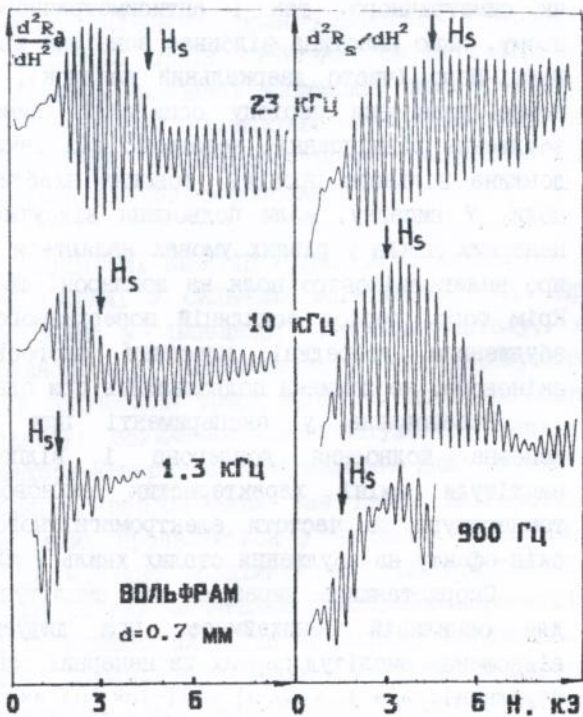
Мал.3. Квантові осциляції $d^2 R/dH^2(H)$ та $|Z_{sk}(H)|$; кадмій, $f=3,6$ МГц, $d=0,2$ мм, $T=4,2$ К.



3



1



11

2

у повний струм. Зростання ролі поверхневої провідності, у свою чергу зменшує глибину проникнення δ_{sk} та змінює частотну залежність максимумів втрат N_{max}^a та N_{max}^b (Мал.І). Лінійна частотна залежність N_{max} свідчить про спостереження незвичайного типу скін-ефекту, визначеного розсіянням у деструктованому шарі. Це не відповідає законам $\omega^{1/2}$ чи $\omega^{1/3}$, характерним для нормального чи аномального скін-ефектів відповідно.

ВПЛИВ СКИНОВОГО ПОЛЯ НА ДОПЛЕРОННІ ОСЦИЛЯЦІЇ. У відповідності з теоретичними уявленнями стояча хвиля – доплерон при недзеркальному відбиванні електронів від поверхні проявляється у імпедансі завдяки обміну енергією між скинвою хвилею та доплероною. Ці відмінні обставини повинні приводити до того, що амплітуда доплеронних осциляцій стає залежною від характеристик скинвої хвилі та від розподілів скинвого поля у пластині. Останнє, зокрема, змінюється при різному засобі збудження поля у пластині (мал.І), тобто симетричне, антисиметричне двостороннє чи одностороннє збудження пластини повинно приводити до деякої відмінності у амплітуді доплерону.

Більш значим у цьому відношенні являється одностороннє збудження, яке можна представити як результат одночасної реалізації як симетричного, так і антисиметричного засобів збудження. При цьому, якщо пластина відбиває зовнішню хвилю як звичайний резонатор Фабрі-Перо (чисто дзеркальний випадок), то повинно спостерігатись повне подвоєння періоду осциляцій (симетричне та антисиметричне збудження рівноправні) незалежно від таких параметрів, як частота, довжина вільного пробігу, товщина пластини та величина магнітного поля. У випадку, коли подвоєння відсутнє або амплітуди парних та непарних піків у різних умовах являються неоднакові, можна говорити про вплив скинвого поля на доплерон, що і передбачається теорією. Крім того, період осциляцій поверхневого струму, не зв'язаних із збудженням усередині пластини якогось поля, відмінного від скинвого, не повинен подвоюватись при односторонньому збудженні.

Встановлене у експерименті при односторонньому збудженні неповне подвоєння доплерона і відповідність поведінки його амплітуди зміні характеристик скинвої хвилі при змінюванні температури та частоти електромагнітного поля, підтвердило вплив скін-ефекту на збудження сталих хвиль у пластині.

Скориставшись виразами для амплітуд доплеронних осциляцій та для осциляцій Зондхеймера, при дифузному відбиванні одержано відношення амплітуд парних та непарних осциляцій при односторонньому збудженні: $A \approx 1 + (\alpha/\rho) \exp(-Imk_{sk} d) \exp(Imk_d d)$. Коефіцієнт $\alpha \sim I$. Це

співвідношення амплітуд разом з даними для скинового k_{sk} та доплеронного k_d хвильового чисел ($k_{sk} \sim (\omega/l)^{1/2} n^{-1}(1+i)$, $Im k_d \sim d/l$, $Re k_d \sim n$), дали якісну картину частотної, польової та температурної залежності подвоєння осциляцій імпедансу, яка спостерігалась у експерименті.

ВІЛИВ СИЛЬНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ЕЛЕКТРОН-ФОНОННЕ РОЗСІЯННЯ. Зниження температури знижує число фононів у твердому тілі. В результаті зменшується ймовірність розсіяння електронів на них. Це призводить до зростання довжини вільного пробігу l та амплітуди різних низькотемпературних ефектів, що мають характерну залежність від температури $A_d \sim \exp(-d/l(T))$ (d - товщина пластини). Експериментальне дослідження температурної залежності їх амплітуди, дозволяє визначати коефіцієнт β , що пов'язує довжину вільного пробігу (чи частоту електрон-фононних зіткнень ν) та температуру $l^{-1}(T) = \beta T^5$. Доплеронні осциляції спостерігаються у широкому діапазоні магнітних полів. Це дозволило встановити вплив магнітного поля на інтенсивність електрон-фононної взаємодії $\beta(H)$. Ця залежність побудована з аналізу амплітуди A_d осциляцій доплерону, охоплює всю область його існування по магнітному полю. Експериментальні дані по доплерону у кадмії оброблялись з урахуванням впливу на нього скинового поля. Значення β зростає лінійно від 0.8 до 1 у діапазоні полів 10-30 кЕ. Це свідчить про зростання інтенсивності електрон-фононної взаємодії при зростанні магнітного поля. Тобто: зростання кількості витків спіралі на довжині пробігу при зростанні магнітного поля призводить до зростання ймовірності електрон-фононного розсіяння.

Глава IV. ПРИРОДА ОСЦИЛЯЦІЙНИХ ЕФЕКТІВ У ІМПЕДАНСІ МЕТАЛІВ

РОЗМІРНІ ЕФЕКТИ У ВОЛЬФРАМІ У СИЛЬНОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ. При дослідженні осциляційних явищ у імпедансі пластини металу, як правило, виникають труднощі у інтерпретації спостережуваних осциляцій. Це пов'язано з існуванням трьох ефектів, що обумовлюють розмірні осциляції імпедансу: збудження слабкозатухаючої хвилі - доплерону, ефектів Гантмахера-Канера та Зондгеймера. Якщо перший з них призводить до осциляцій, період яких має деяку дисперсію у магнітному полі, то два інших проявляються у вигляді осциляцій з однаковим періодом, та їх можливо розділити на підставі аналізу амплітудної залежності при різних значеннях зовнішніх параметрів, наприклад, частоти хвилі f , товщини пластини d , способу збудження.

Хоча обидва ефекти обумовлені однією і тією ж групою електронів, фізична природа явищ має певні відмінності. Ефект

Зондгеймера, присутній тільки при недзеркальному розсіянні електронів поверхнями пластини, зв'язаний з рухом електронів від однієї поверхні до іншої у відносно однорідному електричному полі. У випадку, якщо електрони з екстремальним зміщенням за час руху зроблять повне число обертів, повний струм вздовж поля при відсутності розсіяння електронів всередині пластини рівний нулю. Якщо ж товщина пластини не кратна зміщенню електронів за циклотронний період, то повний струм не дорівнює нулю. Це призводить до виникнення неоднорідного струму вздовж пластини, а також до осциляцій повного струму, а, отже, і поверхневого імпедансу при зміні величини магнітного поля.

Іншу природу має ефект Гантмахера-Канера [20]. Суть його полягає у тому, що електрони з екстремальним зміщенням, для яких виконуються умови доплер-зсунутого циклотронного резонансу, у поверхні поглинають енергію дуже неоднорідного електричного поля та заносять це поле вглиб металу. Хоча таке поле не являє собою плоску хвилю, воно осцилює у просторі з періодом, рівному екстремальному зміщенню електронів, та при кратності останнього товщині пластини утворюється щось подібне до сталої хвилі. В результаті мають місце осциляції поглинання із зміною магнітного поля, і, як наслідок, розмірні осциляції поверхневого імпедансу. Період їх співпадає з періодом зондгеймеровських осциляцій, але амплітуда, як наслідок з природи ефекту, залежить від величини неоднорідного поля у поверхні, який зникає при частоті зовнішньої хвилі, яка знижується до нуля.

Зниження частоти електромагнітної хвилі призводить також до зниження величини інших розмірних осциляцій імпедансу, зв'язаних із збудженням у компенсованому металі власної слабкозатухаючої хвилі - доплерону. Тому експериментальне дослідження частотної залежності дозволяє розділити вклади різних ефектів та дати точну фізичну трактовку спостережуваних осциляцій. З цією метою і проведено дослідження поглинання у широкому частотному діапазоні від сотень герц до декількох мегагерц.

На мал.2 показана зміна характеру осциляційної залежності імпедансу пластини вольфраму при зниженні частоти зовнішньої хвилі з 3 МГц до 900Гц. У сильному магнітному полі період осциляцій сталий. У меншому магнітному полі, де починаються осциляції, їх період залежить від величини магнітного поля. На самій високій частоті $f=3$ МГц дисперсія періоду спостерігається у перших дванадцяти осциляціях. Із зниженням частоти залежність періоду осциляцій від магнітного поля поступово зникає, та на самій низкій частоті $f=900$ Гц період усіх осциляцій стає сталим. Проведені оцінки параметрів

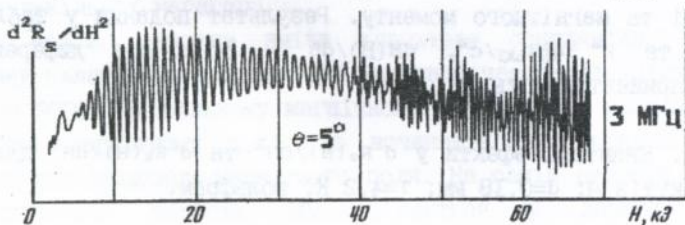
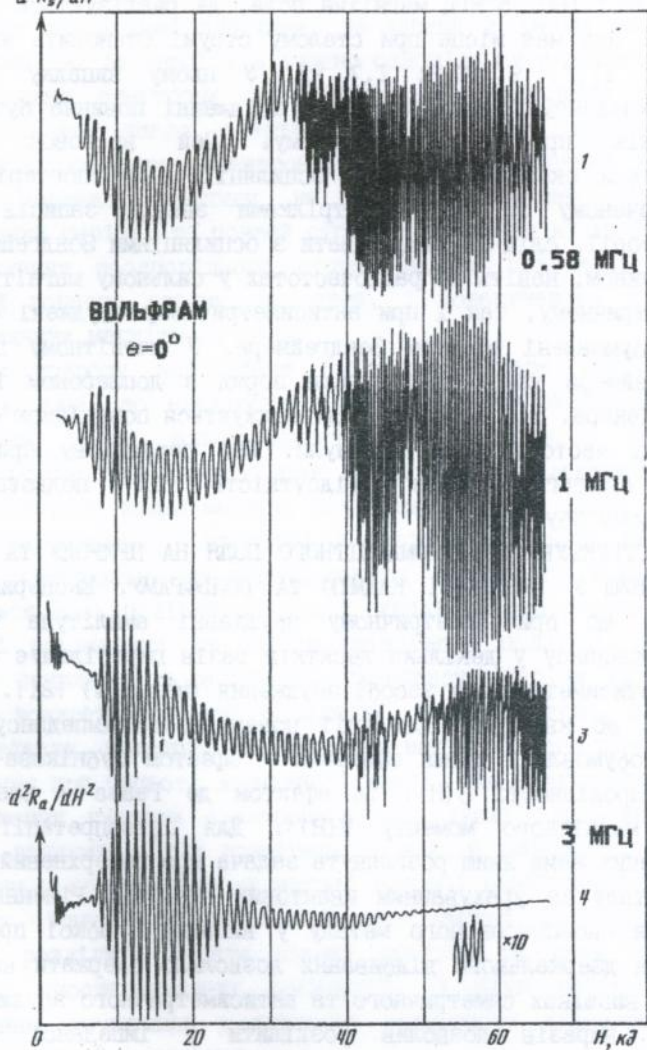
теорії показують, що для застосованих у експерименті частот $f=3; 1; 0,6$ МГц та $370; 160; 5$ КГц магнітне поле, де реалізується ситуація, подібна тій, яка має місце при сталому струмі становить відповідно $22,5; 14,2; 11,7; 9; 6,2; 1,7$ кЕ. У цьому випадку амплітуда осциляцій імпедансу при симетричному збудженні повинна бути значно більшою, ніж при антисиметричному. Цей висновок повністю підтверджується експериментально. Осциляції, які спостерігались у полі, зазначеному на Мал. 2 стрілками зверху записів, згідно висновкам теорії, слід ідентифікувати з осциляціями Зондгеймера.

Таким чином, навіть на радіочастотах у сильному магнітному полі як при симетричному, так і при антисиметричному збудженні осциляції імпедансу обумовлені ефектом Зондгеймера. У магнітному полі $n > n_c$ ефект Зондгеймера треба враховувати поряд з доплероном і ефектом Гантмахера-Канера. Цей висновок підтверджується поведінкою осциляцій при зниженні частоти хвилі до нуля. Про нехвильову природу цих осциляцій свідчить також відсутність їх подвоєння при односторонньому збудженні.

ВІЛИВ СТРУКТУРИ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ПРИРОДУ ТА ВЕЛИЧИНУ КВАНТОВИХ ЯВИЩ У ІМПЕДАНСІ КАДМІЮ ТА ВОЛЬФРАМУ. Експериментально встановлено, що при симетричному збудженні амплітуда квантових осциляцій імпедансу у декілька десятків разів перебільшує амплітуду таких при антисиметричному засобі збудження (мал.3,4) [21].

Відомо, що квантові осциляції поверхневого імпедансу металів мають бути обумовлені двома ефектами - ефектом Шубнікова-де Гааза (осциляції провідності $\sigma(H)$) та ефектом де Гааза - ван Альфена (осциляції магнітного моменту $M(H)$). Для інтерпретації природи спостережуваних нами явищ розглянута задача про поверхневий імпеданс пластини металу із урахуванням квантових ефектів. Рішення рівнянь Максвелла для скомпенсованого металу у випадку слабкої просторової дисперсії та дзеркального відбивання дозволило одержати вирази для імпедансу у випадках симетричного та антисиметричного збуджень [21]. Аналіз цих виразів дозволив розділити у імпедансі осциляції провідності та магнітного моменту. Результат поданий у таблиці, де $A=2\pi\omega d/c^2$ та $k_{nk}^2=4\pi i\omega\sigma/c^2$, $dM(H)/d\omega$ - осцилююча диференціальна магнітна сприйнятливість.

Мал.4. Квантові ефекти у $d^2R_s(H)/d\omega^2$ та $d^2R_m(H)/d\omega^2$ для різних частот та кутів θ : $d=0,18$ мм; $T=4,2$ К, вольфрам.

d^2R_a/dH^2 

Приближення по параметру $ k_{sk} d/2 < 1$		
	нульове	перше
R_s	$\left \frac{k_{0sk} d}{2} \right ^{-2}$	$\frac{1}{45} A \left \frac{k_{0sk} d}{2} \right ^{-2} (1+8\pi \sin^2 \theta \frac{dM}{dB})$
R_a	0	$\frac{1}{3} A \left \frac{k_{0sk} d}{2} \right ^{-2} (1+8\pi \sin^2 \theta \frac{dM}{dB})$
X_s	$-\frac{1}{3} A (1+4\pi \sin^2 \theta \frac{dM}{dB})$	$\frac{1}{945} A \left \frac{k_{0sk} d}{2} \right ^4 (1+12\pi \sin^2 \theta \frac{dM}{dB})$
X_a	$-A (1+4\pi \sin^2 \theta \frac{dM}{dB})$	$\frac{2}{15} A \left \frac{k_{0sk} d}{2} \right ^4 (1+12\pi \sin^2 \theta \frac{dM}{dB})$

З таблиці видно, що основний внесок у дійсну частину імпедансу при симетричному збудженні дають осциляції провідності, в той час як у уявній частині імпедансу для не дуже маленьких кутів θ , визначаючими являються осциляції магнітного моменту, які входять через диференціальну магнітну сприйнятливість dM/dB . Квантові осциляції $M(H)$ у X_a та X_s сильно (як $\sin^2 \theta$) залежать від кута між напрямками поширення хвилі та напрямком магнітного поля. Амплітуда осциляцій Шубнікова-де Гааза на відміну від де Гааза-ван Альфена, не повинна залежати від кута.

У експерименті відношення амплітуд осциляцій становить для кадмію $A_s/A_a \sim 60-80$ (мал. 3) та для вольфраму 100-110 (мал. 4) у полі $H \sim 50-60$ кЕ. Таке співвідношення амплітуд квантових осциляцій з'ясовано на підставі аналізу зміни скинових полів із зростанням магнітного поля. При антисиметричному збудженні із зростанням поля зникання високочастотного поля всередині металу призводить до зникаючої малої амплітуди квантових осциляцій. У симетричному випадку (майже однорідного розподілу) електронна система усього об'єму пластини ефективно взаємодіє з проникаючою хвилею. Природа квантових осциляцій кадмію та вольфраму ідентифікована у експерименті по поведінці їх амплітуди у нахиленому магнітному полі: за осциляції дійсної частини імпедансу вольфраму при симетричному збудженні хвилі відповідні квантові осциляції провідності (мал.4), у той час як осциляції уявної частини при антисиметричному засобі збудження зв'язані також з осциляціями магнітного моменту.

Глава V. ІМПЕДАНС КЕРАМІЧНИХ МЕТАЛОКСИДНИХ ПЛАСТИН

ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОНИКНЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ У СЛАБКОВ'ЯЗАНІ МЕТАЛОКСИДИ - ЗАСІБ ДОСЛІДЖЕННЯ КРИТИЧНОГО СТАНУ НА ПЛОЩИНІ МАГНІТНЕ ПОЛЕ - ТЕМПЕРАТУРА (Н-Т). Перші експерименти [22,23] по дослідженню ВТНП-кераміки показали, що поглинання κ (або сприйнятливість χ'') як функція температури (магнітного поля) має максимум (мал.5) (або два (мал.6)). Досвід дослідження проникнення поля в обмежені об'єкти дозволив припустити, що він зв'язаний з розмірним ефектом подібним ефекту Fisher-Kao [17] у нормальних металах (глибина проникнення порівнюється з півтовщиною зразка $\delta_j = d/2$). Експериментально вдалось підтвердити цей припуск (мал.7), змінюючи товщину зразка та частоту електромагнітного поля. Теоретично максимума поглинання як функції температури від пластини та гранул ($\delta_g = r$, мал.6) одержуються у приближенні критичного стану [24]. Частотні ефекти у поглинанні мають бути пояснені наявністю дисипативної складової струму, зв'язаної з крипом або течією потоку [25,26], в'язкістю вихоревих ґрат [27], або з нормальними електронами у двохрідинній моделі [27-29]. Разом з тим, традиційна модель критичного стану має обмеження зверху по частоті [30].

Розмірний ефект спостерігався нами і у плівці (мал.8), де виявлені сильні нелінійні властивості. Так вплив на максимум поглинання амплітуди радіочастотного поля H_{rf} на три порядки більший, ніж статичного поля рівної величини: $(\Delta T_{\max}^I / \Delta H_{rf}) / (\Delta T_{\max}^I / \Delta H) = 1000$. Ці та інші результати на плівці пояснені у моделі критичного стану для тонкоплівочної геометрії.

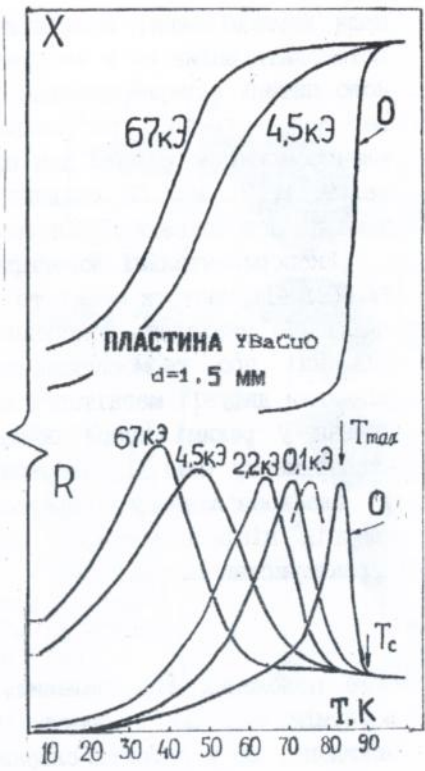
При використанні нової методичної можливості по реєстрації температури T_r межзеренної фазової когерентності на плівці (мал.9) та у пластині (мал.10), на фазовій Н-Т діаграмі збудована лінія фазової когерентності $T_r(H)$, встановлені межі області $\Delta T_r = T_r - T_{\max}^I$ - повного проникнення електромагнітного поля по межзеренному кластеру. Ці дослідження дозволили визначити нахил критичного магнітного поля у деякій області температур критичного стану межзеренного кластеру, визначити величину остаточної намагніченості та її залежності від

Мал. 5. Залежності κ та χ для різних значень статичного магнітного поля H : густина $3,7 \text{ г/см}^3$, $f=200 \text{ кГц}$.

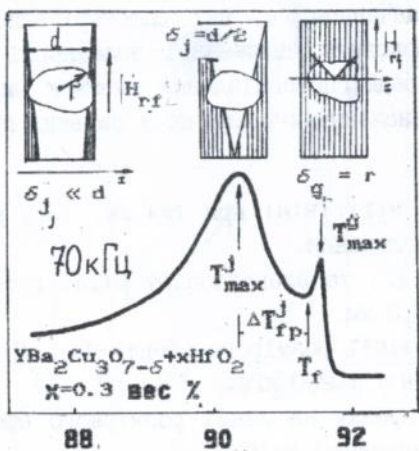
Мал. 6. Польова залежність κ та розподіл електромагнітного поля у зразку.

Мал. 7. Залежність κ для різних частот та товщин зразка.

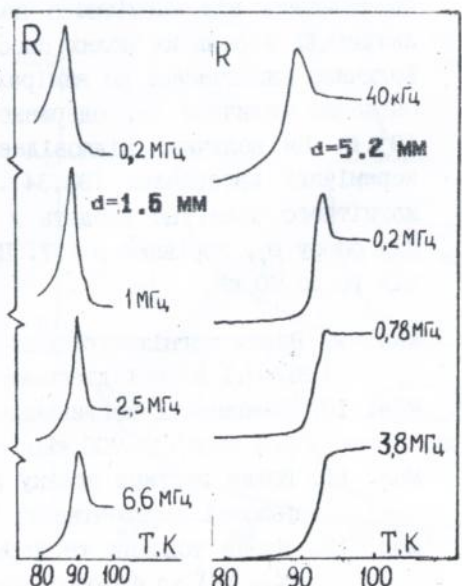
Мал. 8. Вплив статичного поля на розмірний ефект та незворотні явища у плівці: $f=18 \text{ МГц}$, $H_{rf} \approx 0,2 \text{ Б}$.



5



6



7

поля намагнічення, коефіцієнт захвату магнітного потоку, а також встановити вплив FC и ZFC режимів на лінію фазової когерентності. Це коло питань експериментально досліджено у I-2-3 пластинах M-Ba-Cu-O, де M=Y, Yb, Eu, Gd, та плівках γBaCuO . H-T-діаграма проникнення електромагнітного поля для пластини і плівки γBaCuO представлена на мал.9, II, I2. Мал. I2 свідчить, що лінію розмірного ефекту $T_{\text{max}}^{\downarrow}(H)$ неможна пов'язувати з лінією незворотності, як це часто робиться.

Експериментальні логарифмічні залежності ліній розмірного ефекту $T_{\text{max}}^{\downarrow}(H)$ від частоти $\omega=2\pi f$ та від величини сталого зовнішнього поля H (мал. II) знаходять пояснення у рамках однієї моделі, заснованої на уявленні про термоактивований крип потоку [26,27]. Виходячи з рівняння дифузії магнітного потоку у змінному полі, виразу для опору зразка у режимі крипа потоку $\rho_r \sim (V/kT) \exp(-U_p/kT)$ та даних експерименту (мал. II) одержані характеристики енергії пінінгу потоку у слабкозв'язаному середовищі γBaCuO ($U_p \sim U_0(1-T/T_c)^n (H_0/H)^m$ - енергія пінінгу потоку). Основний аналітичний вираз для аналізу характеристик пінінгу був

$$\frac{T_0 - T_{\text{max}}^{\downarrow}}{T_0} = \frac{kT_0^{\downarrow}}{U_0} \left\{ \nu \ln \left(\frac{H}{H_*} \right) - \ln \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right) \right\}.$$

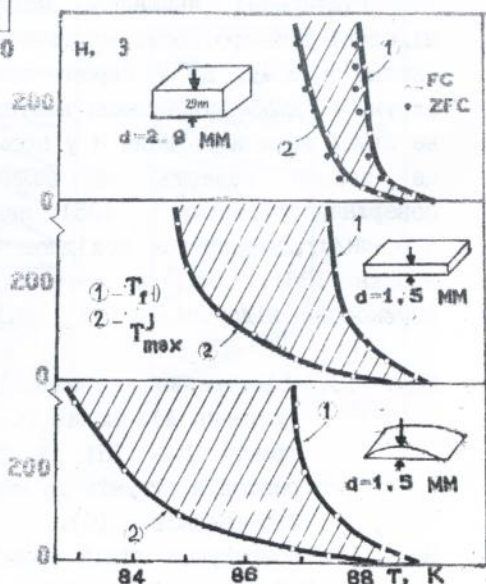
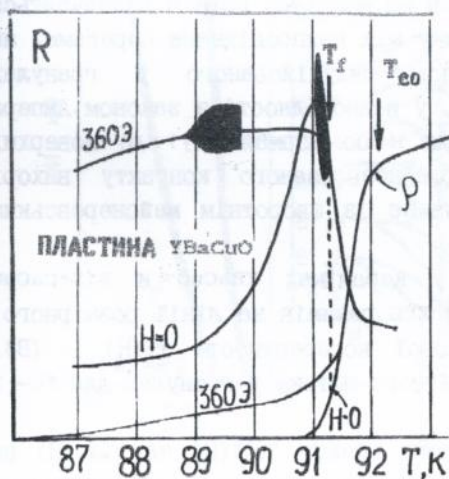
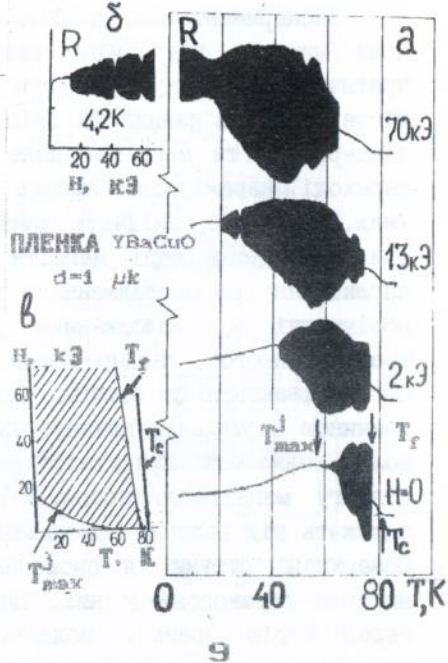
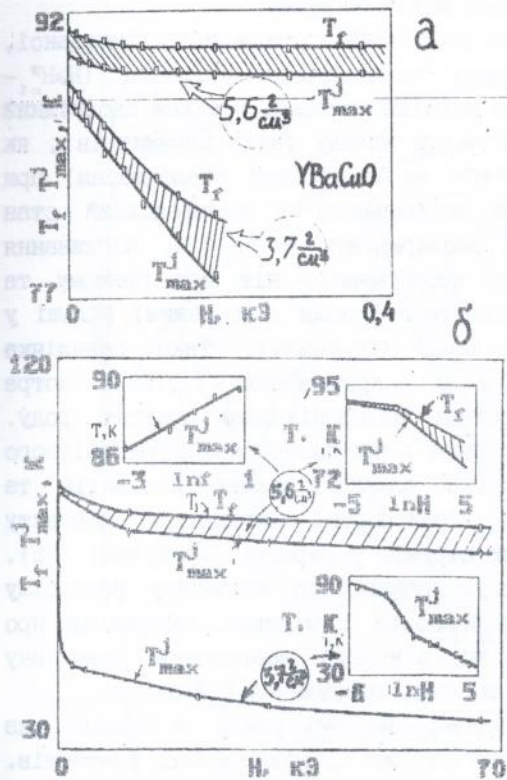
Отже положення $T_{\text{max}}^{\downarrow}$ залежить від поля H та частоти вимірювань ω логарифмічно, що і спостерігалось експериментально. В результаті виявлено, що у області слабких полів енергія пінінгу зменшується як $1/H$. У області сильних полів ($H > 10$ кЕ) виявилось, що енергія пінінгу не залежить від магнітного поля. Подібний ефект насичення енергії активації у сильних полях спостерігався також у роботі [32], де ця величина визначалась по вимірах електроопору $\rho(T)$ на сталому струмі. Значення величини U_0 , одержане нами із залежності $T_{\text{max}}^{\downarrow} \ln \omega$ складає 10^3 К. Ця величина відповідає значенням U_0 , які спостерігались у керамічних матеріалах [33,34]. Показник ступеневої залежності від магнітного поля, що входить у передекспоненціальний множник виразу для опору ρ_r , дорівнює $\nu=1,7$. Це значення характерне у сильних полях від 10 до 70 кЕ.

Мал. 9. Вплив магнітного поля на $R(T)$: $R(H)$ при $T=4,2$ К, $f=12$ МГц, $H_{T=0}=0,1$ Е; n-T діаграма поглинання.

Мал. 10. Залежності поглинання $R(T)$ та електроопору $\rho(T)$: густина $5,6$ г/см³, $f=700$ кГц, $d=1,3$ мм.

Мал. 11. Вплив густини зразку на лінії розмірного ефекту $T_{\text{max}}^{\downarrow}(H)$ та фазової когерентності $T_r(H)$: $f=250$ кГц.

Мал. 12. Вплив товщини та форми зразку на лінії розмірного ефекту $T_{\text{max}}^{\downarrow}(H)$ та фазової когерентності $T_r(H)$.



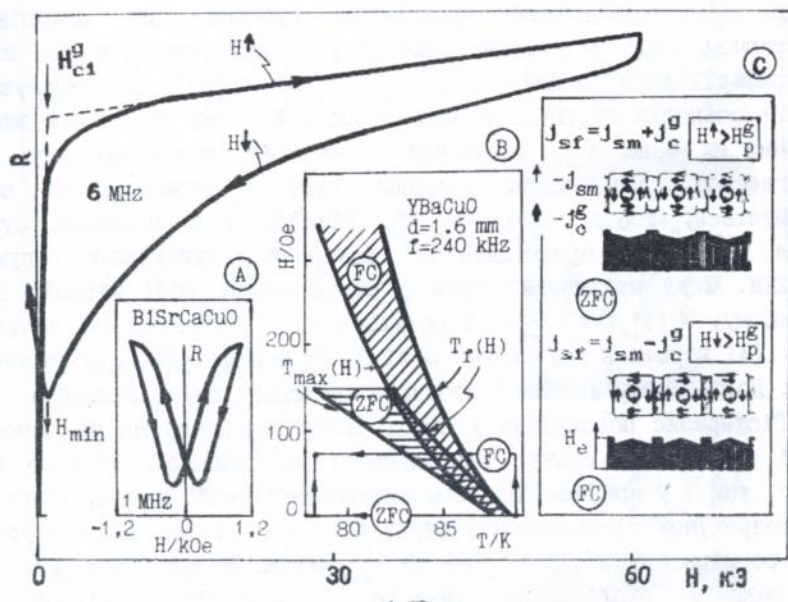
Глава VI. НЕЗВОРОТНІ ЯВИЩА У ПОГЛИНАННІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО
ПОЛЯ КЕРАМІЧНИМИ МЕТАЛОКСИДАМИ.

Експериментально досліджено магнітний гістерезис у імпедансі, який виникає при зміні напрямку сканування сильного ($H > H_{c1}^0$ - критичне поле гранул) статичного магнітного поля, а також своєрідний гістерезис, зв'язаний із зміною черги впливу таких параметрів, як температура та магнітне поле (FC- та ZFC-режими охолодження) при переході керамічного зразка з нормального у надпровідний стан (мал. I3, I4). Як свідчать данні експерименту (мал. I3), поглинання при зворотному ході магнітного поля менші, ніж при прямому та поглинання при охолодженні у відсутності поля (ZFC-режим) більші у порівнянні з охолодженням у полі (FC-режим). Така поведінка гранульованого надпровідника є протилежною тій, котра спостерігається у звичних жорстких надпровідниках другого роду. Причиною аномальних незворотних явищ у поглинанні електромагнітного поля являється присутність сітки слабкозв'язаних контактів та пінінгу магнітного потоку. Так транспортні властивості контакту залежать від величин поверхневих струмів у берегах (гранулах) [35]. Поверхневі струми, в свою чергу, чутливі до характеру розподілу вихорів Абрикосова у них. Цей розподіл і містить інформацію про передісторію зразка. Модель, що з'ясовує незворотну поведінку поглинання електромагнітного поля, запропонована А.І.Д'яченко.

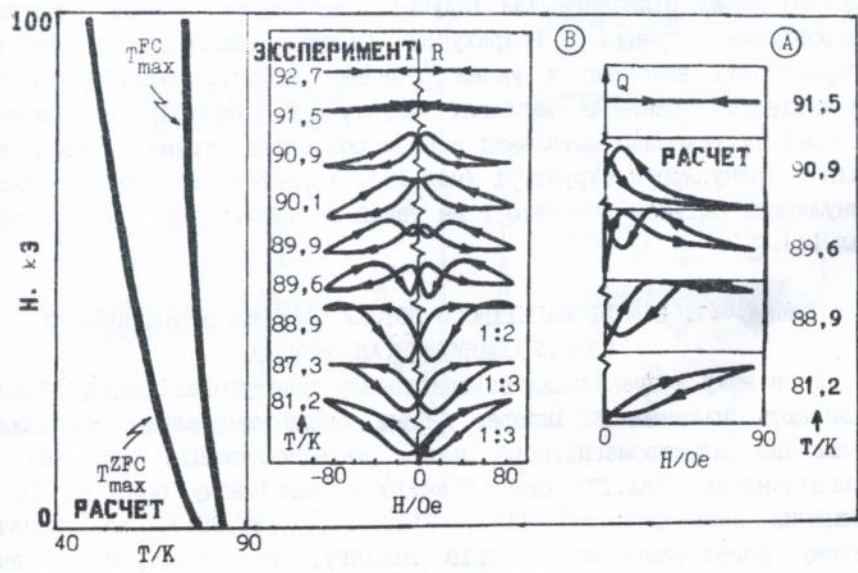
Гістерезисні явища у імпедансі металокерамік зв'язані на підставі незворотності критичного струму I_c міжзеренних контактів. Справа в тому, що у самому загальному випадку реакція критичного струму I_c джозефсоновських контактів на магнітне поле H визначається не самою величиною поля H у проміжку між надпровідними берегами, як це звично гадають, а величиною індукційованого у гранулах поверхневого струму j_{sr} [35], який, у відповідності з законом Ампера $j_{sr} = -dn/dy$, задається похідною поля H по нормалі (y) до поверхні зразка [36]. Якщо у берегах слабкозв'язаного контакту вихорі Абрикосова відсутні, то j_{sr} співпадає із зворотнім мейснеровським

Мал. I3. Гістерезис поглинання у кераміках $YBaCuO$ и $BiSrCaCuO$ (уставка А); вплив FC та ZFC режимів на лінії розмірного ефекту $T_{max}(H)$ та фазової когерентності $T_r(H)$ - (B); розподіл струмів та магнітного потоку у гранулах для FC- і ZFC-режимів - (C).

Мал. I4. Розрахунок ліній розмірного ефекту $T_{max}^f(H)$ та $T_{max}^g(H)$ на H-T-діаграмі для ZFC і FC режимів; розрахунок гістерезисних втрат $\nu(H)$ - (A) та експеримент - (B) при різних температурах.



13



14

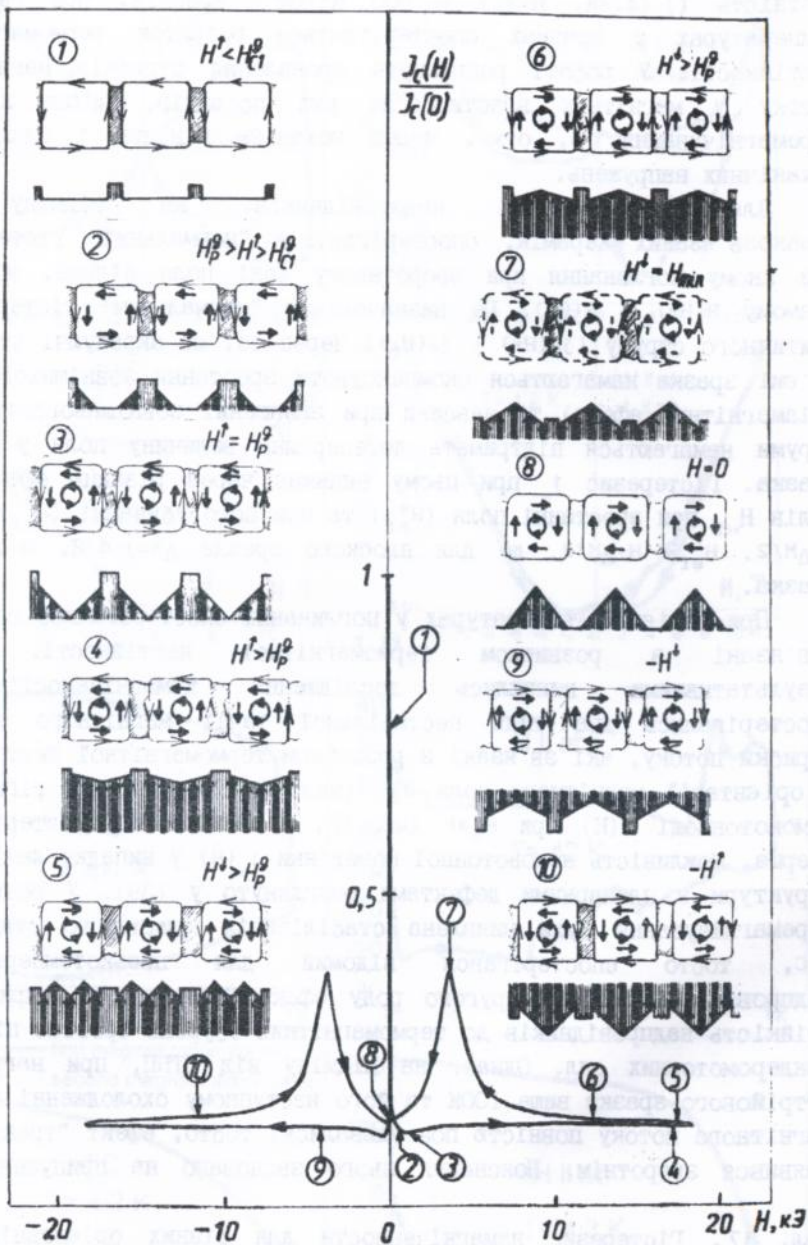
екрануючим струмом j_{sm} . Після того, як абрикосовські вихорі проникли у береги переходу, з'являється додатковий компонент поверхневого струму j_c^g , обумовлений градієнтом густини цих вихорів. У наростаючому полі H^+ густина вихорів у об'ємі гранул менша, ніж на їх периферії та j_c^g додається до j_{sm} , $j_{gr}(H^+) \cong j_{sm} + j_c^g$. У зменшуваному полі H^+ розподіл густини вихорів зворотній, тому j_c^g змінює знак, у той час як знак j_{sm} , зв'язаний з напрямом міжгранульного поля, зберігається. При цьому сумарна густина поверхневого струму зменшується, тобто $j_{gr}(H^+) = j_{sm} - j_c^g$. Різниця у поверхневих струмах гранул j_{gr}^+ та j_{gr}^- призводить до гістерезису критичного струму J_c кераміки. Тому критичний струм у наростаючому полі менший, ніж у убуючому, $J_c(j_{gr}^+) < J_c(j_{gr}^-)$. В результаті, у відповідності з тим, що $R^{-1} [14]$ втрати в убуючому полі $R(H^+)$ менші втрат у наростаючому $R(H^+)$. Подібні міркування з'ясовують аномальне співвідношення $J_c^{ZFC} < J_c^{FC}$. Гістерезис поглинання у праці інтерпретований як за допомогою моделі критичного стану, узагальненої на випадок сильного крипу потоку, так і у приближенні термоактивованої течії потоку (ТАГФ).

Розрахунок гістерезисних втрат $R(H)$ при різних температурах та ліній розмірного ефекту $T_{max}^{ZFC}(H)$ та $T_{max}^{FC}(H)$ на H - T -діаграмі для ZFC и FC- режимів охолодження (мал.14) демонструє відповідність експерименту. Розрахунок ліній розмірного ефекту виконаний на підставі умови рівноваги для індукції та магнітного поля H на межі надпровідних гранул. Розрахунок лінії межзеренної фазової когерентності виконано з умови рівняння енергії джозефсонівських контактів та енергії теплових флуктуацій. На підставі моделі гістерезису виконано детальний аналіз розподілу струму та магнітних полів у гранулярній структурі (мал.15). Характер незворотніх явищ у гранулярних плівках товщиною 1 мк такий же (мал.8) як і у пластинах (мал.14).

Глава VII. ПІНІНГ МАГНІТНОГО ПОТОКУ ТА НЕЗВОРОТНІ ЯВИЩА У ТЕКСТУРОВАНИХ МЕТАЛОКСИДАХ

У зв'язку з практичним використанням текстуровані надпровідники викликають підвищений інтерес. Нами експериментально досліджено поглинання електромагнітного поля, магнітострикція (мал.16) та намагніченість (мал.17) цих об'єктів у магнітному полі до 12 Т. Поєднання багатозфазності (123, 211, ..., 137, 381), що визначає систему багаточисельних центрів пінінгу, та текстури, значно

Мал. 15. Гістерезис критичного струму межзеренного контакту та розподіл струмів і магнітного потоку у гранулах.



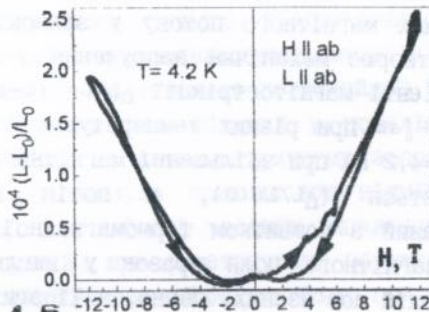
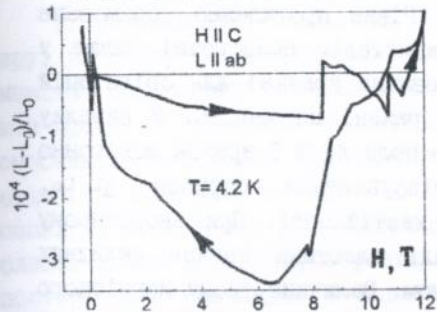
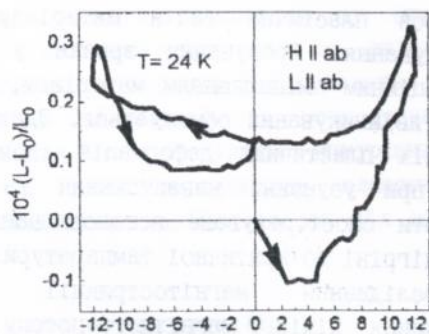
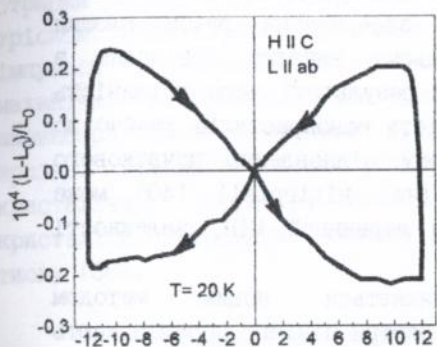
зменшуючої роль слабких зв'язків, забезпечує високу струмонесучу здатність ($j_c(4.2K, H=2T) \approx 800 \text{ кА/см}^2$) зразків. При гелієвих температурах у зразках спостерігається розвиток термомагнітної нестійкості. У роботі розглянуте проявлення стрибків магнітного потоку у магнітних властивостях цих об'єктів, вплив на них перемагнічування, а, отже, через механізм пінінгу і циклування механічних напружень.

Для текстурованих надпровідників, на відміну від слабкозв'язаних керамік, спостерігається "нормальний" гістерезис, при якому поглинання при зворотньому ході поля більше, ніж при прямому $R(H^\downarrow) > R(H^\uparrow)$. Це визначається "нормальним" гістерезисом критичного струму ($j_c(H^\downarrow) < j_c(H^\uparrow)$) через те, що екрануючі струми у об'ємі зразка намагаються скомпенсувати зростання зовнішнього поля (діамагнітний ефект) та навпаки при зменшенні зовнішнього поля ці струми намагаються підтримати дотеперішню величину поля у об'ємі зразка. Гістерезис j_c при цьому виникає через різницю ефективних полів H_{ef} при зростанні поля (H_{ef}^\uparrow) та при його убаванні (H_{ef}^\downarrow): $H_{ef}^\uparrow \approx H - \Delta M/2$, $H_{ef}^\downarrow \approx H + \Delta M/2$, де для плоского зразка $\Delta M = j_c d/2$, d - товщина зразка.

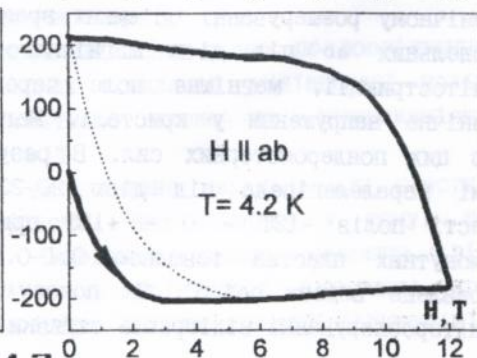
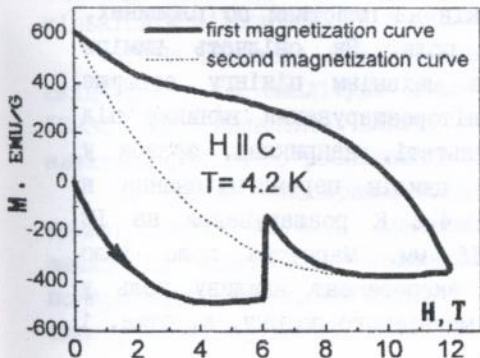
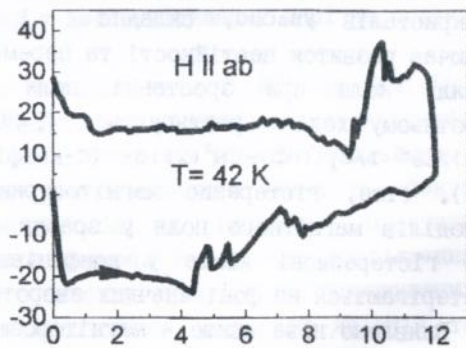
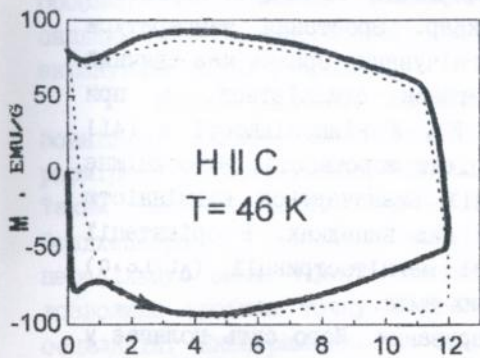
При гелієвих температурах у поглинанні спостерігались стрибки, пов'язані з розвитком термомагнітної нестійкості. Більш результативними виявились дослідження намагніченості, де спостерігались два типи нестабільної течії магнітного потоку: стрибки потоку, які зв'язані з розвитком термомагнітної нестійкості у орієнтації магнітного поля $n \parallel c$ (мал.17, $T=4,2 \text{ K}$) та гігантські немонотонності $M(H)$ при $n \parallel ab$ (мал.17, $T=42 \text{ K}$), що спостерігались вперше. Можливість немонотонної поведінки $j_c(H)$ у випадку ламінарної структури з планарними дефектами розглянуто у [39]. У результаті перемагнічування була виявлена стабілізація критичного стану при $n \parallel c$, тобто спостерігався відомий для низькотемпературних надпровідників (НТНП) другого роду ефект "тренування", при якому стійкість надпровідників до термомагнітних збурень зростає під дією пондеромоторних сил. Однак, на відміну від НТНП, при нагріванні іттрийового зразка вище 100K та його наступному охолодженні стрибки магнітного потоку повністю поновлювались, тобто, ефект "тренування" виявився зворотнім. Пояснення цього засновано на припущенні, що

Мал. 17. Гістерезис намагніченості для різних орієнтацій та температур.

Мал. 16. Криві магнітострікції для різних орієнтацій та температур.



16



17

причиною пускового стрибка температури для розвитку нестійкості, являється пластична течія матеріалу, забезпечена рухом площин двійникування. Тренування зразка у цьому випадку пов'язане з деформаційним зміцнюванням матеріалу, у результаті чого рухливість площин двійникування обмежується. Здатність монокристалів YBaCuO до зворотніх пластичних деформацій (повному відновленню початкового стану при усуненні навантаження та (чи) відігріві) [40] може з'ясувати спостережуване встановлювання первинної $M(H)$ залежності при відігріві до критичної температури.

Дослідження магнітострикції являється новим методом дослідження пінінгу магнітного потоку. Центри пінінгу перешкоджають входженню магнітного потоку у зразок. Рівна протилежно спрямована сила утворює механічне напруження у кристалі. Незворотні явища у коефіцієнті магнітострикції $\Delta L/L_0$ (L —довжина зразка) для орієнтацій $n \parallel c$ і $n \parallel ab$ при різних температурах зображені на мал.16. У випадку $n \parallel c$ ($T=4,2$ К) при збільшенні магнітного поля до 8 Т зразок монотонно стискується ($\Delta L/L_0 < 0$), а потім відбувається стрибок $\Delta L/L_0$, пов'язаний з розвитком термомагнітної нестійкості. При зворотньому ході магнітного поля зразок у вигляді пластини зазнає складних деформацій пов'язаних, певно, з її згином. Величина тиску магнітного поля, оцінена із значень виникаючих деформацій та модуля пружності монокристалів YBaCuO , складає ~ 1 кбар. Зростання температури виключає розвиток нестійкості та перемагнічування зразка має звичний вигляд, коли при зростанні поля зразок стискується, а при зворотньому ході — розтягується ($T=20$ К). У відповідності з [41] $\Delta L(H)/L_0 \sim 1/c \int (n_z^2 - n^2(x)) dx$ (c —коефіцієнт жорсткості, n_z —зовнішнє поле). отже, гістерезис магнітострикції визначається відмінністю розподілів магнітного поля у зразку у цих випадках. В орієнтації $n \parallel ab$ гістерезисні явища у коефіцієнті магнітострикції ($\Delta L/L_0 > 0$) спостерігаються на фоні значних зворотніх змін.

Виявлено нове явище — магніторозшарування. Його суть полягає у механічному розшаруванні об'ємних зразків на пластини по площинах, паралельних ab під дією магнітного поля. Як свідчать виміри магнітострикції, магнітне поле через механізм пінінгу створює механічне напруження у кристалі. Магніторозшарування виникає під дією цих пондеромоторних сил. В результаті, наприклад, зразок у формі паралелепіпеда під дією 20–23 циклів перемагнічування в області полів $-I_2T - 0 - +I_2T$ при 4.2 К розшарувався на 12 прямокутних пластин товщиною 0.1–0.15 мм. Магнітне поле було направлене вздовж осі c . Як показує експеримент важливу роль у магніторозшаруванні відіграють стрибки магнітного потоку, а, отже, 1

стрижки механічних напружень. Вони супроводжувались характерним тріском, який виразно чути при проведенні експериментів. Це (як і імпульси акустичної емісії [40]) свідчать про те, що складні механічні напруження, які виникають у зразку, призводять до лавинозразкового поширення тріщин у площині ab та розшарування зразка. Причиною магніторозшарування є перебудова внутрішньої кристалічної структури блоків, з яких складаються пластини-кристаліти. Перебудова визвана рухом площин двійникування під дією тиску [38].

Основні результати і висновки дисертації.

1. Встановлено вплив на скін-ефект тонкого деструктованого шару, на поверхні монокристалічних пластин компенсованих металів на імпеданс при різних засобах збудження, спостережено незвичайний тип скін-ефекту з лінійною частотною залежністю. Різниця у поведінці компонентів імпедансу при симетричному та антисиметричному засобах збудження електромагнітного поля пояснюється принциповою відмінною розподілу поля у цих двох випадках. Для дійсної частини імпедансу в області майже повної прозорості ($\delta \gg d/2$) при симетричному збудженні спостерігався максимум, і подані міркування відносно його причин. Особливості поведінки плавних частин імпедансу пов'язуються з сильним впливом поверхневого струму у деструктованому шарі на повний екрануючий струм у зразку.

2. Шляхом значного зниження частоти (від 3 МГц до 900 Гц) зовнішньої хвилі у експерименті здійснено безперервний перехід від розмірних радіочастотних ефектів до статичного ефекту Зондхеймера. Таким чином показано, що вклад радіочастотного аналога ефекта Зондхеймера у сильному магнітному полі у імпедансі пластини перебільшує вклад ефекта Гантмахера-Канера. Результати дослідження дозволили зробити точну фізичну трактовку природи спостережуваних осциляцій. Експериментальні дані знаходяться у добрій якійсь та кількісній відповідності з висновками теорії.

3. На підставі аналізу експериментальних даних по дослідженню скін-ефекту та амплітуди доплеронних осциляцій у діапазоні полів 10-30 кЕ виявлено вплив магнітного поля на інтенсивність електрон-фононного розсіяння у кадмії.

4. Вперше експериментально встановлена загальна для пластин компенсованих металів закономірність, яка полягає у тому, що амплітуда квантових осциляцій імпедансу сильно залежить від поляризацій електромагнітного поля у скін-шарах пластини: при симетричному збудженні поля вона майже на два порядки більша, ніж

при антисиметричному. Аналіз скін-ефекту у цих об'єктах при порівнянні із даними експерименту по дослідженню кутових залежностей їх амплітуди дозволив встановити, що основний вклад у квантові осциляції дійсної частини імпедансу пластин металів на радіочастотах при симетричному збудженні, дає ефект Шубникова-де Гааза. В уявній частині імпедансу осциляції при антисиметричному збудженні пов'язані з ефектом де Гааза-ван Альфена. Таким чином, використання різних засобів збудження хвилі у тонких ($d/2 \leq \delta$) пластинах дозволило розділити у імпедансі квантові ефекти різної природи, які щільно пов'язані рівняннями Максвелла.

5. Запропоновано нову методичну можливість дослідження критичного стану слабкозв'язаних гранульованих надпровідників. Вона дозволила з відносною точністю 0.05 К реєструвати температуру межзеренної фазової когерентності, встановити на фазовій Н-Т-діаграмі межі області повного проникнення електромагнітного поля по межзеренному кластеру; визначити схил критичного магнітного поля у деякій області температур критичного стану межзеренного кластера, встановити величину залишкової намагніченості та її залежність від поля намагнічування, коефіцієнт захвату магнітного потоку; встановити вплив FC та ZFC режимів на лінію фазової когерентності.

6. В області радіочастот безконтактним засобом досліджено динаміку магнітного потоку в гранулярних пластинах ВТНІ. Спостережувані у експерименті логарифмічні залежності температури розмірного максимуму поглинання від частоти та магнітного поля пояснені у рамках моделі, створеної на уявленні про крип магнітного потоку. Одержане вперше з радіочастотного експерименту значення енергії активації складає 10^3 К. З порівняння результатів експерименту та теорії встановлено, що у області слабких ($H < 200$ Е) полів енергія пінінгу убиває як H^{-1} , а у області сильних ($H > 10$ кЕ) — не залежить від магнітного поля. Для опору зразків у режимі крипу ($\rho_f \sim H^2$) одержано показник ступеня польової залежності $\nu = 1,7$ що дозволяє на основі проаналізованої моделі охарактеризувати процес термоактивованої дифузії.

7. Експериментально досліджено незворотні явища у поглинанні електромагнітного поля в керамічних системах ВТНІ, які пов'язані з впливом магнітної передісторії зразків. Це аномальний магнітний гістерезис імпедансу, що спостерігається у сильному магнітному полі вперше, та гістерезис властивостей, що виникає при FC і ZFC — режимах охолодження. Аномальний гістерезис систематично досліджений в умовах, коли глибина проникнення електромагнітного поля $\delta_j(H, T, \omega)$ у межзеренний кластер менша товщини d зразка $\delta_j(H, T, \omega) \ll d/2$ та в

області прозорості $\delta_j(n, T, \omega) \gg d/2$. В області розмірного ефекту спостерігалась трансформація форми гістерезисної кривої. Встановлено вплив режимів охолодження на температуру міжзеренної фазової когерентності та екранувальні властивості зразка. Пояснення усіх цих явищ основане на врахуванні впливу проникнення абрикосовських вихорів у гранули на величину критичного струму надпровідників. Розраховані криві гістерезисного поглинання, побудовані на основі моделей критичного стану, узагальнені на випадок сильного крипу та термоактивованої течії потоку, знаходяться у добрій якійсній відповідності до результатів вимірювань.

9. Вперше в умовах експерименту, коли радіочастотне поле лежить у площині плівки ВТНП, досліджені нелінійні властивості та гістерезисні явища у радіочастотному імпедансі. Виявлено надзвичайно високий вплив амплітуди змінного поля на максимум поглинання, якщо зрівнювати із статичним полем (відміна складає три порядки). Відміна у впливі цих полів на імпеданс плівки пояснюється у моделі критичного стану для тонкоплівкової геометрії. Побудована n - T діаграма області повного проникнення електромагнітного поля. З польової залежності поглинання одержано значення першого критичного магнітного поля n_{c1}^H для полікристалів плівки; з аналізу поведінки характерних температур T_{max} (температури максимуму) та T_c (міжкристалітної фазової когерентності) знайдені значення залишкової намагніченості, коефіцієнту захвату магнітного потоку.

10. У текстурованих $YBaCuO$ -надпровідниках встановлено "нормальний" характер гістерезису поглинання електромагнітного поля. В області розмірного ефекту, як і для слабкоз'язаних надпровідників, спостерігається трансформація гістерезисної кривої. У сильних полях текстуровані надпровідники володіють рядом надзвичайних для надпровідників другого роду властивостями. Їм присутні гігантська магнітострикція, зв'язана з пінінгом магнітного потоку, зворотний ефект "тренування", та нове явище - магніторозшарування. Його суть полягає у механічному розшаруванні об'ємних зразків на пластини по площинах, паралельних площині ab під дією магнітного поля через механізм пінінгу. Причиною магніторозшарування служить перебудова внутрішньої структури блоків, з яких складаються пластини-кристаліти. Перебудова викликана рухом площин двійникування.

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред.- М.: Наука, 1982.- 620 с.
2. Менделеев Ф.Ф., Спицын А.И. Поверхностный импеданс сверхпроводников.- К.: Наукова Думка, 1985.- 240 с.
3. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников.- М.: Наука, 1982.- 238 с.
4. Гуревич В.В., Минц Р.Г., Рахманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников.- М.: Наука, 1987.
5. Кемпбелл А., Иветс Дж. Критические токи в сверхпроводниках.- М.: Мир, 1975.- 332 с.
6. Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Каганов М.И. Электронная теория металлов.- М.: Наука, 1971, Приложение I, с. 370.
7. Фишер Л.М., Лаврова В.В., Юдин В.А., Константинов О.В., Скобов В.Г. Доплероны в кадмии.// ЖЭТФ.- 1971.- 60.- С. 759-774.
8. Остроухов Ю.С., Панченко О.А., Харламов А.А. Доплероны и эффект Гантмахера-Канера в пластинах вольфрама с атомно-чистой поверхностью.// ЖЭТФ.- 1976.- 70, в. 5.- С. 1838-1850.
9. Азбель М.Я., Рахманов С.Я. Новый тип скин-эффекта в магнитном поле.// ЖЭТФ, 1969, 57, вып. I, с. 295-306.
10. Азбель М.Я., Рахманов С.Я. Высокочастотная электропроводность тонкой металлической пластины в сильном магнитном поле.// ФТТ.- 1969.- 11, в. II.- С.3183-3194.
11. Жеребчевский Д.Э., Набережных В.П. Осцилляции поверхностного импеданса металлической пластины в перпендикулярном магнитном поле.// ФНТ.-1978.-4, №4.- С.467-480.
12. Кириченко О.В. Поверхностный импеданс тонких пластин при двустороннем возбуждении электромагнитного поля.// ФНТ.- 1983.- 9, №4.- С. 385-391.
13. Волошин И.Ф., Медведев С.В., Скобов В.Г., Фишер Л.М., Чернов А.С. Влияние характера отражения электронов на проникновение электромагнитного поля через металлическую пластину.// ЖЭТФ.- 1976.- 71, в.4(10).- С. 1555-1563.
14. Жеребчевский Д.Э., Набережных В.П., Чабаненко В.В. Осцилляционные эффекты в импедансе металлической пластины при одностороннем возбуждении. // ФНТ.- 1979.- 5, №9.- С.1035-1049.
15. Жеребчевский Д.Э., Набережных В.П., Чабаненко В.В. Поверхностный импеданс пластины вольфрама и кадмия в сильном магнитном поле на радиочастотах. // ФНТ.- 1980.- 6, №4.- С.882-889.
16. Жеребчевский Д.Э., Набережных В.П., Чабаненко В.В. Скин-эффект в пластине металла при симметричном возбуждении

радиочастотного поля. // ФНТ.- 1981.- №2.- С.164-168.

17. Fisher H., Kao Y.H. Direct determination of skin depth by a radio-frequency size effect. Sol. St. Comm.-1969. V.7. P. 275-277.

18. Зайцев Г.А. Степанова С.В. Хоткевич В.И. магнетосопротивление и статический скин-эффект в монокристаллах кадмия.// Письма в ЖЭТФ.-1965. С. 760-761.

19. Tsybmal L.T., Cherkasov F.N. RF impedance of tungsten at different sample surface states.// J.de Phys.- 1978.-V.39, N8.- P. C6-1140-C6-1141.

20. Гантмахер В.Ф., Канер Э.А. Радиочастотный размерный эффект в магнитном поле перпендикулярном поверхности металла.// ЖЭТФ.- 1965.- Т.48, в.6.- С. 1572-1582.

21. Жеребчевский Д.Э., Набережных В.П., Чабаненко В.В. Квантовые осцилляции в радиочастотном импедансе пластин кадмия.// ЖЭТФ.- 1981.- В.5(II).- С.1947-1952.

22. Goldfarb R.B., Clark A.F., Braginski A.I. and Panson A.J. Cryogenics.// 1987.-V.27.-P.475.

23. Жеребчевский Д.Э., Чабаненко В.В., Моисеева Т.Н. Поверхностный импеданс сверхпроводящей металлокерамики.- В кн.: Проблемы сверхпроводимости.- Киев, 1988.- С. 32-33.

24. Clem J.R. Granular and superconducting-glass properties of the high-temperature superconductors.// Physica C.- 1988.- V.153-155 - P.50-55.

25. Dew-Hughes D. Model for flux creep in high T_c superconductors.// Cryogenics.- 1988.- V.28, N 10.- P.674-677.

26. Palstra T.T.M., Batlogg B., van Dover R.V., Schneemeyer L.F., Waszczak J.V.// Phys. Rev.-1990.-41.-P.6621.

27. Hein R.V. Phys. Rev.-1986.-V.33.-P.7539.

28. F.Gomori, S.Takacz and P.Lobotka. Flux penetration into high T superconductors in AC magnetic fields.// Studies of high-temperature superconductors (Ed. A.B.Narlikar), Nova Science Publishers, N.Y.- 1992.- 6.- P. 315-367.

29. E.H.Brandt. Flux line lattice in high- T_c superconductors anisotropy, elasticity, fluctuation, thermal depinning, AC penetration and susceptibility.// Physica C.- 1992.- V.195.- P. 1-27.

30. Fisher L.M., Il'in N.V., Voloshin I.F., N.M. Makarov, Yampol'skii V.A., Rodriguez P.F., Snyder R.L. On the applicability of the critical state model to the description of electromagnetic properties of high- T_c superconductors.// Physica C.- 1993.- V.206.- P.195-201.

31. Artemov A.N., Drobot'ko V.F., Emel'yanenkov D.G., Grischin

A.M. Field and frequency dependences of the susceptibility of granular YBCO films as a result of pinning and thermally assisted flux flow. // Phys.Lett.- 1991.- V.157, N1.- P.85-89.

32. Muto Y., Kobayashi N., Watanabe K. Macroscopic nature of transport properties in high- T_c superconductors. // Physica B.- 1990.- 164.- P.139-143. Lessure H.S., Simizu S., Sankar S.G. Magnetic relaxation and critical current density limited by flux creep in BiPbSrCaCuO ($T_c=115$ K) and YBaCuO ($T_c=92$ K) // Phys.Rev.B.- 1989.- V.40, N7.-P.5165-5168.

34. Kobayashi N., Iwasaki H., Kawabe H. Resistive transition in YBaCuO and Bi(Sr,Ca)CuO CVD-films under high magnetic field. // Physica C.- 1989.- V.159.- P.295-300.

35. Svistunov V.M., D'yachenko A.I., Tarenkov V.Yu. // The nature of transport critical current hysteresis in HTSC: magnetic fields and high pressures // Physica C.- 1991.- V.185/189, part IV.- P. 2419-2430.

36. И.О. Кулик, И.К. Янсон. Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах. Наука, Москва (1970).

37. В.В.Климов, Е.М.Ройзенблат, С.И.Ермолина, А.А.Косогов, Н.Г.Кисель, В.Ю.Таренков, В.В.Пермяков. // Получение керамических изделий YBaCuO с высокой плотностью критического тока. -СФХТ.- 1992.- Т.5.- С. 757-761.

38. P.Diko, N.Pelerin, P.Odier. Microstructure analysis of melt-textured YBaCuO ceramics by polarized light microscopy. // Physica C.-1995.- V.247.- P 169-182.

39. A.L.Kasatkin, V.M.Pan, V.G.Prokhorov. Influence of planar defects on magnetic and transport properties of HTS. // Cryogenics, 1992, V 32, ICMC/ICES, supplement, p.354.

40. В.С. Бойко, А.М. Косевич, Ю.А. Косевич. Влияние обратной пластичности сверхпроводников на их физические свойства. // ФНТ.-1993.- Т.17.- С. 3-32.

41. H.Ikuta, N.Hirota, Y.Nakayama, K.Kishio, K.Kitazawa. Giant magnetostriction in BiSrCaCuO single crystal in the superconducting state and its mechanism. // Phys. Rev. Lett.-1993.- 70.- P. 2166-2169.

Основні результати роботи викладені в таких публікаціях:

І. Жеребчевский Д.Э., Набережных В.П., Чабаненко В.В. О природе квантовых осцилляций радиочастотного импеданса вольфрама. // ЖЭТФ.- 1983.- Т.85, в.3(9).- С. 980-984.

2. Жеребчевский Д.Э., Набережных В.П., Чабаненко В.В. Частотная зависимость осцилляций импеданса пластин вольфрама в перпендикулярном поверхностном магнитном поле. // ФНТ.- 1985.- Т.11.- С. 592-602.

3. Жеребчевский Д.Э., Набережных В.П., Чабаненко В.В. Особенности скин-эффекта в пластине вольфрама с шероховатой поверхностью в сильном магнитном поле. // ФНТ.- 1987.- Т.13, №4.- С. 434-437.

4. Жеребчевский Д.Э., Чабаненко В.В., Моисеева Т.Н. Поверхностный импеданс сверхпроводящей металлокерамики. // В кн.: Проблемы сверхпроводимости.- Киев, 1988.- С. 32-33.

5. Жеребчевский Д.Э., Моисеева Т.Н., Сухаревский Б.Я., Хохлова С.И., Чабаненко В.В. Форма линии поверхностного импеданса при сверхпроводящем переходе в металлокерамике на основе иттрия. // ФНТ.- 1989.- Т.15, №1.- С.106.

6. Еременко В.В., Жеребчевский Д.Э., Моисеева Т.Н., Чабаненко В.В. Поглощение электромагнитных волн в ВТСП металлооксидах на основе иттрия и лантаноидов. // ФНТ.- 1989.- 15, №3.- С. 694-707.

7. Варухин В.Н., Чабаненко В.В. Высокочастотные свойства сверхпроводящего металлооксида. // СФХТ.- 1990.- 3, №5.- С.845-850.

8. Жеребчевский Д.Э., Моисеева Т.Н., Чабаненко В.В. Поглощение электромагнитного поля в тонкой пленке высокотемпературного сверхпроводника. // ФНТ.- Т.17.- С.1376-1377.

9. Чабаненко В.В. Высокочастотные потери и межзеренные связи в высокотемпературных сверхпроводниках. // СФХТ.- 1991.- т.4, №9.- С. 1821-1834.

10. Чабаненко В.В., Дьяченко А.И. Определение потенциала пиннинга магнитного потока по радиочастотному поглощению в металлокерамиках ВТСП. // ФНТ.- 1991.- Т.17, № 10.- С. 1385-1388.

11. Дьяченко А.И., Чабаненко В.В. Гистерезисные явления в радиочастотном импедансе ВТСП. // СФХТ.- 1992.- Т.5, №5.- С.660-666.

12. Набережных В.П., Чабаненко В.В. Температурная зависимость амплитуды размерных эффектов и электрон-фононное взаимодействие в кадмии в магнитном поле. // ФНТ.- 1992.- Т.18, №7.- С.1-6.

13. Дьяченко А.И., Чабаненко В.В. Необратимые явления в поглощении электромагнитного поля в пластинах ВТСП. // ФНТ.- 1992.- Т.18, №3.- С.826-837.

14. Chabanenko V.V., D'yachenko A.I. Irreversible phenomena in electromagnetic field absorption in HTSC plates. // Cryogenics.- 1992, v 32. P.319-322.

15. Дьяченко А.И., Чабаненко В.В. Влияние режимов охлаждения

(FC, ZFC) на критток гранулярных ВТСП. // СФХТ. 1993.- Т6, №2.- С.252-262.

16. Дьяченко А.И., Чабаненко В.В. Залуцкий М.В., Е.М.Ройзенблат. О гистерезисе поглощения в пластине из текстурированной $YBaCuO$ керамики. // ФНТ. 1994.- Т.20, №2.- С.167-169.

17. Дьяченко А.И., Чабаненко В.В. Нелинейный необратимый радиочастотный импеданс гранулярных пленок $YBaCuO$. // ФНТ. 1994.- Т.20, №3- С.236-242.

18. Чабаненко В.В., Пехота С., Шимчак Г., Крынецкий И.Б. Неустойчивости магнитного потока в текстурированных образцах $YBaCuO$. // ФНТ. 1994.- Т.20, №11.- С. 1182-1185.

19. Chabanenko V.V., Piechota S., Szymczak H., Reusenblat E.M., Ermolina S.I. and Kisel N.G. The Anisotropy of the Flux Instabilities in MTG $YBaCuO$ in the Strong Magnetic Fields. // Physica C.- 1994.- V. 235-240.- P. 2074-2075.

20. С.Пехота, А.Набыялек, А.Глубоков, В.И.Маркович, Чабаненко В.В. магнитные и сверхпроводящие свойства $DyBaSrCuO$ В ПОЛЯХ ДО 12 Т. // ФТТ, 1994.- Т.37, №11.- С. 3252-3261.

21. Chabanenko V.V., D'yachenko A.I., Nabialek A., Piechota S., Szymczak H. and Zalutsky M.V. Irreversible Phenomena in RF Electromagnetic Field Absorption in MTG $YBaCuO$ Plates. // Physica C.-1994.- V. 235-240.- P.2861-2862.

22. V.V.Chabanenko, S.Piechota, H.Szymczak. Flux instabilities in textured $YBaCuO$ in the strong magnetic fields and stabilization critical state. // Physica B.- 1996.- V. 216.- P. 285-288.

23. V.V.Chabanenko, I.B.Krynetskii, S.Piechota, H.Szymczak. Giant magnetostriction in textured $YBaCuO$. // Physica B.- 1996.- V. 216.- P.289-290.

24. Жеребчевский Д.Э., Набережных В.П., Чабаненко В.В. Размерные осцилляции в вольфраме и скин-эффект в слабом магнитном поле. // В кн. Тез. докл. XXIII Всесоюзн. совещ. по физике низких температур.- Таллинн, 1984.- С. 124-125.

25. Жеребчевский Д.Э., Моисеева Т.Н., Чабаненко В.В. Соболев. В.Л., Коток Л.А. Влияние магнитного поля на ширину флуктуационной области в металлокерамиках на основе лантаноидов.- В кн. Тез. докл. I-Всесоюзного совещ. по ВТСП.- Харьков, 1988.- С. 186-188.

26. Жеребчевский Д.Э., Моисеева Т.Н., Чабаненко В.В. Влияние частоты волны на импеданс иттриевой керамики. // В кн. Физико-химия высокотемпературных сверхпроводящих материалов. Москва: Наука, 1989. С. 235-236.

27. Еременко В.В., Жеребчевский Д.Э., Моисеева Т.Н., Чабаненко В.В. Эффект Фишера-Као в керамических сверхпроводниках. // Препринт ДонФТИ АН Украины.- 89-2I.-6 с.

28. Чабаненко В.В. Поглощение волны на радиочастотах и межзеренные связи в металлокерамических сверхпроводниках. Препринт ДонФТИ АН Украины.- 90-4.-22 с.

29. Мелихов Ю.В., Моисеева Т.Н., Чабаненко В.В. Изменение поглощения электромагнитной волны в СП-керамике при ее деградации. В кн. Тез. докл. II- Всесоюзное совещ. по ВТСП.- Киев, 1989.- С. 164-165.

30. Чабаненко В.В. Исследование проникновения электромагнитного поля по межзеренным связям ВТСП в критическом состоянии. Препринт ДонФТИ АН Украины.- 9I-I.-19 с.

3I. Чабаненко В.В. Исследование перколяционного состояния ВТСП керамик. // В кн. Тез. докл. XXVI Всесоюзного совещ. по физике низких температур.- Донецк, 19-2I июня 1990.- С. 98-99.

Чабаненко В.В. ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОВОДЯЩИХ ПЛАСТИНАХ. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук (рукопись) по специальности 01.04.07- физика твердого тела. Донецк: Физико-технический институт НАН Украины, 1996.

Защищаются 55 научных работ, содержащих экспериментальное исследование проникновения электромагнитного поля в пластины компенсированных металлов и металлооксидов, находящихся в статическом магнитном поле. Динамические и статические электронные свойства этих объектов весьма чувствительны к наличию разного рода границ (поверхность образца, межзеренная, двойниковая). В электродинамике металлических высокочистых монокристаллов выявлены важная роль поверхностной проводимости по сравнению с объемной и сильная зависимость квантовых осцилляционных эффектов от структуры электромагнитного поля в пластине, идентифицирована их природа в импедансе. Экспериментальные результаты по размерным и необратимым явлениям в поглощении, намагниченности и магнитострикции слабо- и сильносвязанных металлооксидов проанализированы на основе современных модельных представлений.

Ключові слова: радіочастотне поглинання, скін-ефект, доплерон, ефект Шубнікова-де Гааза, незворотність, пінінг, розмірний ефект, текстура, двійники, магнітострикція.

Chabanenko V.V. Electromagnetic field absorption and size effects in the conducting plates. A thesis in the form of manuscript for the Doctor's Degree in Physics and Mathematics, the speciality 01.04.07 - Solid State Physics. Donetsk: Physics and Engineering Institute of National Academy of Sciences of Ukraine, 1995.

The thesis based on 55 scientific works and includes the experimental study of electromagnetic field penetration in the compensating metal and metaloxide plates which is in the static magnetic field. Dynamic and static electronic properties of this objects is very sensitive to presence of different kinds bonds (the surface of sample, intergrain and twins bonds) In electrodynamics of metallic high-purity single crystals an important role surface conductivity connected with the diffuse scattering of the electrons by the surface as compared with the bulk one, as well as the strong dependence of quantum oscillation effects on structure of the electromagnetic field in the plate have been found, their nature in the impedance has been identified. The experimental results on the size and magnetostriktion of weakly and tightly bound metal oxides have been analyzed on the basis of the up-to-date model representations.

Відповідальний за випуск Білоголовський М.О.

Підписано до друку 5 04 96 р.

Формат 60 84/16.

Тираж 100 прим.

Ризограф ДонФТІ НАН України
340114, Україна, Донецьк, вул. Р.Люксембург, 72

AB 35.299