

**КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА**

Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем
Кафедра квантової радіофізики та наноелектроніки

До захисту допущено:

«На правах рукопису»

Завідувач кафедри _____ Ганна КАРЛАШ

« 20 » травня 2023 р.

КВАЛІФІКАЦІЙНА МАГІСТЕРСЬКА РОБОТА

на тему:

«Дисперсія зворотних об'ємних магнітостатичних хвиль в тривимірному просторі хвильових чисел та частоти»

Виконав:

студент 2-го курсу магістратури
денної форми навчання
спеціальності 105 Прикладна фізика
ОНП «Прикладна фізика та наноматеріали»
Возлюк Олександр Сергійович _____

Науковий керівник:

к.ф.-м. н., доцент
Нечипорук Олексій Юрійович _____

Рецензент:

к.ф.-м. н. доцент
Барабанов Олександр Валерійович _____

Засвідчую, що у цій магістерській роботі
немає запозичень з праць інших авторів без
відповідних посилань,
студент _____

Робота допущена до захисту в ЕК рішенням кафедри квантової радіофізики та наноелектроніки від «19» травня 2023 р., протокол № 19.

Завідувач кафедри _____,
канд. фіз.мат. наук, доцент
Карлаш Ганна Юріївна

Київ 2023

Зміст

Вступ.....	4
1. Дисперсійні залежності в ізольованих епітаксійних плівках ЗІГ	6
1.1 Матеріал поширення МСХ – залізо-ітрієвий гранат	6
1.2 Магнітостатичні хвилі в ізольованому феритовому шарі.....	8
1.3 Зворотні об'ємні МСХ	10
2. Зворотні об'ємні МСХ у структурі МДФДМ.....	12
2.1 Дисперсійне співвідношення	12
2.2 МСХ в феритовому шарі з нормальною намагніченістю.....	16
2.3 Граничний перехід до структуриДФД.....	17
3. Комп'ютерне моделювання дисперсії МСХ	18
ВИСНОВКИ.....	20
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	21

Реферат

В роботі було досліджено дисперсію зворотних об'ємних магнітостатичних хвиль (ЗОМСХ) в структурі метал-діелектрик-ферит-діелектрик-метал. Було отримано дисперсійне співвідношення та перевірено його за допомогою граничних переходів. Також було розроблено програмне забезпечення, яке дозволяє проводити аналіз дисперсії ЗОМСХ в даній структурі в тривимірному просторі хвильових чисел та частоти.

Ключові слова:

МАГНІТОСКОПІЧНІ ХВИЛІ , ДИСПЕРСІЯ, ФЕРИТ, КОМП'ЮТЕРНЕ
МОДЕЛЮВАННЯ

Вступ

У сучасному науково-технічному прогресі з'явилася потреба у розробці складної радіоелектронної апаратури, яка була б надійною, економічною і мала низьку собівартість. Однак, збільшення ступеня інтеграції мікросхем призводить до зростання конструктивної і функціональної складності пристроїв. Виникає фізичне обмеження на зменшення розміру елементів схеми та збільшення їх інтеграції, що не завжди є ефективним з технічної та економічної точок зору.

Однак, відкрито новий підхід до обробки сигналів в рамках функціональної електроніки, який базується на використанні фізичних явищ у твердому тілі, уникаючи стандартних радіоелектронних елементів. В цьому підході тверде тіло має властивості, необхідні для виконання конкретних функцій.

Розвиток технологій формування гетероструктур дав змогу створювати складні планарні структури, такі як метал-діелектрик-ферит-діелектрик-метал (МДФДМ). Аналітичні та чисельні методи дозволяють моделювати хвильові та коливальні властивості таких структур. Це сприяло розвитку нового напрямку в електроніці - спін-хвильової електроніки НВЧ, яка використовує підхід безпосередньо на несучій частоті та в реальному масштабі часу, що відрізняється від існуючих схемотехнічних та цифрових рішень.

Завдяки можливостям властивостей МСХ, виникла можливість створювати різноманітні прилади НВЧ-електроніки, такі як обмежувачі потужності, фільтри, лінії затримки та конвольтери. Ці прилади надають широкі можливості для зміни параметрів та оптимізації роботи.

Теоретичні та експериментальні дослідження показали, що затримка МСХ може бути регульована шляхом створення неоднорідностей у

зовнішньому магнітному полі та використання багат шарових феритових діелектричних структур. Це вказує на перспективність дослідження МСХ у феритових плівках з неперервною зміною матеріальних параметрів.

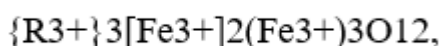
Оскільки точність характеристик МСХ у феритових структурах з реальними параметрами є ключовою для розвитку сучасної функціональної електроніки, основною метою даної роботи є отримання дисперсійних співвідношень для зворотних об'ємних магнітостатичних хвиль у структурі метал-діелектрик-ферит-діелектрик-метал, а також їх тривимірне моделювання в просторі частот та хвильових чисел[1].

1. Дисперсійні залежності в ізольованих епітаксійних плівках залізо-ітрієвий-гранат

1.1 Матеріал поширення Магніто статичних хвиль – ЗІГ

Найбільш поширеним матеріалом для досліджень та застосування в області електроніки на спін-хвильовій основі в діапазонах довжин хвиль від сантиметрового до дециметрового є кристалічний матеріал залізо-ітрієвого гранату (ЗІГ) $Y_3Fe_5O_{12}$.

Детальніше його властивості та застосування було розглянуто в дослідженнях [1,2]. Монокристали ферит-гранатів були вперше синтезовані у Франції в 1957 році. Природними аналогами цих кристалів є андрадит $Ca_3Fe_2Si_3O_{12}$ та шпесарит $Mn_3Al_2Si_3O_{12}$, які також належать до кристалів кубічної сингонії. Формула ферит-гранатів в рамках трьохпідграткової моделі [3] має вигляд:



де R - це рідкоземельні іони чи іон ітрію.

Металеві катіони можуть розміщуватись в межах елементарної комірки у вузлах трьох типів, які в свою чергу розрізняються просторовим розташуванням сусідніх аніонів кисню. Квадратні дужки відповідають октаедричному оточенню іону заліза іонами кисню (a-підгратка), фігурні дужки відповідають додекаедричному оточенню іону ітрію іонами кисню (c-підгратка), а круглі - тетраедричному оточенню іону заліза іонами кисню (d-підгратка) [4]. Додекаедр має 12 граней та 20 вершин, октаедр має 8 граней та 6 вершин, тетраедр має 4 грані та 4 вершини (див. Рис 1,1)[2].

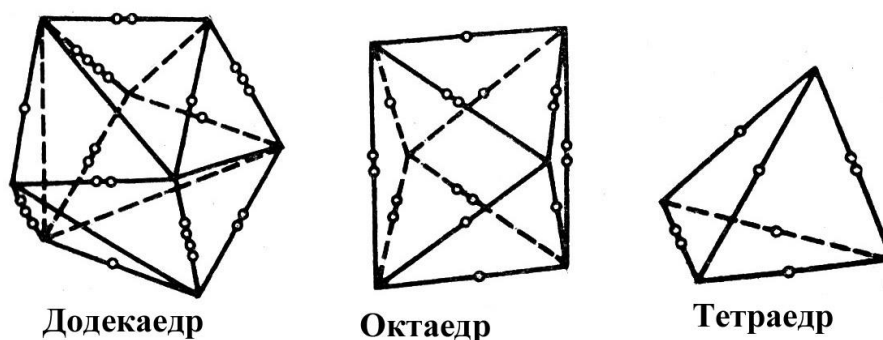


Рис.1.1 Схематичне зображення різних типів ґраток

Кристалічна структура ЗІГ містить в собі однакові октанти, кожен з яких відповідає формульному складу гранату, і припадає на одну кубічну об'ємноцентровану елементарну комірку. У кожній елементарній комірці ЗІГ міститься 24 іони ітрію, 40 іонів залізу та 96 іонів кисню. Сусідні октанти пов'язані лінією d-c, яка є суміжною для них (див. рис. 1.2).



Рис.1.2 Розміщення іонів кисню в залізо-ітрієвому гранаті

Взаємодія між іонами заліза в гранаті призводить до антиферомагнітного розташування магнітних моментів підґраток a та d.

Сумарний магнітний момент гранату визначається магнітними моментами підґраток[1].

$$M_{\Sigma} = (M_d - M_a) - M_c$$

Для чистого ЗІГ, де іони ітрію Y^{3+} є діамагнітними, має місце така залежність:

$$M_{\Sigma} = M_d - M_a = 5\mu_B \Big|_{T=0\text{ K}}$$

Також, часткове заміщення діамагнітними іонами Ga^{3+} та Al^{3+} іонів залізу в октаедричних та тетраедричних підґратках впливає на зменшення загального магнітного моменту гранату[3]. Параметр ґратки ферит-гранатів а залежить від іонного радіусу рідкоземельних іонів; для чистого ЗІГ $a=12,376$ А0 при кімнатній температурі[2].

1.2 Магнітостатичні хвилі в ізолюваному феритовому шарі

Дослідження магнітостатичних хвиль у нескінченній феромагнітній пластинці в рамках магнітостатичного наближення вперше було описане в роботі [3].

Ми досліджуємо хвилі, які поширюються під довільним кутом до вектору намагніченості в феритовому шарі (див. рис. 1.3), розв'язуючи рівняння Уокера в рамках магнітостатичного наближення.

Працюючи зі структурою діелектрик-ферит-діелектрик, ми отримуємо різні розв'язки для рівнянь Уокера для кожного з шарів нашої структури через різний тензор магнітної проникності [7].

Зазначені дослідження магнітостатичних хвиль мають велике значення в контексті розуміння фізичних принципів та використання спін-хвильової електроніки. Дані дослідження сприяють розширенню наших знань про можливості та характеристики магнітостатичних хвиль, що є важливим для розробки нових пристроїв та технологій.

Крім того, розробка програми комп'ютерного моделювання дисперсії зворотних об'ємних магнітостатичних хвиль дозволить нам швидко та ефективно аналізувати різні багатошарові структури і знаходити оптимальні рішення для конкретних застосувань.

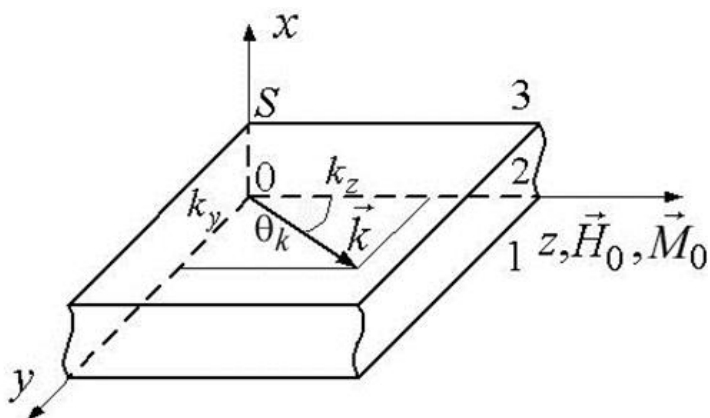


Рис.1.3 Дотично намагнічений необмежений феритовий шар.

Поставимо умови, що магнітні властивості діелектричних шарів будуть описуються тензором:

$$\delta_{ij} = \mu_{ij}, (\delta_{ij} - \text{символ Кронеккера}).$$

Магніто статичні хвилі в нашій структурі будуть описуватися системою рівнянь:

$$\Psi = \begin{cases} \Psi_2, & 0 < x < s & (\text{область 2}), \\ \Psi_3, & x > s & (\text{область 3}), \\ \Psi_1, & x < 0 & (\text{область 1}). \end{cases} \quad (1.1)$$

В такому випадку задача зводиться до розв'язку рівнянь:

$$\begin{cases} \Delta \Psi_3 = 0, & x > s; & (1.2) \\ \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial z^2} + \mu \left(\frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial y^2} \right) = 0; & 0 < x < s; & (1.3) \\ \Delta \Psi_1 = 0, & x < 0; & (1.4) \end{cases}$$

Рівняння (1.2) і (1.4) завжди мають характер еліптичних рівнянь, тоді як рівняння (1.3) може бути еліптичним або гіперболічним в залежності від знаку параметра .

У наступному будемо розглядати, що розв'язки рівняння (1.3) можуть мати форму поверхневих хвиль при , або зворотних об'ємних хвиль при . Детальнішу інформацію можна знайти у дослідженні [4].

1.3 Зворотні об'ємні МСХ

Дослідження магнітостатичних хвиль в ізолюваному феритовому шарі було проведено вперше в роботі[3]. Для цього було розглянуто магнітостатичні хвилі, що поширюються під довільним кутом до дотично намагніченого феритового шару, розв'язуючи рівняння Уокера в рамках магнітостатичного наближення (див. рис.1.3).

Якщо ми працюємо зі структурою діелектрик-ферит-діелектрик, то різні розв'язки рівнянь Уокера будуть мати місце для кожного з шарів в структурі через різний вигляд тензора магнітної проникності[7].

$$\Psi_1 = Ae^{k_s x + i(\omega t - k_y y - k_z z)} \quad (1.5)$$

$$\Psi_2 = (C \sin kx + B \cos kx) e^{i(\omega t - k_y y - k_z z)} \quad (1.6)$$

$$\Psi_3 = De^{-k_s x + i(\omega t - k_y y - k_z z)} \quad (1.7)$$

Застосовуючи принцип неперервності тангенційних компонент напруженості магнітного поля та нормальних компонент магнітної індукції на границях між середовищами, ми отримали рівняння дисперсії для магнітостатичних хвиль.

Ці рівняння дозволяють проводити дослідження спектрів зворотних об'ємних магнітостатичних хвиль у тонких магнітних плівках різної товщини. Цей аналіз сприятиме розумінню властивостей та поведінки цих хвиль в залежності від геометричних параметрів структур[8].

$$\Psi_1|_{x=0} = \Psi_2|_{x=0}, \quad \frac{\partial \Psi_1}{\partial x}|_{x=0} = \mu \frac{\partial \Psi_2}{\partial x}|_{x=0} - i\mu_a \frac{\partial \Psi_2}{\partial y}|_{x=0},$$

$$\Psi_2|_{x=s} = \Psi_3|_{x=s}, \quad \text{та} \quad \mu \frac{\partial \Psi_2}{\partial x}|_{x=s} - i\mu_a \frac{\partial \Psi_2}{\partial y}|_{x=s} = \frac{\partial \Psi_3}{\partial x}|_{x=s},$$

Після вставлення виразів для магнітостатичних потенціалів (1.5)-(1.7) в цей вираз ми отримуємо однорідну систему рівнянь, яка містить константи А, В, С, Д.

$$\begin{cases} B = A \\ De^{-k_s S} = C \sin \kappa S + B \cos \kappa S \\ Ak_s = \mu \kappa C - \mu_a k_y B \\ -Dk_s e^{-k_s S} = \mu \kappa C \cos \kappa S - \mu \kappa B \sin \kappa S \\ -\mu_a k_y B \cos \kappa S - \mu_a k_y C \sin \kappa S \end{cases} \quad (1.8)$$

Ми зацікавлені у власних хвилях, які є нетривіальними розв'язками системи (1.8). Для знаходження цих хвиль, нам потрібно вирішити дисперсійне співвідношення, що отримується шляхом підстановки виразів для магнітостатичних потенціалів (1.5)-(1.7) до системи рівнянь, що визначає константи А, В, С, Д. Дисперсійне співвідношення може бути виведене у неявній формі.

$$2\mu \kappa k_s \operatorname{ctg} \kappa S - \mu_a^2 k_y^2 + k_s^2 - \mu^2 \kappa^2 = 0 \quad (1.9)$$

Для подальшого аналізу ми розглядаємо зворотні об'ємні магнітостатичні хвилі, які поширюються вздовж вектора намагніченості, що є найпростішим випадком. За покладанням $k_x = 0$, ми знаходимо вираз для дисперсійного співвідношення (1.9).

$$2 \operatorname{ctg} \frac{|k_z|s}{\sqrt{-\mu}} = \frac{1}{\sqrt{-\mu}} - \sqrt{-\mu}$$

Розкладемо цей вираз за допомогою формули котангенса подвійного аргументу:

$$\Delta\omega = \omega_1 - \omega_H = \frac{\omega_M^2}{\sqrt{1 + \frac{\omega_M}{\omega_H} + 1}} \Bigg|_{H_0 \rightarrow \infty} \rightarrow \frac{\omega_M}{2}$$

У роботі [5] було проведено аналіз дисперсійних характеристик магнітостатичних хвиль в шаруватих магнітних структурах, тоді як в роботах [6,7] були досліджені властивості магнітостатичних хвиль в системі, що складається з двох магнітних плівок.

2. Зворотні об'ємні МСХ у структурі МДФДМ

2.1 Дисперсійне співвідношення

Розглядається структура МДФДМ, зображена на рис.2.1, яка містить метал, діелектрик, ферит, ще один діелектрик та метал. Хвильовий вектор ЗОМСХ, що розповсюджується в структурі, утворює кут з вектором зовнішнього магнітного поля, яке спрямоване вздовж вісі Z. Товщина феритового прошарку складає S, а товщини діелектричних прошарків відповідають та відповідно.

Структура необмежена в площині YZ. Ця структура є дотично намагніченою. Попередні дослідження характеристик ЗОМСХ в подібних структурах здійснювалися у [8].

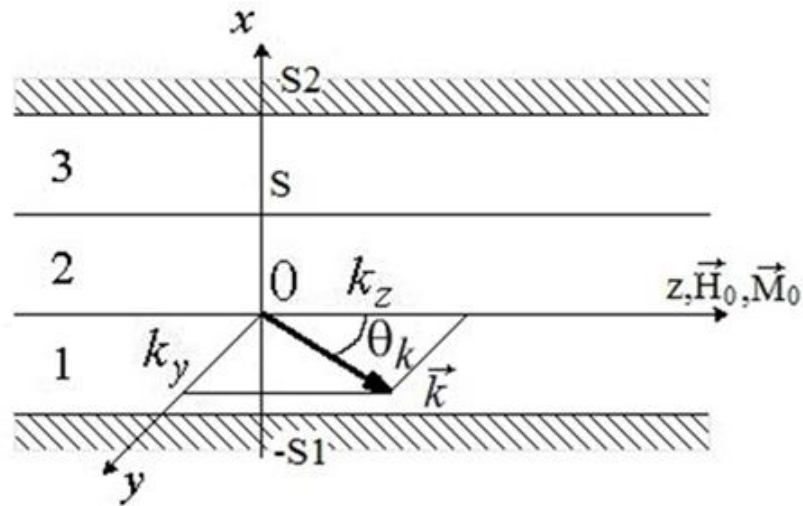


Рис.2.1 Дотично намагнічена структура МДФДМ.

(1,3 – прошарки діелектрику; 2 – шар фериту)

У структурі, що містить феритову компоненту, магнітостатичні хвилі характеризуються рівнянням Уокера, тоді як у діелектричних прошарках ці хвилі описуються рівнянням Лапласа[1].

$$\begin{cases} \Delta\Psi_3 = 0, & x > s; & (1.2) \\ \frac{\partial^2\Psi_2}{\partial z^2} + \mu\left(\frac{\partial^2\Psi_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi_2}{\partial y^2}\right) = 0; & 0 < x < s; & (1.3) \\ \Delta\Psi_1 = 0, & x < 0; & (1.4) \end{cases}$$

У кожній компоненті рішення знаходиться у формі плоских неоднорідних хвиль за координатою x.

$$\begin{cases} \Psi_1 = (Ae^{\kappa_3 x} + Be^{-\kappa_3 x})e^{i(\omega t - \kappa_y y - \kappa_z z)} \\ \Psi_2 = (C \cos \kappa x + D \sin \kappa x)e^{i(\omega t - \kappa_y y - \kappa_z z)} \\ \Psi_3 = (Ee^{\kappa_3 x} + Fe^{-\kappa_3 x})e^{i(\omega t - \kappa_y y - \kappa_z z)} \end{cases}$$

Для зшивання розв'язків в межах різних компонент застосовуються граничні умови. На межі діелектрик-ферит необхідно забезпечити неперервність дотичних компонент магнітного поля та нормальних компонент

магнітної індукції, а на межі з металом - забезпечити рівність нулю нормальних компонент магнітної індукції. Дані граничні умови були описані в роботі [2].

$$\Psi_1 \Big|_{x=0} = \Psi_2 \Big|_{x=0}, \quad \frac{\partial \Psi_1}{\partial x} \Big|_{x=-s_1} = 0,$$

$$\Psi_2 \Big|_{x=s} = \Psi_3 \Big|_{x=s}, \quad \frac{\partial \Psi_3}{\partial x} \Big|_{x=s_2} = 0,$$

$$\frac{\partial \Psi_2}{\partial x} \Big|_{x=0} = \mu \frac{\partial \Psi_1}{\partial x} \Big|_{x=0} - i\mu_a \frac{\partial \Psi_2}{\partial y} \Big|_{x=0},$$

$$\mu \frac{\partial \Psi_2}{\partial x} \Big|_{x=s} - i\mu_a \frac{\partial \Psi_2}{\partial y} \Big|_{x=s} = \frac{\partial \Psi_3}{\partial x} \Big|_{x=s},$$

Співвіднівши розвязки з наявними нам граничними умовами ми отримуємо систему рівнянь:

$$\begin{cases} B + A = C & (2.1) \end{cases}$$

$$\begin{cases} Fe^{-k_s S} + Ee^{k_s S} = C \cos \kappa S + D \sin \kappa S & (2.2) \end{cases}$$

$$\begin{cases} -Bk_s e^{k_s S_1} + Ak_s e^{-k_s S_1} = 0 & (2.3) \end{cases}$$

$$\begin{cases} -Fk_s e^{-k_s S_2} + Ek_s e^{k_s S_2} = 0 & (2.4) \end{cases}$$

$$\begin{cases} Ak_s - Bk_s = \mu \kappa D - \mu_a k_y C & (2.5) \end{cases}$$

$$\begin{cases} Ek_s e^{k_s S} - Fk_s e^{-k_s S} = -\mu \kappa C \sin \kappa S + \mu \kappa D \cos \kappa S - \\ -\mu_a k_y C \cos \kappa S - \mu_a k_y D \sin \kappa S & (2.6) \end{cases}$$

З (2.3) та (2.1) маємо: $B = Ae^{-2k_s S_1}; C = A(1 + e^{-2k_s S_1});$ (2.7)

З (2.4) отримаємо: $E = Fe^{-2k_s S_2};$ (2.8)

З (2.5) використовуючи (2.7) та (2.8) маємо:

$$Ak_s(1 - e^{-2k_s S_1}) = \mu \kappa D - \mu_a k_y A(1 + e^{-2k_s S_1})$$

Звідки:

$$D = A \frac{k_s}{\mu\kappa} (1 - e^{-2k_s S_1}) + A \frac{\mu_a k_y}{\mu\kappa} (1 + e^{-2k_s S_1}); \quad (2.9)$$

Підставимо (2.2) у (2.6), а також скористаємося (2.7), (2.8), (2.9):

$$\begin{aligned} & F(k_s(e^{-2k_s S_2} e^{k_s S} - e^{-k_s S}) + \mu_a k_y(e^{-2k_s S_2} e^{k_s S} + e^{-k_s S})) = \\ & = A(-\mu\kappa(1 + e^{-2k_s S_1})\sin \kappa S + (k_s(1 - e^{-2k_s S_1}) + \mu_a k_y(1 + e^{-2k_s S_1}))\cos \kappa S) \\ \frac{F}{A} & = \frac{-\mu\kappa(1 + e^{-2k_s S_1})\sin \kappa S + (k_s(1 - e^{-2k_s S_1}) + \mu_a k_y(1 + e^{-2k_s S_1}))\cos \kappa S}{\mu_a k_y(e^{-2k_s S_2} e^{k_s S} + e^{-k_s S}) + k_s(e^{-2k_s S_2} e^{k_s S} - e^{-k_s S})}; \quad (2.10) \end{aligned}$$

Скористаємося рівнянням (2.2). Підставимо у нього (2.7), (2.8), (2.9):

$$\begin{aligned} F(e^{-2k_s S_2} e^{k_s S} + e^{-k_s S}) & = A((1 + e^{-2k_s S_1})\cos \kappa S + (\frac{k_s}{\mu\kappa}(1 - e^{-2k_s S_1}) + \frac{\mu_a k_y}{\mu\kappa}(1 + e^{-2k_s S_1}))\sin \kappa S) \\ \frac{F}{A} & = \frac{\mu\kappa(1 + e^{-2k_s S_1})\cos \kappa S + (k_s(1 - e^{-2k_s S_1}) + \mu_a k_y(1 + e^{-2k_s S_1}))\sin \kappa S}{\mu\kappa(e^{-2k_s S_2} e^{k_s S} + e^{-k_s S})}; \quad (2.11) \end{aligned}$$

Введемо умовні позначення:

$$\begin{aligned} Sh(k_s(S - S_2)) & = e^{-2k_s S_2} e^{k_s S} + e^{-k_s S}; & Sh(k_s S_1) & = 1 + e^{-2k_s S_1}; \\ Ch(k_s(S - S_2)) & = e^{-2k_s S_2} e^{k_s S} - e^{-k_s S}; & Ch(k_s S_1) & = 1 - e^{-2k_s S_1}; \end{aligned}$$

Прирівняємо (2.10) до (2.11), скориставшись позначеннями:

$$\begin{aligned} & \mu\kappa k_s Ch(k_s(S - S_2))Sh(k_s S_1)\cos \kappa S + k_s^2 Ch(k_s(S - S_2))Ch(k_s S_1)\sin \kappa S + \\ & + \mu_a k_y k_s Ch(k_s(S - S_2))Sh(k_s S_1)\sin \kappa S + k_s \mu_a k_y Sh(k_s(S - S_2))Ch(k_s S_1)\sin \kappa S + \\ & + \mu_a^2 k_y^2 Sh(k_s(S - S_2))Sh(k_s S_1)\sin \kappa S + \mu^2 \kappa^2 Sh(k_s(S - S_2))Sh(k_s S_1)\sin \kappa S - \\ & - k_s \mu\kappa Sh(k_s(S - S_2))Ch(k_s S_1)\cos \kappa S = 0 \quad (2.12) \end{aligned}$$

Таким чином отримуємо співвідношення для ЗОМСХ в структурі МДФДМ.

2.2 МСХ в феритовому шарі з нормальною намагніченістю

Розглянемо геометричний випадок, який показує нам феритовий прошарок з нормальним вектором намагніченості, а тобто – перпендикулярна намагніченість до площини прошарку (рис.2.1). Вперше таке дослідження було проведено Бар'яхтаром та Кагановим в 1961.

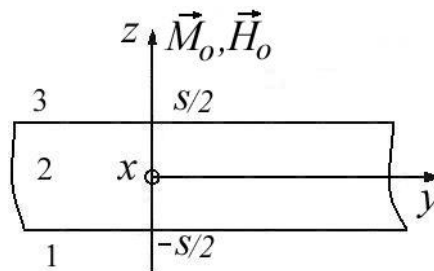


Рис. 2.1 Феритовий шар з нормальною намагніченістю

Якщо геометрія є симетрична відносно осі Z, то можна без будь-яких обмежень розглядати хвилі які направленні вздовж вектору Y. Ці хвилі є прямими об'ємними магнітостатичними хвилями. В цьому випадку рівняння Уокера можна описати у відповідному вигляді:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial z^2} &= 0, \quad z < -\frac{s}{2}, \\ \mu \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial z^2} &= 0, \quad |z| < \frac{s}{2}, \\ \frac{\partial^2 \Psi_3}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi_3}{\partial z^2} &= 0, \quad z > \frac{s}{2}. \end{aligned}$$

Коли ми визначаємо розв'язок у вигляді плоскої хвилі, то з цієї системи можна отримати відповідні рівняння:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 Z_1}{dz^2} - k^2 Z_1 &= 0, \quad z < -\frac{s}{2}; \\ \frac{d^2 Z_2}{dz^2} - \mu k^2 Z_2 &= 0, \quad |z| < \frac{s}{2}; \\ \frac{d^2 Z_3}{dz^2} - k^2 Z_3 &= 0, \quad z > \frac{s}{2}. \end{aligned}$$

Очевидно, що тип розв'язків цієї системи буде визначатись знаком біля μ . Також важливо зауважити, що вектор статичної намагніченості направлений перпендикулярно до площини прошарку і виникає необхідність провести заміну, що буде враховувати поле розмагнічування. Така заміна може бути подана у вигляді $\vec{H}_i = \vec{H}_0 - 4\pi\vec{M}$.

Після підставлення граничних умов, і проведення коротких розрахунків, знаходимо, що корені хвильових рівнянь матимуть наступний вигляд:

$$|k_n|s = \frac{2}{\sqrt{-\mu}} \left(n\pi + \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{-\mu}} \right)$$

$$|k_m|s = \frac{2}{\sqrt{-\mu}} \left(m\pi - \operatorname{arctg} \sqrt{-\mu} \right)$$

Спектр прямих об'ємних магнітостатичних хвиль, який визначається чими співвідношеннями представлено на малюнку рис.2.2.

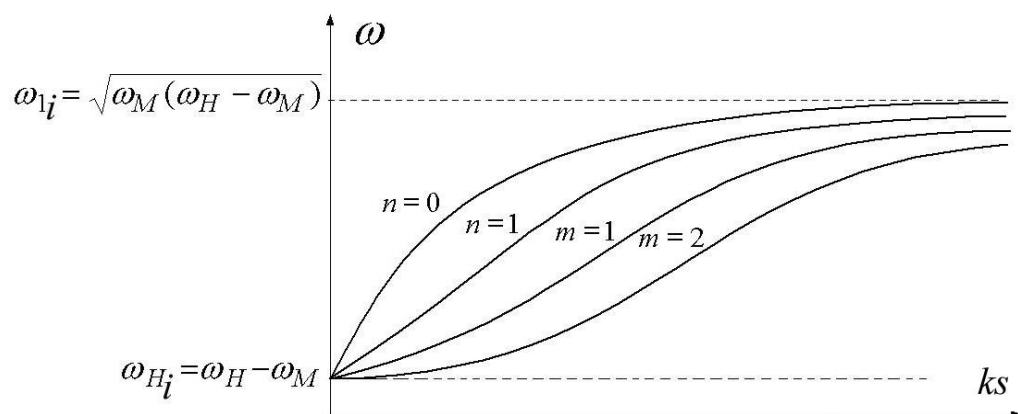


Рис. 2.2 Дисперсія ПОМСХ в феритовому шарі з нормальною намагніченістю

2.3 Граничний перехід до структуриДФД

Для перевірки отриманого виразу для дисперсії ЗОМСХ у тривимірному просторі хвильових чисел та частот за довільного кута між напрямками хвильового числа та зовнішнього магнітного поля, ми виконаємо дослідження на вже добре відомій структурі, ізолюваному феритовому прошарку.

Для отримання відповідної формули можна скористатись (2.12) та здійснити граничні переходи. Умови для таких граничних переходів визначаються наступним чином[2]:

$$S_1 \rightarrow \infty; \quad S_2 \rightarrow \infty;$$

Перейдемо до умовних позначень:

$$\begin{aligned} Sh(k_s(S - S_2)) &\rightarrow e^{-k_s S}; & Sh(k_s S_1) &\rightarrow 1; \\ Ch(k_s(S - S_2)) &\rightarrow -e^{-k_s S}; & Ch(k_s S_1) &\rightarrow 1; \end{aligned}$$

Після спрощення отримуємо:

$$-2\mu k k_s \cos(\kappa S) + \mu^2 \kappa^2 \sin(\kappa S) - k_s^2 \sin(\kappa S) + \mu_a^2 k_y^2 \sin(\kappa S) = 0$$

Якщо переписати цей вираз через котангенс то отримаємо:

$$2\mu k k_s \operatorname{ctg} \kappa S + k_s^2 - \mu_a^2 k_y^2 - \mu^2 \kappa^2 = 0$$

Наш отриманий вираз збігається з теоретичним виразом для ЗОМСХ в ізолюваному феритовому шарі (вираз 1.9), що був запропонований раніше.

3. Комп'ютерне моделювання дисперсії МСХ

Наша робота має на меті розробку програмного забезпечення для комп'ютерного моделювання дисперсії зворотних об'ємних магнітостатичних хвиль (ЗОМСХ) в тривимірному просторі хвильових чисел та частот. Ця програма створена з метою забезпечення візуального аналізу та прискорення процесу вибору оптимальної багатошарової структури для подальшого використання.

Крім того, візуалізація дисперсійних залежностей у тривимірному просторі допоможе студентам глибше зрозуміти принципи роботи пристроїв спін-хвильової електроніки та загальну фізику магнітостатичних хвиль.

З метою цієї роботи мною було розроблено програму мовою програмування Python в середовищі PyCharm community Edition 2022.3.3. Для реалізації цього завдання я скористався такою бібліотекою як SymPy яка дозволяє знаходити розв'язки як простих рівнянь, так і цілих систем з багатьма невідомими за допомогою чисельних методів розрахунку рівнянь.

Для візуалізації графіків дисперсії я скористався зовнішньою бібліотекою для мови Python – Matplotlib.

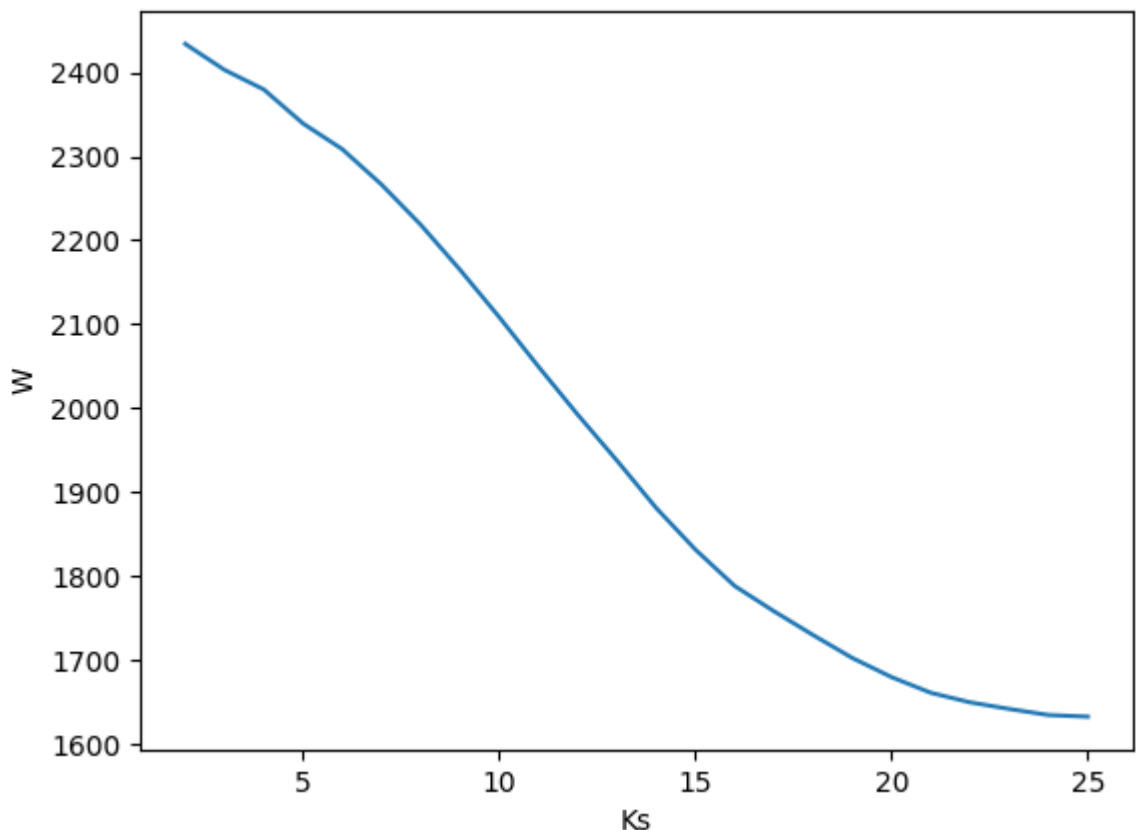


Рис 3.1 Приклад моделювання Дисперсія зворотних об'ємних МСХ, які поширюються вздовж напрямку вектора намагніченості \vec{M}_0 ($\theta_k = 0$)

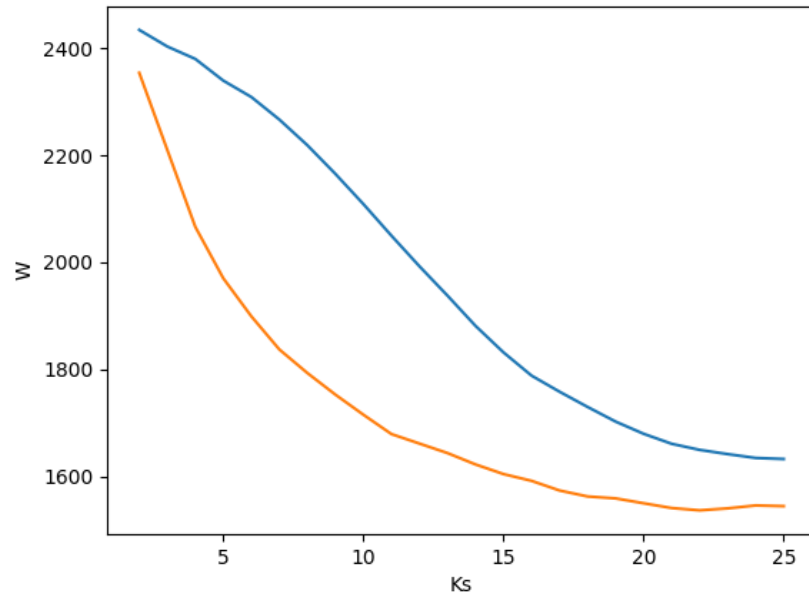


Рис. 3.2 Моделювання ЗОМСХ для двох різних мод. Оранжева $n=0$, Синя $n=1$

ВИСНОВКИ

1. Було вивчено методику отримання дисперсійних співвідношень для магнітостатичних хвиль в багатошарових структурах.
2. Було отримано дисперсійне співвідношення для зворотних об'ємних магнітостатичних хвиль в структурі метал-діелектрик-ферит-діелектрик-метал.
3. Було перевірено дисперсійне співвідношення для випадку ізолюваного феритового шару за допомогою граничних переходів.
4. Було розроблено програму, яка відображає дисперсійні залежності для різних товщин ізолюваних феритових плівок, а також для їх одно- або двосторонньої металізації у графічному вигляді.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитостатические колебания и волны. – М.: Физматлит, 1994. – 464 с.
2. Гуляев Ю. В., Зильберман П.Е. Спинволновая электроника. – М.: Знание, 1988. – 54 с.
3. Damon R.W., Eschbach J.R. Magnetostatic modes of ferromagnetic slab // J. Phys. and Chem. Solids. – 1961. – V. 19. – No. 3-4. – P. 308-320.
4. Данилов В.В., Зависляк І.В., Нечипорук О.Ю. Спін-хвильова електродинаміка. - Киев: ВПЦ «Київський університет», 2008. - 351 с.
5. Wolfram T. Magnetostatic surface waves in layered magnetic structures // J. Appl. Phys. – 1970. – V. 41. – P. 4748-4749.
6. Pfeifer H. Characteristic of magnetostatic surface waves for a system of two magnetic films // Phys. Stat. Sol. (a). – 1973. – V. 18 – №1 – P. K53-K56.
7. Pfeifer H. Magnetostatic modes in a combination of two magnetic films // Phys. Stat. Sol. (a). – 1973. – V. 19. – №1 – P. K85-K87.
8. Нечипорук О.Ю., Данилов В.В., Зависляк І.В. Мультимедійний навчальний курс та електронна бібліотека “Спін-хвильова електродинаміка”, Київ, 2002, ISBN 1680-0249
9. Matplotlib Documentation <https://matplotlib.org/stable/index.html>
10. SymPy Documentation <https://www.sympy.org/en/index.html>
11. Python documentation <https://www.python.org/doc/>