

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

РОХМАНОВА Тетяна Миколаївна



УДК 538.945; 537.9

**ВІДБИТТЯ, ПРОХОДЖЕННЯ І ТРАНСФОРМАЦІЯ
ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ У ШАРУВАТИХ НАДПРОВІДНИКАХ
СКІНЧЕННИХ РОЗМІРІВ**

01.04.02 – теоретична фізика

Автореферат

дисертації на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Харків – 2015

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Інституті радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України, м. Харків.

Науковий керівник: член-кореспондент НАН України,
доктор фізико-математичних наук, професор
Ямпольський Валерій Олександрович,
Інститут радіофізики та електроніки
ім. О.Я. Усикова НАН України,
завідувач відділу теоретичної фізики.

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, професор
Шкловський Валерій Олександрович,
Інститут теоретичної фізики ім. О.І. Ахієзера
Національного наукового центру «Харківський
фізико-технічний інститут» НАН України,
провідний науковий співробітник відділу
дифузійних та електронних властивостей
твердих тіл,

доктор фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник
Шевченко Сергій Миколайович,
Фізико-технічний інститут низьких температур
ім. Б.І. Веркіна НАН України,
старший науковий співробітник відділу
надпровідних і мезоскопічних структур.

Захист відбудеться « 13 » жовтня 2015 року о 15⁰⁰ годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 64.175.02 при Фізико-технічному інституті низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України за адресою: 61103, м. Харків, проспект Леніна, 47.

З дисертацією можна ознайомитись в бібліотеці Фізико-технічного інституту низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України за адресою: 61103, м. Харків, проспект Леніна, 47.

Автореферат розісланий « 6 » серпня 2015 року.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради Д 64.175.02,
доктор фізико-математичних наук

 Богдан М.М.

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Дослідження шаруватих надпровідників є перспективним з точок зору як фундаментальної, так і прикладної науки. Такі матеріали представляють собою періодичні структури, в яких тонкі надпровідні шари розділені більш товстими діелектричними шарами і електродинамічно зв'язані між собою за рахунок внутрішнього ефекту Джозефсона. До таких структур належать як високотемпературні надпровідники на основі міді або заліза, наприклад, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ або $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$, так і штучні шаруваті системи типу $\text{Nb}/\text{AlO}_x/\text{Nb}$ або $\text{Al}/\text{AlO}_x/\text{Al}$. Інтерес фундаментальної науки до шаруватих надпровідників пов'язаний з існуванням в них особливого типу твердотільної плазми, так званої джозефсонівської плазми. Основною особливістю джозефсонівської плазми є її сильна струмова анізотропія: струми вздовж шарів мають ту ж природу, що й у звичайних надпровідниках і можуть бути описані в термінах лондонівської моделі, а струми поперек шарів мають джозефсонівську природу. Дана анізотропія сприяє формуванню в шаруватих надпровідниках особливого типу збуджень – джозефсонівських плазмових хвиль. Важливою особливістю джозефсонівських плазмових хвиль є те, що вони відносяться до терагерцевого діапазону частот, перспективному з точки зору різноманітних практичних застосувань. Тому протягом останнього десятиріччя докладалися значні зусилля для створення генераторів потужного когерентного терагерцевого випромінювання та інших пристроїв, що діють на основі шаруватих надпровідників.

Раніше багатьма дослідницькими групами розглядалися задачі збудження та розповсюдження джозефсонівських плазмових хвиль у шаруватих надпровідниках. Було передбачено існування поверхневих джозефсонівських плазмових хвиль, вивчено низку лінійних та нелінійних ефектів при їх розповсюдженні. Зокрема, було показано, що в шаруватих надпровідниках може спостерігатися негативний коефіцієнт заломлення електромагнітних хвиль. Однак у більшості попередніх теоретичних робіт розглядалися нескінченні чи напівнескінченні зразки шаруватих надпровідників. У той же час, реальні розміри зразків, які використовуються в експериментах з шаруватими надпровідниками, близькі до довжини хвилі терагерцевого випромінювання. Очевидно, що в таких умовах потрібно враховувати скінченність розмірів зразків. Таким чином, важливим є теоретичний опис процесів відбиття та проходження лінійних і нелінійних хвиль у скінченних шаруватих надпровідниках, аналіз супутніх нелінійних ефектів, дослідження трансформації поляризації падаючої хвилі та встановлення можливості управління цими процесами за допомогою зовнішнього постійного магнітного поля.

Саме це коло нових важливих наукових задач, які мають фундаментальне та прикладне значення, вирішується в даній дисертаційній роботі, що робить її тему безсумнівно **актуальною**.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконана у відділі теоретичної фізики Інституту радіофізики та

електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України та є складовою частиною наступних проектів:

- науково-дослідна робота відділення фізики та астрономії НАН України «Вивчення взаємодії електромагнітних та звукових хвиль, а також заряджених часток з твердотільними структурами» (номер державної реєстрації 0112U000211, термін виконання 2012-2016 рр.);
- цільова програма НАН України «Теоретичні та експериментальні дослідження властивостей періодичних і стохастичних модульованих наноструктур в оптичному, інфрачервоному та надвисокочастотному діапазонах спектру» (номер державної реєстрації 0110U005642, термін виконання 2010-2014 рр.);
- проект Державного фонду фундаментальних досліджень України «Квантові явища в системах на основі джозефсонівських контактів» (номер державної реєстрації 0113U006217, термін виконання 2013 р.)

Мета і завдання дослідження. Метою дисертаційної роботи є теоретичний опис трансформації поляризації лінійних і нелінійних електромагнітних хвиль при їх відбитті та проходженні крізь шаруваті надпровідники скінченних розмірів і встановлення впливу зовнішнього постійного магнітного поля на коефіцієнти відбиття та проходження. Для досягнення поставленої мети було сформульовано наступні завдання:

- знайти аналітичні вирази для коефіцієнтів відбиття та проходження лінійних хвиль крізь шаруваті надпровідники скінченних розмірів, які поміщено у вакуумний прямокутний хвилевід;
- дослідити можливість трансформації поляризації лінійних хвиль при їх відбитті та проходженні крізь шаруваті надпровідники скінченних розмірів;
- отримати залежності коефіцієнтів проходження нелінійних хвиль крізь шаруваті надпровідники скінченних розмірів від амплітуди падаючої хвилі у випадках, коли хвилі поширюються або перпендикулярно, або паралельно надпровідниковим шарам;
- розробити метод для спрощення розв'язку нелінійних задач відбиття та проходження електромагнітних хвиль крізь шаруваті надпровідники скінченних розмірів;
- виявити умови ефективної трансформації поляризації нелінійних поперечно-електричних і поперечно-магнітних хвиль при їх відбитті та проходженні крізь зразок шаруватого надпровідника скінченних розмірів;
- з'ясувати можливість управління прозорістю пластини шаруватого надпровідника за допомогою зовнішнього постійного магнітного поля;
- отримати аналітичні вирази для коефіцієнтів відбиття та проходження крізь шаруваті надпровідники у зовнішньому постійному магнітному полі.

Об'єктом дослідження є процеси відбиття, проходження і трансформації поляризації електромагнітних хвиль у шаруватих надпровідниках скінченних розмірів, а також нелінійні ефекти, що виникають при проходженні хвиль.

Предметом дослідження є залежності коефіцієнтів відбиття, проходження та трансформації джоозефсонівських плазмових лінійних і нелінійних хвиль від розмірів зразка, амплітуди падаючої хвилі, її частоти та кута падіння.

Методи дослідження. Для вирішення поставлених у дисертації задач використовувались як аналітичні, так і чисельні методи теоретичної фізики конденсованого стану. При розв'язанні нелінійних електродинамічних задач проводився якісний аналіз нелінійних диференціальних рівнянь та відповідних фазових траєкторій. Використовувалися методи розділення змінних та метод лінеаризації диференціальних рівнянь. Електромагнітні поля у шаруватих надпровідниках визначались за допомогою зв'язаних синусоїдальних рівнянь Гордона з використанням рівнянь теорії Лондонів та стаціонарного ефекту Джоозефсона. Окрім того, у дисертаційній роботі автором розроблено оригінальний метод, який було використано для опису взаємної трансформації поляризації поперечно-електричних та поперечно-магнітних хвиль.

Наукова новизна отриманих результатів.

1. Вперше знайдено аналітичні вирази для коефіцієнта проходження лінійних терагерцевих поперечно-електричних і поперечно-магнітних хвиль крізь шаруваті надпровідники скінченних розмірів, що поміщено у вакуумний прямокутний хвилевід. Встановлено, що у разі поширення хвиль паралельно надпровідниковим шарам виникає ефект перетворення поляризації хвиль. Знайдено залежності коефіцієнтів перетворення поляризації різних типів терагерцевих хвиль від частоти та товщини зразка.

2. Виявлено, що залежність коефіцієнта проходження нелінійних хвиль крізь зразок шаруватого надпровідника від їх амплітуди має гістерезисний характер, що зумовлено впливом ангармонізму. Показано, що гістерезис може спостерігатися у випадках поширення хвиль як уперек, так і вздовж надпровідних шарів. Встановлено, що навіть у випадку слабкої нелінійності коефіцієнт проходження може змінюватись в широкому діапазоні значень при зміні амплітуди хвиль.

3. Запропоновано оригінальний метод розв'язання задач відбиття, проходження та трансформації нелінійних хвиль з довільними поляризаціями у шаруватих надпровідниках та сильно анізотропних провідниках. Цей метод базується на існуванні двох взаємно ортогональних поляризацій хвиль, які практично не взаємодіють одна з одною навіть у нелінійному випадку. За допомогою цього методу вперше розв'язано задачу про ефективну взаємну трансформацію поперечно-електричних і поперечно-магнітних хвиль.

4. Вперше знайдено аналітичні вирази для залежності коефіцієнтів відбиття та проходження поперечно-магнітних хвиль від величини зовнішнього постійного магнітного поля у шаруватих надпровідниках. Показано, що зовнішнім магнітним полем можна ефективно управляти коефіцієнтами відбиття та проходження терагерцевих хвиль.

Практичне значення отриманих результатів полягає в тому, що результати дослідження доповнюють і розширюють існуючі уявлення про електромагнітні процеси у шаруватих надпровідниках. Зокрема, в роботі

встановлено вплив скінченності розмірів зразка шаруватого надпровідника та наявності зовнішнього постійного магнітного поля на процеси відбиття та проходження електромагнітних хвиль у шаруватих надпровідниках. Отримані результати можуть бути використані при розробці детекторів, джерел і фільтрів терагерцевого випромінювання. У свою чергу, терагерцеві технології мають безліч потенційно важливих практичних застосувань у різноманітних галузях, зокрема у системах безпеки, медичній діагностиці, контролі навколишнього середовища тощо. Також у роботі запропоновано оригінальний метод розв'язання задач відбиття, проходження та трансформації нелінійних хвиль з довільними поляризаціями, який може бути використаний у подальшому для опису електродинамічних явищ у сильно анізотропних провідникових та надпровідникових структурах.

Особистий внесок здобувача визначається тим, вона брала активну участь у постановках задач дисертації, у проведенні всіх аналітичних і чисельних розрахунків, в обговоренні та аналізі отриманих результатів і написанні статей. Автор дисертації особисто аналітично та чисельно розраховувала коефіцієнти відбиття, проходження та трансформації лінійних хвиль. Здобувач отримала коефіцієнт проходження нелінійних хвиль і провела аналіз його залежності від амплітуди падаючої хвилі. Дисертант провела чисельне розв'язання задачі про трансформацію поляризації нелінійних хвиль і сформулювала оригінальний метод, за допомогою якого вона описала взаємну трансформацію нелінійних поперечно-електричних і поперечно-магнітних хвиль. Здобувач отримала аналітичні вирази для коефіцієнтів відбиття та проходження поперечно-магнітних хвиль при наявності зовнішнього магнітного поля та дослідила їх залежності від параметрів задачі. Таким чином, особистий внесок автора дисертації у вирішенні поставлених задач є визначальним.

Апробація результатів дисертації. Результати дисертаційної роботи доповідалися особисто дисертантом на таких вітчизняних та міжнародних наукових конференціях і школах:

- 3rd International Conference for Young Scientists «Low temperature physics» (Ukraine, Kharkiv, May 14-18, 2012);
- 4th International Conference for Young Scientists «Low temperature physics» (Ukraine, Kharkiv, June 3-7, 2013);
- The international summer school nanotechnology: from fundamental research to innovations and practice conference «Nanotechnology and nanomaterials» (Ukraine, Bukovel, August 25-September 1, 2013);
- 13th Kharkiv Young Scientist Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (Ukraine, Kharkiv, December 2-6, 2013);
- Young scientists conference «Problems of Theoretical Physics» (Ukraine, Kyiv, December 24-27, 2013);
- 5th International Conference for Young Scientists «Low temperature physics» (Ukraine, Kharkiv, June 2-6, 2014);

- International Conference of Physics Students (Germany, Heidelberg, August 10-17, 2014);
- Condensed matter in Paris 2014, CMD 25-JMC 14 (France, Paris, August 24-29, 2014);
- 14th Kharkiv Young Scientist Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics (Ukraine, Kharkiv, October 14-17, 2014);
- 58th Scientific Conference for Students of Physics and Natural Sciences (Lithuania, Vilnius, March 24-27, 2015).

Публікації. Результати дисертації опубліковані у 17 наукових працях: 6 статей у фахових вітчизняних і міжнародних періодичних виданнях [1-6] та 11 тез доповідей наукових конференцій [7-17].

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається з вступу, п'яти розділів, висновків та списку використаних джерел. Загальний об'єм роботи складає 142 сторінки. Вона містить 45 рисунків та список використаних джерел з 115 найменувань на 13 сторінках.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ ДИСЕРТАЦІЇ

У **вступі** дисертаційної роботи обґрунтовано актуальність теми, визначено мету й задачі досліджень та методи їх досягнення, сформульовано основні положення і результати роботи, їхня наукова новизна і практичне значення, наведено дані про особистий внесок дисертанта, апробацію роботи і описано структуру дисертації.

Перший розділ «Електродинамічні властивості шаруватих надпровідників» містить огляд літератури за темою дисертації. В ньому представлено короткий опис експериментальних та теоретичних робіт з дослідження шаруватих надпровідників, а також встановлюється місце проведеного у дисертації дослідження серед вже розв'язаних задач.

У розділі наведені основні рівняння, які використовувались для опису електромагнітних полів у шаруватих надпровідниках. Зокрема, записано зв'язане синусоїдальне рівняння Гордона, яке у континуальному наближенні має вигляд:

$$\left(1 - \lambda_{ab}^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \left[\frac{1}{\omega_j^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \sin \varphi \right] - \lambda_c^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0, \quad (1)$$

де φ – міжшарова калібровочно інваріантна різниця фаз параметру порядку, ω_j – джозефсонівська плазмова частота, λ_{ab} і λ_c – лондонівські глибини проникання магнітного поля поперек і вздовж шарів, відповідно, вісь z направлено поперек надпровідних шарів. Визначивши φ , можна отримати вирази для компонент електромагнітного поля у зразку. Компонента електричного поля E_z викликає порушення електронейтральності у шаруватому надпровіднику, що призводить до виникнення додаткового, так званого ємнісного, зв'язку між сусідніми шарами.

Однак ємнісним зв'язком можна знехтувати у багатьох випадках, коли дебаївський радіус екранування є малим. Тоді компонента A_z векторного потенціалу зв'язана з φ простим рівнянням:

$$A_z = -\frac{\Phi_0}{2\pi d} \varphi, \quad (2)$$

де $\Phi_0 = \pi\hbar/e$ – квант магнітного потоку, d – період надпровідної структури, c – швидкість світла, e – елементарний заряд. За таких умов рівняння (1) може бути переписано у формі хвильового рівняння для векторного потенціалу $\vec{A}$:

$$\text{grad div } \vec{A} - \Delta \vec{A} = -\frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \vec{J}, \quad (3)$$

де ε – діелектрична проникність міжшарових проміжків. При цьому векторний потенціал пов'язаний з електричним $\vec{E}$ і магнітним $\vec{H}$ полями стандартними виразами:

$$\vec{H} = \text{rot } \vec{A}, \quad \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \quad (4)$$

а скалярний потенціал вважається рівним нулю. Густина струму $\vec{J}$ вздовж шарів має ту ж природу, що і струми в звичайних надпровідниках і може бути описана в термінах лондонівської моделі:

$$J_x = -\frac{c}{4\pi\lambda_{ab}^2} A_x, \quad J_y = -\frac{c}{4\pi\lambda_{ab}^2} A_y, \quad (5)$$

а струми поперек шарів мають джозефсонівську природу:

$$J_z = J_c \sin \varphi, \quad (6)$$

де J_c – максимальна густина джозефсонівського струму.

Також у розділі зазначено, що у шаруватих надпровідниках, як і у інших структурах з одноосною анізотропією, поляризації хвиль пов'язують з кристалографічною віссю c (уздовж якої спрямований джозефсонівських струм) і розлядають джозефсонівські плазмові хвилі (ДПХ) у вигляді суми звичайної (в якій $\vec{E} \perp c$) і незвичайної (в якій $\vec{H} \perp c$) мод.

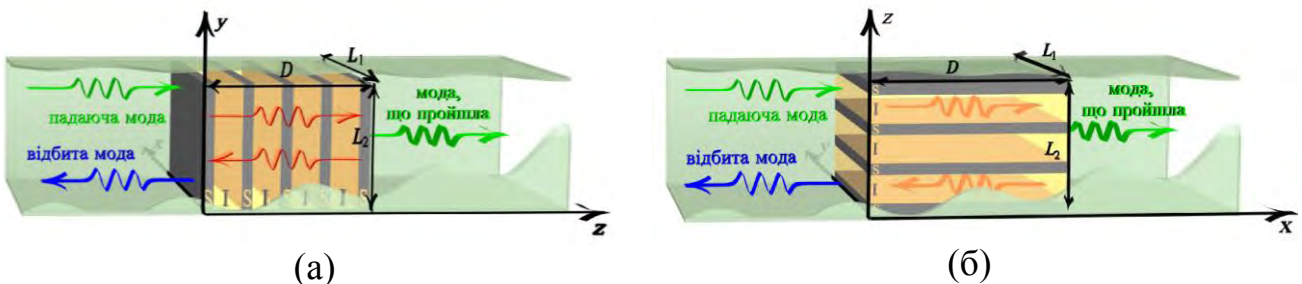


Рис. 1. Геометрія задачі. Позначення: S і I – надпровідникові і діелектричні шари, відповідно, D – товщина зразка, L_1 і L_2 – поперечні розміри хвилевода.

У другому розділі «Лінійні ДПХ у шаруватих надпровідниках, які поміщено у хвилевід» теоретично описано збудження і поширення лінійних ДПХ у зразку

шаруватого надпровідника скінченної товщини, який поміщено у вакуумний прямокутний хвильвід з ідеальними металевими стінками. Було розглянуто дві геометрії задачі, які схематично зображено на рис. 1.

У першій частині розділу досліджено відбиття та проходження лінійних поперечно-електричних (ТЕ, $E_z = 0$) та поперечно-магнітних (ТМ, $H_z = 0$) хвиль крізь шаруваті надпровідники у хвильоводі, коли надпровідні шари орієнтовані перпендикулярно вісі хвильоводу (рис. 1а). Як виявилось, при такій геометрії не відбувається трансформація поляризації падаючої хвилі: падаюча ТЕ хвиля збуджує у зразку лише звичайну моду, а ТМ – незвичайну. Звичайні моди згасають на товщині порядку λ_{ab} , їх хвильовий вектор $p_z \approx \lambda_{ab}^{-1}$. Для коефіцієнту проходження лінійних ТЕ хвиль було отримано наступний вираз:

$$T = \left| \frac{f^{(E)}}{a^{(E)}} \right|^2 = \frac{1}{1 + \mu^2 \operatorname{sh}^2(p_z D)}, \quad (7)$$

де $a^{(E)}$ і $f^{(E)}$ – амплітуди падаючої ТЕ хвилі та хвилі, що пройшла, відповідно, $\mu = p_z / 2k_z$, $k_z = (k^2 - q_x^2 - q_y^2)^{1/2}$, $q_x = n_1 \pi / L_1$, $q_y = n_2 \pi / L_2$, n_1 і n_2 – додатні цілі числа, які визначають моду, що розповсюджується у хвильоводі, $k = \omega / c$, ω – частота хвилі, D – товщина зразка. Коефіцієнт проходження (7) швидко згасає зі збільшенням товщини і на досяжних частотах є експоненційно малим.

Падаючі ТМ хвилі, в залежності від частоти, можуть збуджувати у зразку як біжучі, так і згасаючі незвичайні моди. Хвильовий вектор біжучих мод має вигляд:

$$q_z = \frac{1}{\lambda_{ab}} \left[(q_x^2 + q_y^2) \frac{\omega_j^2 \lambda_c^2}{\omega^2 - \omega_j^2} - 1 \right]^{1/2}, \quad (8)$$

а коефіцієнт їх проходження крізь зразок дорівнює:

$$T = \left| \frac{f^{(H)}}{a^{(H)}} \right|^2 = \frac{1}{1 + \mu^2 \sin^2(q_z D)}, \quad (9)$$

де $a^{(H)}$ і $f^{(H)}$ – амплітуди падаючої ТМ хвилі та хвилі, що пройшла, відповідно, $\mu = k_z / (2q_z \lambda_{ab}^2 k^2)$. Коли ж хвилі згасаючі, коефіцієнт проходження визначається рівнянням (9), в якому q_z треба замінити на $|q_z|$, а $\sin$ на sh .

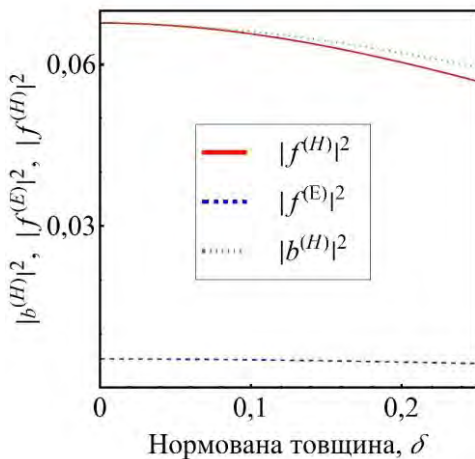


Рис. 2. Залежність коефіцієнта проходження $|f^{(E)}|^2$ ТЕ хвилі, а також коефіцієнтів $|b^{(H)}|^2$ і $|f^{(H)}|^2$ її трансформації у відбиту ТМ хвилю і ТМ хвилю, що пройшла, від безрозмірної товщини зразка $\delta = D / \lambda_c$. Значення параметрів: $a^{(H)} = 0$, $a^{(E)} = 1$, $\omega = 0,565\omega_j = 1,01\omega_{cr}$, $\varepsilon = 16$, $n_1 = n_2 = 1$, $L_1 = 1$ мм, $L_2 = 2$ мм, $\lambda_{ab} = 2000$ Å, $\lambda_c = 4 \cdot 10^{-3}$ см, $\omega_j / 2\pi = 0,3$ ТГц.

У другій частині розділу розглянуто падіння хвиль на зразок у випадку, коли надпровідникові шари орієнтовані паралельно вісі хвилеводу (рис. 1б). За такої геометрії через анізотропію поверхні, яка опромінюється, відбувається трансформація поляризації падаючої хвилі після її відбиття та проходження крізь шаруватий надпровідник. Розглянуто падіння хвиль ТЕ ($E_x = 0$) та ТМ ($H_x = 0$) поляризацій, а також хвиль з $E_z = 0$ та $H_z = 0$ (вони пов'язані з кристаллографічною віссю c , тож по аналогії з хвилями у шаруватих надпровідниках, ми називатимемо їх звичайна та незвичайна), та з $E_y = 0$ та $H_y = 0$. Було встановлено, що для досить тонких пластин при частотах близьких до частоти відсічки (з якої починають поширюватись біжучі хвилі у хвилеводі) падаюча ТМ-хвиля може перетворитись у відбиту ТЕ-хвилю з невеликою домішкою ТМ-компоненти, а падаюча ТЕ-хвиля перетвориться в ТМ-хвилю, що пройшла, з невеликою домішкою ТЕ-компоненти (див. рис. 2). Подібна трансформація може спостерігатися для звичайних та незвичайних хвиль. Цікаво, що незважаючи на анізотропію, хвилі з $E_y = 0$ та $H_y = 0$ не трансформуються.

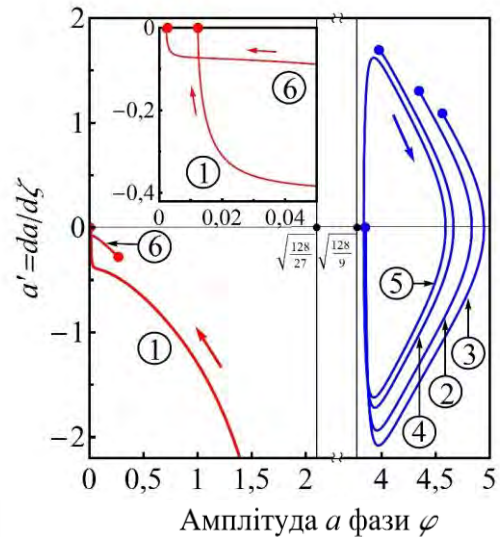
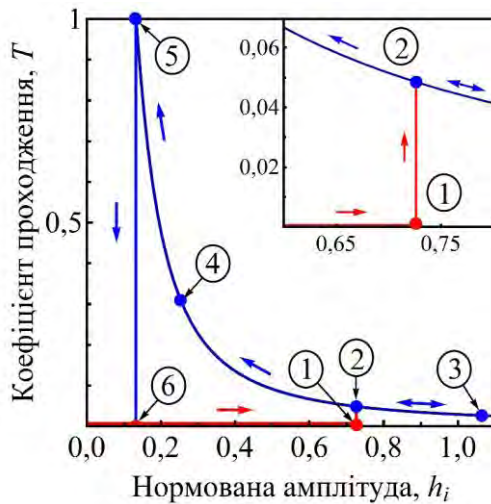


Рис. 3. Залежність коефіцієнту проходження $T(h_i)$ для від'ємної відстройки частоти $(\Omega - 1) = -5 \cdot 10^{-5}$. Числа біля кривих відповідають точкам значення параметрів: $\delta = 2$, $\lambda_c = 4 \cdot 10^{-3}$ см, $\lambda_{ab} = 2000$ Å, $n_1 = n_2 = 1$, $\omega_J/2\pi = 0.3$ ТГц та $L_1 = L_2 = 0,1$ см.

Рис. 4. Фазові траєкторії $a'(a)$ для від'ємної відстройки $(\Omega - 1) = -5 \cdot 10^{-5}$. Числа біля кривих відповідають точкам на графіку $T(h_i)$ (рис. 3). Параметри такі ж, як і на рис. 3.

У третьому розділі дисертації «Нелінійні ДПХ у шаруватих надпровідниках, які поміщено у хвилевід» теоретично описано нелінійні явища, що мають місце при відбитті та проходженні хвиль крізь шаруваті надпровідники. Нелінійність у даній задачі виникає через нелінійне співвідношення (6) між джозефсонівським струмом J і різницею фаз параметру порядку φ . Розглядається випадок слабкої нелінійності, коли $\sin \varphi$ можна представити у вигляді $\varphi - \varphi^3/6$. Як виявилось, для частот ω близьких до джозефсонівської плазмової частоти ω_J

лінійні доданки можуть практично компенсувати один одного і нелінійний доданок φ^3 може грати ключову роль. Тож навіть хвилі малих амплітуд можуть проявляти сильні нелінійні властивості. Важливо відмітити, що на відміну від лінійних хвиль, нелінійні хвилі можуть поширюватися з частотами нижче джозефсонівської плазмової частоти.

У першій частині третього розділу розглянуто падіння хвиль з поляризацією:

$$\vec{E} = \{E_x, E_y, E_z\}, \quad \vec{H} = \{H_x, H_y, 0\}, \quad (10)$$

на шаруватий надпровідник у випадку, коли надпровідникові шари перпендикулярні вісі хвильоводу (рис. 1а). Для визначення компонент поля у зразку використовувалось рівняння (1), де φ шукали у вигляді хвилі з амплітудою a і фазою η залежними від z :

$$\varphi(x, y, z, t) = a(z) |1 - \Omega^2|^{1/2} \sin(k_x x) \sin(k_y y) \sin(\eta(z) - \omega t) \quad (11)$$

Тут $\Omega = \omega / \omega_J$, $k_x = \pi n_1 / L_1$, $k_y = \pi n_2 / L_2$. Для функцій $\eta(\zeta)$ і $a(\zeta)$ були отримані наступні рівняння:

$$\eta'(\zeta) = -\frac{L}{h^2(\zeta)}, \quad h''(\zeta) = a(\zeta) + \frac{L^2}{h^3(\zeta)} + \frac{h(\zeta)}{\kappa^2}, \quad (12)$$

$$h(\zeta) = -\text{sign}(\Omega - 1)a(\zeta) - \frac{9}{128}a(\zeta)^3,$$

де $\zeta = \kappa z / \lambda_{ab}$ – нормована z координата, $\kappa = k_{\parallel} \lambda_c / |1 - \Omega^2|^{1/2}$, $k_{\parallel} = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$, L – константа інтегрування, штрих позначає похідну по ζ . Записавши поля у зразку і зшивши їх тангенційні компоненти з компонентами у вакуумі, було отримано систему рівнянь для знаходження амплітуд хвиль, що відбилась та пройшла. Вивчались також фазові траєкторії, рівняння для яких витікає з (12):

$$h'^2(a) = \text{sign}(\Omega - 1)[a^2(\delta) - a^2] + \frac{27}{256}[a^4(\delta) - a^4] +$$

$$+ \frac{h^4(\delta)}{\Gamma^2}[h^{-2}(\delta) - h^{-2}(\zeta)] - \kappa^{-2}[h^2(\delta) - h^2(\zeta)], \quad (13)$$

де $\delta = D\kappa / \lambda_{ab}$ – нормована товщина, $h'(a) = a'(a)[\text{sign}(\Omega - 1) - 27a^2/128]$, $\Gamma = k^2 \lambda_{ab} \kappa / k_z$.

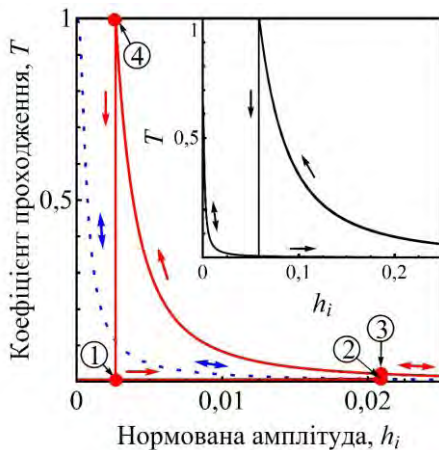


Рис. 5. Залежність коефіцієнту проходження $T(h_i)$ для додатньої відстройки частоти: $(\Omega - 1) = 4,97 \cdot 10^{-3}$ (пунктирна крива); $(\Omega - 1) = 4,74 \cdot 10^{-3}$ (суцільна крива); $(\Omega - 1) = 1,64 \cdot 10^{-3}$ (вставка). Товщина зразка $D = 4,3 \cdot 10^{-5}$ см, інші параметри такі ж, як і на рис. 3.

Дослідження показало, що як у випадку від'ємної (див. рис. 3 і відповідні фазові траекторії на рис. 4), так і додатньої (рис. 5) відстройки від джозефсонівської плазмової частоти залежність коефіцієнта проходження T від амплітуди падаючої хвилі h_i має гістерезисний характер. Це означає, що при збільшенні та при зменшенні амплітуди хвилі її коефіцієнт проходження буде змінюватись по-різному. У випадку від'ємної відстройки можна виділити низькоамплітудну і високоамплітудну гілки. Стрибок з низько- на високоамплітудну гілку матиме місце у точці 1 (див. рис. 3), а стрибок з високо- на низькоамплітудну – у точці 5. У випадку додатньої відстройки є певна гранична частота, нижче якої залежність T від амплітуди є гістерезисною (суцільні криві на рис. 5), вище – монотонною (пунктирна крива на рис. 5). Дана задача має цікаву механічну аналогію: рівняння (12) описують рух частинки у центрально-симетричному потенціалі, де амплітуда магнітного поля h , фаза η і координата ζ поперек шарів грають роль радіальної координати частинки, її полярного кута і часу.

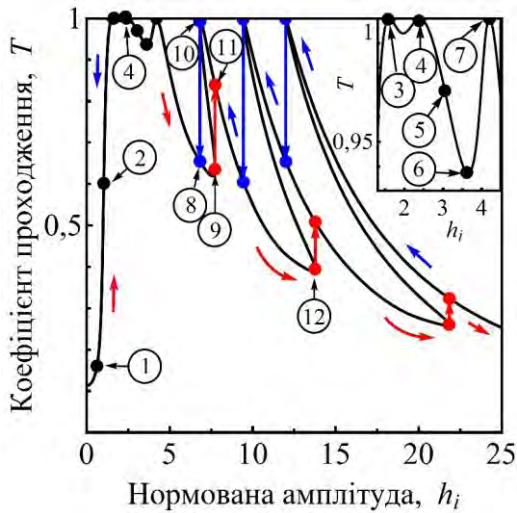


Рис. 6. Залежність коефіцієнту проходження $T(h_i)$ для від'ємної відстройки частоти, $\Omega - \Omega_{\text{cut}} < 0$. Рух вздовж нижніх (верхніх) стрілок демонструє зміну T при збільшенні (зменшенні) амплітуди h_i . Значення параметрів: $D = 15\lambda_c$, $L_1 = 0,1$ см, $|\Omega^2 - \Omega_{\text{cut}}^2|^{1/2} = 0,1$, $n_1 = 1$, $\lambda_c = 4 \cdot 10^{-3}$ см, $\lambda_{ab} = 2000 \text{ \AA}$, $\omega_J/2\pi = 0,3$ ТГц.

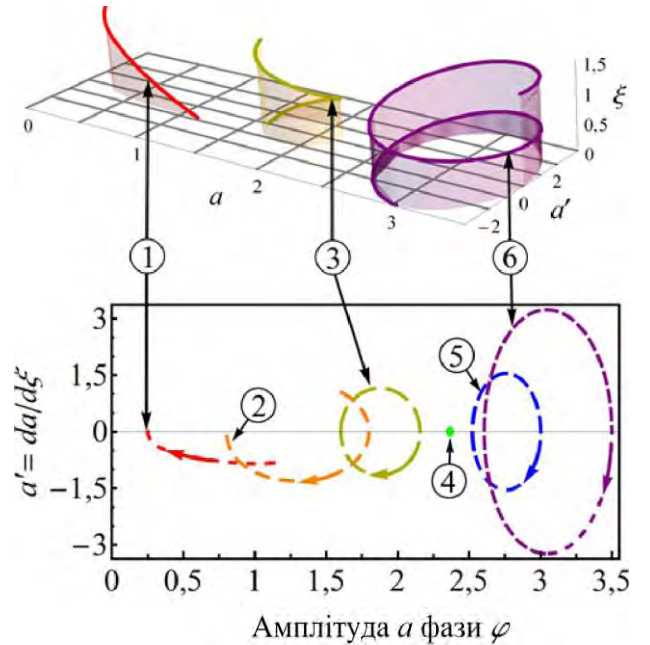


Рис. 7. Фазові траекторії $a'(a)$ для від'ємних відстроек, $\Omega - \Omega_{\text{cut}} < 0$. Криві 1-6 відповідають точкам на графіку $T(h_i)$, які наведено на рис. 6. Верхня панель демонструє 3D залежності a і a' від нормованої просторової координати ξ вздовж зразка для точок 1, 3 і 6. Значення параметрів такі ж, як і на рис. 6.

У другій частині розділу описано падіння нелінійних хвиль з поляризацією:

$$\vec{E} = \{0, 0, E_z\}, \quad \vec{H} = \{H_x, H_y, 0\}, \quad (14)$$

на зразок шаруватого надпровідника, коли надпровідникові шари паралельні вісі хвилеводу (рис. 1б). Вибір саме такої поляризації хвиль зумовлений відсутністю їх трансформації – падаюча хвиля, незважаючи на анізотропію задачі, збуджує у зразку лише звичайну моду. Як і у випадку поширення хвиль перпендикулярно шарам, залежність коефіцієнта проходження T від амплітуди падаючої хвилі h_i має гістерезисний характер, але сам вигляд залежності відмінний (див. рис. 6). Відповідні фазові траєкторії наведені на рис. 7. Цікавою особливістю є точка 3, в якій фазова траєкторія стискається до точки. За таких умов амплітуда хвилі постійна уздовж зразка, фаза змінюється лінійно при зміні координати ξ (нормованої x координати) і зразок стає повністю прозорим.

Четвертий розділ дисертації «Трансформація нелінійних ДПХ у шаруватих надпровідниках, які поміщено у хвилевід» присвячений дослідженню трансформації поляризації нелінійних хвиль після їх відбиття та проходження крізь шаруватий надпровідник скінченних розмірів, що поміщено у вакуумний прямокутний хвилевід. Геометрія задачі має вигляд, зображений на рис. 1б. Основний результат цього розділу полягає у виявленні двох взаємно ортогональних поляризацій хвиль, пов'язаних з віссю y , що перпендикулярна як вісі хвилеводу (вісі x), так і кристалографічній вісі z шаруватого надпровідника (вісі z). Одну з них в роботі названо $H_{\perp}$ поляризація:

$$\vec{E}^{(1)} = \{E_x^{(1)}, E_y^{(1)}, E_z^{(1)}\}, \vec{H}^{(1)} = \{H_x^{(1)}, 0, H_z^{(1)}\}, \quad (15)$$

а другу – $E_{\perp}$ поляризація:

$$\vec{E}^{(2)} = \{E_x^{(2)}, 0, E_z^{(2)}\}, \vec{H}^{(2)} = \{H_x^{(2)}, H_y^{(2)}, H_z^{(2)}\}. \quad (16)$$

Тут і далі у рівняннях верхні індекси (1) та (2) позначають хвилі $H_{\perp}$ та $E_{\perp}$ поляризацій, відповідно.

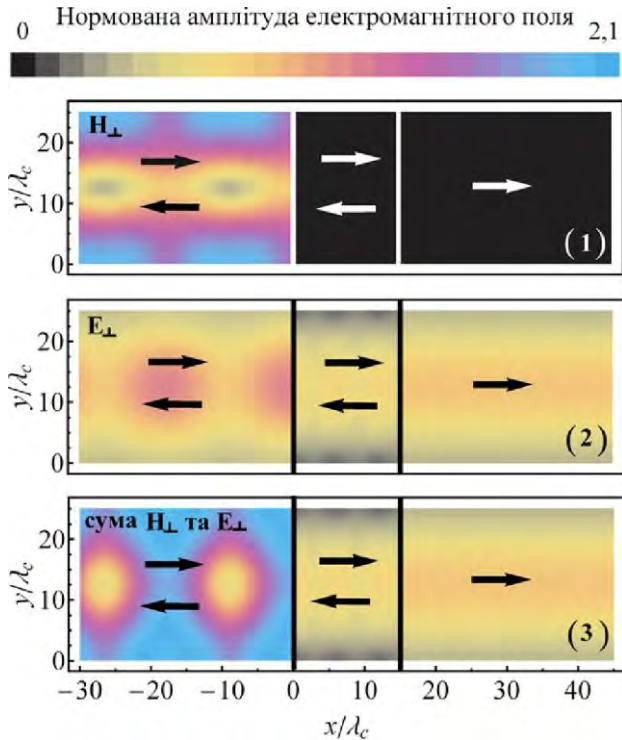


Рис. 8. Просторовий розподіл (по координатам x і y при $z = L_z/3$) нормованої амплітуди електромагнітного поля в середині хвилеводу. На панелі (1): $h_{\text{inc}}^{(1)} = 2$, $h_{\text{inc}}^{(2)} = 0$; на панелі (2): $h_{\text{inc}}^{(1)} = 0$, $h_{\text{inc}}^{(2)} = 2$; на панелі (3): $h_{\text{inc}}^{(1)} = h_{\text{inc}}^{(2)} = 2$. Колір визначає величину амплітуди. Прямі вертикальні лінії показують межі зразка. Значення параметрів: $\tilde{\Omega} = 0,1$, $n_y = n_z = 1$, $L_y = L_z = 0,1$ см, $\sigma = -1$, $\phi_{\text{inc}}^{(1)} = \phi_{\text{inc}}^{(2)} = 0$, $D = 15\lambda_c$, $\lambda_c = 4 \cdot 10^{-3}$ см, $\lambda_{ab} = 2000$ Å, $\omega_j/2\pi = 0,3$ ТГц.

У хвилі $H_{\perp}$ поляризації присутня y -компонента електричного поля, що паралельна надпровідниковим шарам. Ця хвиля викликає сильні струми екранування у площині zy , і вона повністю відбивається від шаруватого надпровідника. А у хвилі $E_{\perp}$ поляризації y -компонента електричного поля відсутня, існують тільки струми екранування уздовж вісі z , але вони слабкі, і така хвиля частково відбивається і частково проходить крізь зразок, демонструючи нелінійну залежність коефіцієнта проходження від амплітуди падаючої хвилі. Важливо, що незважаючи на нелінійність, хвилі цих двох поляризацій практично не взаємодіють одна з одною. Дійсно, хвиля $H_{\perp}$ поляризації майже повністю відбивається від зразка незалежно від наявності хвилі $E_{\perp}$ поляризації. У той же час, хвиля $E_{\perp}$ поляризації майже не відчуває присутності $H_{\perp}$ моди завдяки малості об'єму, в який проникає хвиля $H_{\perp}$ поляризації. Цей якісний висновок підтверджується наведеними у дисертації аналітичними розрахунками. Таким чином, нами виявлено своєрідний принцип суперпозиції для хвиль $E_{\perp}$ і $H_{\perp}$ поляризацій, справедливий навіть у нелінійному випадку. Для ілюстрації взаємно-незалежної поведінки мод $H_{\perp}$ та $E_{\perp}$ поляризацій на рис. 8 представлені три задачі відбиття та проходження хвиль: панель (1) відповідає випадку, коли на зразок падає тільки хвиля $H_{\perp}$ поляризації, панель (2) – коли падає тільки $E_{\perp}$ мода, панель (3) – коли падаюча хвиля є сумою $H_{\perp}$ та $E_{\perp}$ мод. Як видно з панелі (1) на рис. 8, мода $H_{\perp}$ поляризації повністю відбивається від зразка, панель (2) показує, що $E_{\perp}$ мода частково відбивається і частково проходить крізь зразок. Коли ж падає сума $H_{\perp}$ та $E_{\perp}$ хвиль, панель(3), розподіл поля в надпровіднику і в другій вакуумній області залишається таким, як і на панелі (2), тобто хвилі $E_{\perp}$ поляризації не вплинули на проходження хвиль $H_{\perp}$ поляризації.

На основі розгляду хвиль $E_{\perp}$ і $H_{\perp}$ поляризацій в дисертації запропоновано оригінальний метод розв'язку задач відбиття, проходження та трансформації нелінійних хвиль ТЕ та ТМ поляризацій, або будь-яких інших. Він полягає у тому, що розв'язок задачі можна полегшити, зробивши наступне:

1. Представити падаючу хвилю у вигляді суперпозиції мод $H_{\perp}$ та $E_{\perp}$ поляризацій;
2. Вивчити відбиття та проходження цих двох мод окремо;
3. Представити відбиті $H_{\perp}$ і $E_{\perp}$ моди та $H_{\perp}$ і $E_{\perp}$ моди, що пройшли, у вигляді суперпозиції ТЕ та ТМ мод.

Використовуючи запропонований метод у розділі досліджено відбиття, проходження та взаємну трансформацію хвиль ТЕ та ТМ поляризацій. Комплексні нормовані амплітуди падаючих хвиль ТЕ та ТМ поляризацій можна виразити через амплітуди $H_{\perp}$ і $E_{\perp}$ мод наступним чином:

$$\tilde{h}_{inc}^{(TE)} = \frac{k k_z \tilde{h}_{inc}^{(1)} - k_x k_y \tilde{h}_{inc}^{(2)}}{k_y^2 + k_z^2}, \quad \tilde{h}_{inc}^{(TM)} = -\frac{k_x k_y \tilde{h}_{inc}^{(1)} + k k_z \tilde{h}_{inc}^{(2)}}{k_y^2 + k_z^2}, \quad (17)$$

В якості прикладу на рис. 9 представлено залежності коефіцієнтів відбиття,

проходження та трансформації від амплітуди падаючої ТМ хвилі:

$$R_{\text{TM} \rightarrow \text{TM}} = \left| \frac{h_{\text{ref}}^{(\text{TM})}}{h_{\text{inc}}^{(\text{TM})}} \right|^2, \quad T_{\text{TM} \rightarrow \text{TM}} = \left| \frac{h_{\text{tr}}^{(\text{TM})}}{h_{\text{inc}}^{(\text{TM})}} \right|^2, \quad R_{\text{TM} \rightarrow \text{TE}} = \left| \frac{h_{\text{ref}}^{(\text{TE})}}{h_{\text{inc}}^{(\text{TM})}} \right|^2, \quad T_{\text{TM} \rightarrow \text{TE}} = \left| \frac{h_{\text{tr}}^{(\text{TE})}}{h_{\text{inc}}^{(\text{TM})}} \right|^2. \quad (18)$$

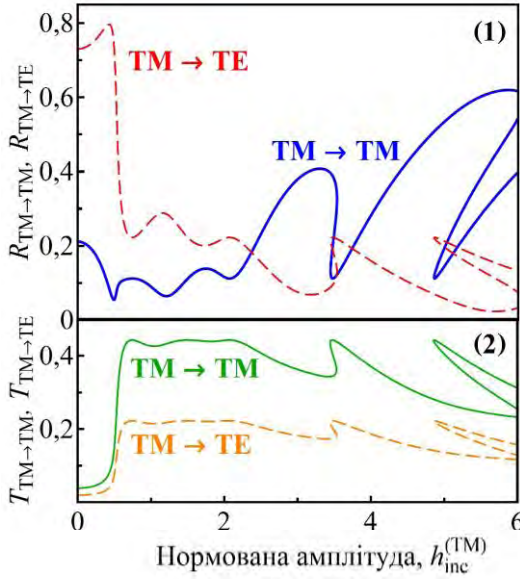


Рис. 9. Панель (1): Залежності коефіцієнтів відбиття $R_{\text{TM} \rightarrow \text{TM}}$ (суцільна крива) і трансформації $R_{\text{TM} \rightarrow \text{TE}}$ (штрихова крива) від безрозмірної амплітуди $h_{\text{inc}}^{(\text{TM})}$ падаючої ТМ хвилі. Панель (2): Залежність коефіцієнтів проходження $T_{\text{TM} \rightarrow \text{TM}}$ (суцільна крива) і трансформації $T_{\text{TM} \rightarrow \text{TE}}$ (штрихова крива) від безрозмірної амплітуди $h_{\text{inc}}^{(\text{TM})}$ падаючої ТМ хвилі. Параметри такі ж, як і на рис. 8.

У п'ятому розділі дисертації «Відбиття і проходження ТМ хвиль крізь шаруваті надпровідники при наявності постійного зовнішнього магнітного поля» обговорюється можливість управління прозорістю пластини шаруватого надпровідника за допомогою зовнішнього постійного магнітного поля H_0 . Розглядається випадок відносно слабких магнітних полів, $H_0 \leq \Phi_0 / (\pi d \lambda_c)$, коли джозефсонівські вихори ще не проникають в зразок. Вивчалось падіння ТМ хвилі з наступними компонентами:

$$\vec{E} = \{E_x, 0, E_z\}, \quad \vec{H} = \{0, H_y, 0\}. \quad (19)$$

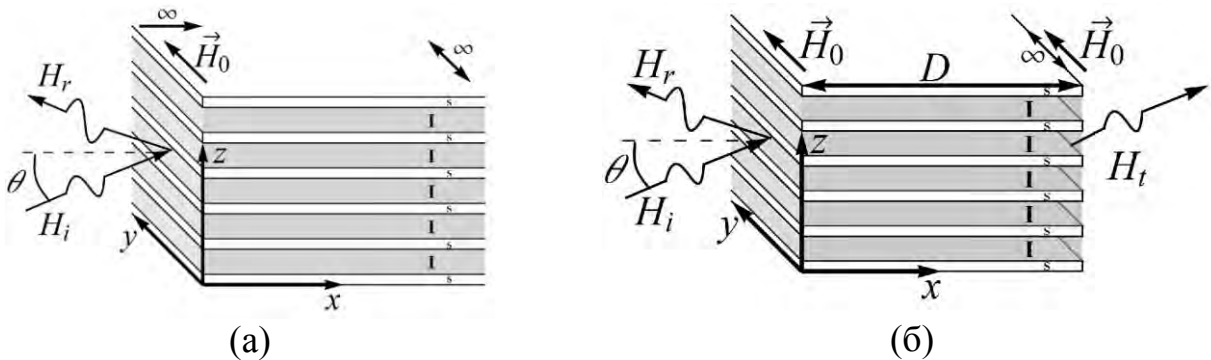


Рис. 10. Геометрія задачі про відбиття ТМ хвиль від напівнескінченного (панель а) та обмеженого (панель б) напівпровідника у присутності зовнішнього постійного магнітного поля. Позначення: s і l – надпровідникові і діелектричні шари, відповідно, H_i , H_r і H_t – амплітуди падаючої і відбитої хвиль та хвилі, що пройшла, відповідно, $\vec{H}_0$ – зовнішнє постійне магнітне поле, θ – кут падіння, D – товщина зразка.

У першій частині розділу задача розглянута у наближенні, коли довжина загасання хвилі менше розмірів зразка і його можна вважати напівнескінченим (див. рис. 10а). Для цього випадку отримано вираз для коефіцієнту відбиття:

$$R \equiv \frac{|h_r|^2}{|h_i|^2} = 1 - \frac{2}{1 + mn + 1/(4n)}, \text{ де } n = \frac{\tilde{\Omega}\Omega}{2} \frac{\sqrt{\varepsilon} \cos\theta}{\Omega^2 - h_0^2}, m = 1 + \frac{h_0^4(1 - h_0^2)}{\tilde{\Omega}^2 \Omega^4}, \quad (20)$$

де h_i і h_r – нормовані амплітуди магнітного поля падаючої і відбитої хвиль, $h_0 = H_0 \pi d \lambda_c / \Phi_0$ – нормоване зовнішнє магнітне поле, $\tilde{\Omega} = (\Omega^2 - 1)^{1/2}$, $\Omega = \omega / \omega_J$ – нормована частота. У розділі показано, що в залежності від кута падіння θ та частоти хвилі Ω зовнішнє магнітне поле може як збільшувати, так і зменшувати коефіцієнт відбиття. А саме, для кутів падіння $0 < \theta < \arccos(\varepsilon^{-1/2})$ з ростом магнітного поля зростає коефіцієнт відбиття R , а для кутів $\arccos(\varepsilon^{-1/2}) < \theta < \pi/2$ поведінка протилежна – з ростом магнітного поля коефіцієнт відбиття R зменшується. Для частот близьких до джозефсонівської плазмової частоти $1 < \Omega < (1 - \varepsilon^{-1})^{-1/2}$ магнітне поле суттєво змінює залежність R від кута падіння θ , а для частот $(1 - \varepsilon^{-1})^{-1/2} < \Omega$ магнітне поле майже не впливає на цю залежність. Також у цій задачі було розраховано величину зовнішнього магнітного поля, яка має використовуватись для отримання мінімально можливого коефіцієнту відбиття від зразка (див. рис. 11).

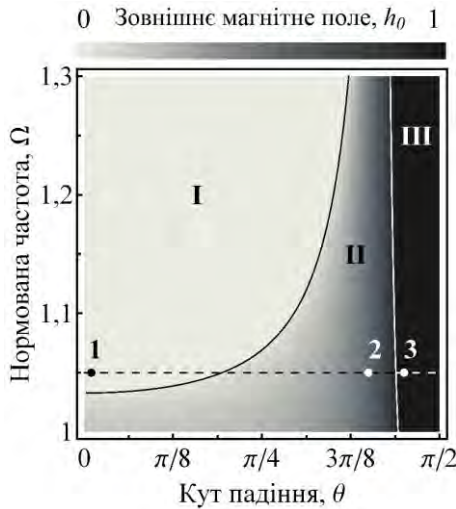


Рис. 11 Діаграма значень зовнішнього магнітного поля, необхідного для мінімізації коефіцієнту відбиття R при різних частотах Ω і кутах падіння θ .

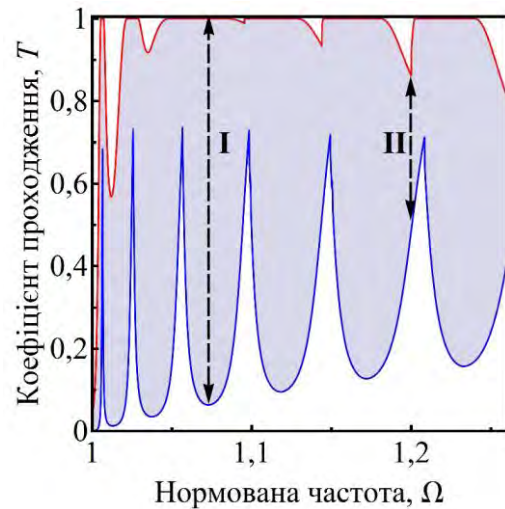


Рис. 12 Межі зміни (сіра область) коефіцієнту проходження T при зміні магнітного поля h_0 , верхня і нижня криві відповідають максимально і мінімально можливим значенням T , відповідно. Параметри: $\theta = \pi/4$, $\delta = 30 \lambda_c$.

У другій частині розділу розглядається наближення, в якому довжина загасання хвилі більше розмірів зразка і потрібно враховувати скінченність його товщини (рис. 10б). Отриманий коефіцієнт проходження для цього випадку має вигляд:

$$T = \frac{|h_t|^2}{|h_i|^2} = \left(1 + \sin^2(\tilde{\Omega}\delta - \phi) \left\{ \frac{1}{4\Theta} + \left(\frac{h_0^4 \tilde{h}_0^2}{\Omega^4 \tilde{\Omega}^2} + 1 \right) \Theta \right\}^2 - 1 \right)^{-1}, \quad (21)$$

де

$$\tilde{h}_0 = \sqrt{1 - h_0^2}, \quad \Theta = \frac{\Omega \tilde{\Omega} \sqrt{\varepsilon}}{2(\tilde{h}_0^2 + \tilde{\Omega}^2)} \cos \theta, \quad \phi = \frac{\pi}{2} - \arctg \left(\frac{1 - \tilde{\Omega}^2}{2\tilde{\Omega}} + \frac{\Omega^4 \tilde{h}_0}{2\tilde{\Omega} h_0^2} P \right),$$

$$P = \left[\frac{\Omega^2 \varepsilon \cos^2 \theta}{\Omega^2 + (\tilde{h}_0^2 - \Omega^2) \varepsilon \cos^2 \theta} - \frac{\tilde{h}_0 + \tilde{\Omega}^2}{\tilde{h}_0 + 1} \right]^{-1},$$

h_i і h_t – нормовані амплітуди магнітного поля падаючої хвилі та хвилі, що пройшла, відповідно. Можна помітити, що залежність від товщини зразка $\delta = D/\lambda_c$ у рівнянні (21) знаходиться лише у аргументі синуса. У відсутності магнітного поля зразок буде прозорим, коли $\delta = \pi k / \tilde{\Omega}$, $k = 1, 2, \dots$. При вмиканні поля у аргументі з'являється доданок ϕ , який зсуває максимуми залежності коефіцієнту проходження від товщини. Тож зовнішнє магнітне поле змінює ефективну товщину зразка і підлаштуванням зовнішнього поля можна зробити зразок повністю прозорим. Також у розділі показано, що при правильному виборі параметрів (для порівняння див. пряму I і II на рис. 12) можна магнітним полем змінювати коефіцієнт проходження в широкому діапазоні значень.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі вирішено важливу задачу теоретичної фізики конденсованого стану, а саме: теоретично описано трансформацію поляризації лінійних і нелінійних електромагнітних хвиль при їх відбитті та проходженні крізь шаруваті надпровідники скінченних розмірів і встановлено вплив зовнішнього постійного магнітного поля на коефіцієнти відбиття та проходження.

Основними оригінальними результатами дисертаційної роботи є такі:

1. Знайдено залежності коефіцієнтів проходження лінійних поперечно-електричних і поперечно-магнітних хвиль та коефіцієнтів перетворення поляризації від товщини зразка і частоти хвилі у шаруватих надпровідниках скінченних розмірів, поміщених у вакуумний прямокутний хвилевід, у випадках, коли хвилі поширюються або перпендикулярно, або паралельно надпровідниковим шарам. Встановлено, що у разі поширення хвиль паралельно шарам виникає ефект перетворення поляризації хвиль.

2. Вивчено відбиття та проходження нелінійних хвиль крізь шаруваті надпровідники скінченних розмірів, поміщені у вакуумний прямокутний хвилевід, у випадках, коли хвилі поширюються або перпендикулярно, або паралельно надпровідниковим шарам. Встановлено, що в обох випадках залежність коефіцієнта проходження нелінійних хвиль від амплітуди падаючої хвилі має гістерезисний характер. Показано, що зміною амплітуди падаючої хвилі можна варіювати коефіцієнт проходження в широкому діапазоні значень.

3. Запропоновано оригінальний метод розв'язання задач відбиття, проходження та трансформації нелінійних хвиль з довільними поляризаціями у шаруватих надпровідниках. Цей метод базується на двох виявлених у роботі хвилях із взаємно ортогональними поляризаціями, які навіть у нелінійному режимі практично не взаємодіють. На основі цього методу дано теоретичний опис взаємної трансформації поляризації нелінійних поперечно-електричних і поперечно-магнітних хвиль при їх відбитті та проходженні крізь зразок шаруватого надпровідника скінченної товщини, поміщений у вакуумний прямокутний хвилевід.

4. Знайдено аналітичні вирази для залежностей коефіцієнтів відбиття та проходження поперечно-магнітних хвиль крізь шаруваті надпровідники від зовнішнього постійного магнітного поля, частоти і кута падіння падаючої хвилі. Отримано умови практично повного пригнічення коефіцієнта відбиття. Встановлено, що зовнішнім магнітним полем можна ефективно управляти коефіцієнтами відбиття та проходження хвиль в широкому діапазоні значень.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Апостолов С.С. Трансформация поляризации терагерцевых волн при их отражении и прохождении сквозь слоистый сверхпроводник конечных размеров / С.С. Апостолов, **Т.Н. Рохманова**, С.И. Ханкина, В.М. Яковенко, В.А. Ямпольский // Физика низких температур. – 2012. – Т. 38, № 9. – С. 1109-1118.
2. **Rokhmanova T.N.** Self-induced THz-waves transmissivity of waveguides with finite-length layered superconductors / **T.N. Rokhmanova**, S.S. Apostolov, Z.A. Maizelis, V.A. Yampol'skii, Franco Nori // Physical Review B. – 2013. – V. 88, № 1. – P. 014506(1)-014506(10).
3. **Рохманова Т.Н.** Управление отражательной способностью слоистого сверхпроводника с помощью статического магнитного поля / **Т.Н. Рохманова**, З.А. Майзелис, С.С. Апостолов, В.А. Ямпольский // Радиофизика и электроника. – 2014. – Т. 19, № 3. – С. 49-54.
4. **Rokhmanova T.N.** Superposition principle for nonlinear Josephson plasma waves in layered superconductors / **T.N. Rokhmanova**, S.S. Apostolov, Z.A. Maizelis, V.A. Yampol'skii, Franco Nori // Physical Review B. – 2014. – V. 90, № 18. – P. 184503(1)-184503(9).
5. **Rokhmanova T.N.** Transmittance of electromagnetic waves through finite-length layered superconductors in presence of external static magnetic field / **T.N. Rokhmanova**, Z.A. Maizelis // Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. – 2014. – Вип. 21. – С. 16-20.
6. **Рохманова Т.Н.** Нелинейная трансформация волн с различными поляризациями в ограниченных слоистых сверхпроводниках / **Т.Н. Рохманова**, С.С. Апостолов, З.А. Майзелис, В.А. Ямпольский // Доповіді Національної академії наук України. – 2015. – № 2. – С. 66-71.

7. **Rokhmanova T.M.** Transmission and reflection of waves in vacuum waveguide with layered superconductor / **T.M. Rokhmanova** // 3rd International Conference for Young Scientists «Low temperature physics – 2012». – 14-18 May 2012, Kharkiv, Ukraine. – P. 55
8. **Rokhmanova T.N.** Tunable transparency of layered superconductors placed inside a vacuum waveguide / **T.N. Rokhmanova** // 4th International Conference for Young Scientists «Low temperature physics – 2013». – 3-7 June 2013, Kharkiv, Ukraine. – P. 22
9. **Rokhmanova T.N.** Self-induced THz-waves transmissivity of waveguides with layered superconductors / **T.N. Rokhmanova**, S.S. Apostolov, Z.A. Maizelis, V.A. Yampol'skii // The international summer school nanotechnology: from fundamental research to innovations and practice conference «Nanotechnology and nanomaterials». – 25 August-1 September 2013, Bukovel, Ukraine. – P. 34
10. **Rokhmanova T.N.** Transformation of THz waves polarization via transmission through a finite slab of layered superconductor / **T.N. Rokhmanova**, S.S. Apostolov, V.A. Yampol'skii // The international summer school nanotechnology: from fundamental research to innovations and practice conference «Nanotechnology and nanomaterials». – 25 August-1 September 2013, Bukovel, Ukraine. – P. 35
11. **Rokhmanova T.N.** Nonlinear THz-waves transmission through a finite-length layered superconductor placed inside a vacuum rectangular wave-guide [электронный ресурс] / **T.N. Rokhmanova**, S.S. Apostolov, Z.A. Maizelis, V.A. Yampol'skii // XIII Kharkiv Young Scientist Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics. – 2-6 December 2013, Kharkiv, Ukraine. – 1 эл. опт. диск (CD-ROM) ; 12 см.
12. **Rokhmanova T.N.** Independent nonlinear modes in waveguides with finite-length layered superconductors / **T.N. Rokhmanova** // Young scientists conference «Problems of Theoretical Physics». – 24-27 December 2013, Kyiv, Ukraine. – P. 41.
13. **Rokhmanova T.N.** Superposition principle for nonlinear waveguide modes in layered superconductors / **T.N. Rokhmanova**, Z.A. Maizelis, S.S. Apostolov, V.A. Yampol'skii // 5th International Conference for Young Scientists «Low temperature physics – 2014». – 2-6 June 2014, Kharkiv, Ukraine. – P. 41.
14. **Rokhmanova T.N.** Applying a DC Magnetic Field as a way to Control the Reflectance of Layered Superconductors / **T.N. Rokhmanova**, Z.A. Maizelis, S.S. Apostolov, V.A. Yampol'skii // International Conference of Physics Students. – 10-17 August 2014, Heidelberg, Germany. – P. 22.
15. **Rokhmanova T.N.** Superposition Principle for Nonlinear Josephson Plasma Waves in Layered Superconductors Placed inside a Vacuum Waveguide / **T.N. Rokhmanova**, Z.A. Maizelis, S.S. Apostolov, V.A. Yampol'skii // Condensed matter in Paris 2014, CMD 25-JMC 14. – 24-29 August 2014, Paris, France. – P. 365-366.
16. **Rokhmanova T.N.** Reflectivity of semi-infinite layered superconductors in presence of external dc magnetic field [электронный ресурс] / **T.N. Rokhmanova**, S.S. Apostolov, Z.A. Maizelis, V.A. Yampol'skii // 14th Kharkiv Young Scientist

Conference on Radiophysics, Electronics, Photonics and Biophysics. – 14-17 October 2014, Kharkiv, Ukraine. – 1 эл. опт. диск (CD-ROM) ; 12 см.

17. **Rokhmanova T.N.** Transparency of finite-thickness layered superconductors controlled by DC magnetic field / **T.N. Rokhmanova**, Z.A. Maizelis, S.S. Apostolov, V.A. Yampol'skii // 58th Scientific Conference for Students of Physics and Natural Sciences – 24-27 March 2015, Vilnius, Lithuania – P. 64.

АНОТАЦІЯ

Рохманова Т.М. Відбиття, проходження і трансформація електромагнітних хвиль у шаруватих надпровідниках скінченних розмірів. – Рукопис.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.02 – теоретична фізика. – Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України, Харків, 2015.

Дисертація присвячена теоретичному дослідженню відбиття та проходження лінійних та нелінійних хвиль крізь шаруваті надпровідники скінченних розмірів. Знайдено залежності коефіцієнтів проходження та трансформації лінійних хвиль від товщини зразка і частоти хвилі у випадках розповсюдження хвиль або вздовж, або уперек шарів. Показано, що залежність коефіцієнта проходження нелінійних хвиль від амплітуди падаючої хвилі, як у випадку розповсюдження вздовж надпровідникових шарів, так і уперек, має гістерезисний характер. Запропоновано метод розв'язання задач проходження та трансформації нелінійних хвиль з довільними поляризаціями у шаруватих надпровідниках, який може бути використаний для інших сильно анізотропних середовищ. Цей метод базується на виявлених у роботі двох взаємно ортогональних поляризаціях хвиль, які майже не взаємодіють одна з одною навіть у нелінійному випадку. Описано взаємну трансформацію поляризацій нелінійних поперечно-електричних та поперечно-магнітних хвиль. Знайдено аналітичні вирази для залежності коефіцієнтів відбиття та проходження поперечно-магнітних хвиль від зовнішнього постійного магнітного поля. Показано, що зовнішнє магнітне поле може бути використано для управління коефіцієнтами відбиття та проходження.

Ключові слова: шаруваті надпровідники, джозефсонівська плазма, джозефсонівські плазмові хвилі, хвилеводи, трансформація поляризації хвиль.

АННОТАЦИЯ

Рохманова Т.Н. Отражение, прохождение и трансформация электромагнитных волн в слоистых сверхпроводниках конечных размеров. – Рукопись.

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.02 – теоретическая физика. – Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, Харьков, 2015.

Диссертация посвящена теоретическому исследованию отражения и прохождения линейных и нелинейных электромагнитных волн сквозь слоистые сверхпроводники конечных размеров. Найдены зависимости коэффициентов прохождения линейных поперечно-электрических и поперечно-магнитных волн и коэффициентов трансформации поляризации падающей волны от толщины образца и частоты волны для слоистых сверхпроводников, помещенных в вакуумный прямоугольный волновод, в случаях распространения как вдоль, так и поперек сверхпроводящих слоёв. Показано, что в случае распространения волн параллельно сверхпроводящим слоям поляризации отраженной и прошедшей через образец волн могут существенно отличаться от поляризации падающей волны.

Изучено отражение и прохождение нелинейных волн через слоистые сверхпроводники конечных размеров, помещенные в вакуумный прямоугольный волновод, в двух случаях, когда волны распространяются или перпендикулярно, или параллельно сверхпроводниковым слоям. Установлено, что в обоих случаях зависимость коэффициента прохождения нелинейных волн от амплитуды падающей волны имеет гистерезисный характер. Показано, что даже в случае слабой нелинейности коэффициент прохождения весьма чувствителен к амплитуде падающей волны, и поэтому изменением амплитуды можно его варьировать в широком диапазоне значений.

Исследована трансформация поляризации нелинейных волн при их отражении и прохождении сквозь слоистые сверхпроводники конечных размеров, помещенные в вакуумный прямоугольный волновод. Предложен оригинальный метод решения задач отражения, прохождения и трансформации нелинейных волн с произвольными поляризациями в слоистых сверхпроводниках, который может быть использован для других сильно анизотропных проводников. Этот метод основан на существовании двух выявленных в работе взаимно ортогональных поляризаций волн, которые связаны с осью, перпендикулярной как оси волновода, так и кристаллографической оси c слоистого сверхпроводника. Волны с такими поляризациями даже в нелинейном режиме практически не взаимодействуют, не трансформируются друг в друга и имеют принципиально разное поведение при отражении и прохождении сквозь слоистые сверхпроводники. Одна из этих волн полностью отражается от образца, вторая – частично отражается и частично проходит сквозь образец, проявляя нелинейное поведение и гистерезисную зависимость коэффициента прохождения от амплитуды падающей волны. Используя предложенный метод, найдены зависимости коэффициентов отражения и прохождения нелинейных поперечно-электрических и поперечно-магнитных волн от амплитуды падающей волны, а также определены условия эффективной взаимной трансформации поляризаций нелинейных поперечно-электрических и поперечно-магнитных волн.

Найдены аналитические выражения для зависимостей коэффициентов отражения и прохождения поперечно-магнитных волн сквозь слоистые сверхпроводники от внешнего постоянного магнитного поля, частоты и угла падения падающей волны и построены соответствующие зависимости в случаях,

когда длина затухания волны или меньше, или больше толщины образца. Получены условия практически полного подавления коэффициента отражения от слоистого сверхпроводника. Рассчитана диаграмма, графически представляющая величину внешнего постоянного магнитного поля, которую необходимо использовать для получения минимально возможного коэффициента отражения при различных частотах и углах падения электромагнитной волны. Установлено, что внешнее магнитное поле, по сути, меняет эффективную толщину образца и при данной толщине изменением внешнего магнитного поля можно сделать образец полностью прозрачным. Показано, что внешнее магнитное поле может быть использовано для управления коэффициентами отражения и прохождения волн в широком диапазоне значений.

Ключевые слова: слоистые сверхпроводники, джозефсоновская плазма, джозефсоновские плазменные волны, волноводы, трансформация поляризации волн.

ABSTRACT

Rokhmanova T.N. Reflection, transmission and transformation of electromagnetic waves in layered superconductors of finite size. – Manuscript.

Thesis for a candidate's degree in physics and mathematics in speciality 01.04.02 – theoretical physics. – B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering, NAS of Ukraine, Kharkov, 2015.

The dissertation is devoted to the theoretical research of the reflection and transmission of linear and nonlinear waves through the layered superconductors of finite size. The dependencies of transmission and transformation coefficients of linear waves on the sample thickness and wave frequency are found in cases of wave propagation along and across the layers. It is shown that the dependence of the transmission coefficient of nonlinear waves on the incident wave amplitude has hysteretic behavior both for the wave propagation along and across superconducting layers. The method for solving problems of transmission and transformation of nonlinear waves with any polarizations in layered superconductors, as well as in other strongly anisotropic conductors, is proposed. The method is based on the existence of two waves with mutually orthogonal polarizations, which practically do not interact with each other even in the nonlinear case. The mutual transformation of polarizations of nonlinear transverse electric and transverse magnetic waves is described. The analytical expressions for the dependence of the reflection and transmission coefficients of transverse magnetic waves on the external static magnetic field are found. It is shown that the external magnetic field can be used to control the reflection and transmission coefficients.

Key words: layered superconductors, Josephson plasma, Josephson plasma waves, waveguides, transformation of the wave polarization.

Формат 60x84/16. Ум. друк. арк. 0.9. Тир. 100 прим. Зам. 249-15.
Підписано до друку 04.08.15. Папір офсетний.

Надруковано з макету замовника у ФОП Бровін О.В.
61022, м. Харків, вул. Трінклера, 2, корп.1, к.19. Т. (057) 758-01-08, (066) 822-71-30
Свідоцтво про внесення суб'єкта до Державного реєстру
видавців та виготовників видавничої продукції серія ДК 3587 від 23.09.09 р.



СТИЛЬ-ИЗДАТ
ТИПОГРАФИЯ
www.stil-izdat.com