

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

На правах рукопису

МОЙСЕЄНКО ВЛАДИСЛАВ АНАТОЛІЙОВИЧ

УДК 537.86, 537.87, 537.871.7

НЕРЕЗОНАНСНЕ ОБЕРНЕННЯ ХВИЛЬОВОГО ФРОНТУ СПІНОВИХ
ХВИЛЬ ТА КОРЕЛЯЦІЙНА ОБРОБКА ІНФОРМАЦІЇ В ПЛІВКАХ ЗАЛІЗО-
ІТРИЄВОГО ГРАНАТУ

01.04.03 - радіофізика

Дисертація на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Науковий керівник

ПРОКОПЕНКО Олександр Володимирович

доктор фізико-математичних наук, доцент

Київ — 2016

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ	4
ВСТУП	5
РОЗДІЛ 1	
ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ.....	14
1.1. Збудження та поширення спінових хвиль у феритових плівках.....	14
1.2. Параметрична взаємодія магнітостатичних хвиль із зовнішнім електромагнітним накачуванням. Обернення хвильового фронту спінових хвиль	24
1.3. Спін-хвильові конвольвери і корелятори НВЧ діапазону	31
РОЗДІЛ 2	
ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ УСТАНОВКИ ТА МЕТОДИКИ ДОСЛІДЖЕНЬ	41
2.1. Експериментальна установка для дослідження нелінійної та параметричної взаємодії спінових хвиль	41
2.2. Макет експериментальної секції. Методика експериментальних досліджень	53
2.3. Збудження магнітостатичних хвиль мікросмужковими антенами	60
РОЗДІЛ 3	
НЕРЕЗОНАНСНЕ ОБЕРНЕННЯ ХВИЛЬОВОГО ФРОНТУ	67
3.1. Мікрохвильова фільтрація та спектральний аналіз за допомогою нерезонансного обернення хвильового фронту	67
3.2. Розділення сигналів зворотних об'ємних магнітостатичних хвиль за допомогою електромагнітного накачування.....	78
3.3. Конверсія частоти при оберненні хвильового фронту спінових хвиль у анізотропних середовищах	85
3.4. Параметричне перетворення частоти сигналу ПМСХ на керовану магнітним полем проміжну частоту.....	96

РОЗДІЛ 4

КОРЕЛЯЦІЙНЕ ВИДІЛЕННЯ СИГНАЛІВ З РІВНЯ ШУМУ ЗА ДОПОМОГОЮ ОБЕРНЕННЯ ХВИЛЬОВОГО ФРОНТУ СПІНОВИХ ХВИЛЬ	100
4.1 Кореляційний приймач на базі параметричної взаємодії зустрічних сигналів спінових хвиль у магнітних плівках	100
4.2 Кореляційний приймач з оберненням хвильового фронту магнітостатичних хвиль	116
4.3 Магнітостатичний корелятор НВЧ сигналів з внутрішнім оберненням хвильового фронту спінових хвиль	122
4.4 Звуження та розширення сигналів за допомогою кореляції імпульсів магнітостатичних хвиль	128
4.5 Дослідження спектрів МСХ у тонких плівках ЗІГ за допомогою нелінійної взаємодії спінових хвиль	133
ВИСНОВКИ	139
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	142

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

ДОСХ	дипольно-обмінна спінова хвиля
ЗІГ	залізо-ітрієвий гранат
ЗОМСХ	зворотна об'ємна магнітостатична хвиля
АЛЗ	активна лінія затримки
ПЛЗ	пасивна лінія затримки
МСХ	магнітостатична хвиля
НВЧ	надвисока частота
ОХФ	обернення хвильового фронту
ОП	однорідна прецесія
ПМСХ	поверхнева магнітостатична хвиля
СХ	спінова хвиля
ФМР	ферромагнітний резонанс
ВДР	відкритий діелектричний резонатор

ВСТУП

Новий поштовх у розвитку НВЧ електроніки почався після створення фериту з унікальними характеристиками – залізо-ітрієвого гранату. Таке унікальне середовище дозволяє досліджувати найрізноманітніші нелінійні процеси: від генерації другої гармоніки до бозе-ейнштейнівської конденсації газу магнонів. Водночас із розвитком сучасних інформаційних технологій невпинно ростуть вимоги до мікромінітюаризації, енергозбереження та збільшення швидкодії таких систем. Розвиток функціональної електроніки й пошук нових фізичних процесів та середовищ для обробки та передачі високочастотної інформації з використанням складних багатомодових нелінійних систем, наприклад спінових, є досить перспективним шляхом розв'язку поставлених задач.

Для збудження таких багатомодових нелінійних магнітних систем використовують, переважно, зовнішнє електромагнітне накачування завдяки максимальній ефективності передачі НВЧ енергії у магнонну систему. Таке накачування часто називають параметричним, що веде свій початок від параметричних систем, де введення енергії у систему відбувається двічі за період коливання, в даному випадку – за період прецесії магнітного моменту.

З використанням параметричної взаємодії лінійних та нелінійних спінових хвиль з паралельним накачуванням можна реалізувати цілий ряд операцій з обробки сигналів: регенеративне підсилення, керовану активну лінію затримки, генерацію оберненого фазовоспряженого сигналу, часову інверсію імпульсів, стиснення сигнального імпульсу в часі, конволюцію, кореляційну обробку вхідних сигналів то що. На даний час вже було теоретично та експериментально досліджено резонансний випадок обернення хвильового фронту зворотних об'ємних магнітостатичних хвиль, поверхневих магнітостатичних хвиль і дипольно-обмінних спінових хвиль у шестисантиметровому діапазоні

довжин хвиль з використанням все того ж повздовжнього параметричного накачування.

Проте залишився непоміченим і недослідженим випадок нерезонансного обернення хвильового фронту, коли частота взаємодіючих хвиль не дорівнює половині частоти накачування. Тобто коли енергія накачування передається неповністю і переважно за рахунок спектральних компонент накачування. Винайдення способу використання нерезонансного обернення хвильового фронту може дозволити перетворити негативні сторони нестабільності частоти в електронних системах на позитивні (спектральний аналіз, мікрохвильова фільтрація тощо) та суттєво покращити характеристики вже існуючих систем обробки інформації (нерезонансне кореляційне виділення корисних сигналів з рівня шуму).

Якщо згадати, що на основі залізо-ітрієвого гранату можливо створювати цілі масиви наноструктур та окремі магнітні наноконтакти, то викладені вище міркування породжують в десятки разів більшу кількість задач, які необхідно вирішити для побудови систем магнітоелектроніки.

Таким чином, у дисертації запропоновано застосовувати метод параметричної взаємодії магнітостатичних хвиль з електромагнітним накачуванням, коли частота взаємодіючих інформаційних хвиль не дорівнює половині частоти накачування. Цей підхід дозволяє розширити можливості всіх перерахованих вище операцій з використанням параметричної взаємодії лінійних та нелінійних спінових хвиль. Зважаючи на все вищесказане, магнітовпорядковані кристали залізо-ітрієвого гранату є перспективними матеріалами для систем прийому, передачі та обробки інформації в НВЧ діапазоні довжин хвиль.

Актуальність досліджень необхідністю розробки та створення нового покоління систем обробки, збереження, передачі та прийому інформації з покращеними характеристиками на базі нових фізичних

явищ. Одним з підходів до розв'язання таких задач є створення швидкодіючих енергоефективних інформаційних систем на основі магнітних функціональних матеріалів. Змінюючи напрямок елементарних магнітних моментів у таких матеріалах, можна помітно змінювати їх магнітні та електричні властивості. Відповідні ідеї є базовими для ряду новітніх напрямів у фізиці та електроніці, зокрема для спінтроники, магنونіки, спін-орбітроники тощо.

Одним з найкращих функціональних матеріалів для магنونіки є залізо-ітрієвий гранат (ЗІГ). ЗІГ, вирощений методом епітаксії, має рекордно низьке значення параметра затухання в сантиметровому діапазоні довжин хвиль. На його основі були розроблені такі нелінійні прилади, як обмежувачі потужності НВЧ сигналів, придушувачі шумів, регенеративні підсилювачі, активні та пасивні лінії затримки тощо. Притаманні ЗІГ сильно виражені нелінійні властивості (деякі нелінійні ефекти проявляються вже за потужностей вхідного НВЧ сигналу близько 1 мкВт) роблять його незамінним матеріалом для реалізації нелінійних пристроїв магنونіки.

Дослідження лінійної та нелінійної динаміки спінових хвиль (СХ) у тонких плівках ЗІГ дозволяє запропонувати на основі відповідних фізичних ефектів низку нових пристроїв для систем передачі, обробки та прийому інформації в сантиметровому діапазоні довжин хвиль, а також покращити характеристики вже існуючих пристроїв. Одним з цікавих явищ, що відбуваються в таких системах, є явище обернення хвильового фронту (ОХФ), відоме із загальної фізики для хвиль довільної природи. На сьогоднішній день добре дослідженим є випадок так званого резонансного ОХФ СХ у плівках ЗІГ, коли частоти прямої та зворотної СХ співпадають. Проте досі залишився не вивченим випадок нерезонансного ОХФ, що реалізується у випадку невиродженого параметричного підсилювача. Частотні ефекти, що виникають при використанні нерезонансного ОХФ, можна застосувати в пристроях

магنونіки. Зокрема виявляється перспективним використання явища нерезонансного ОХФ для створення приладів кореляційної обробки інформації з покращеними характеристиками – з підвищеною ефективністю виділення сигналів з рівня шуму, з одночасним виконанням додаткових операцій, наприклад кодуванням сигналу, його перевіркою на завадостійкість тощо.

Таким чином, актуальність дисертаційної роботи обумовлена необхідністю вивчення фізики нерезонансного ОХФ СХ у плівках ЗІГ, а також дослідження можливості використання цього явища для створення різноманітних пристроїв магнітної електроніки НВЧ. Важливо також те, що основні результати, отримані в дисертаційній роботі, досить легко перенести в інші області прикладної фізики, зважаючи лише на специфіку частотного діапазону та властивості матеріалів.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Роботу над дисертацією виконано в Київському національному університеті імені Тараса Шевченка в рамках держбюджетних науково-дослідних робіт 06БФ052-01 «Фундаментальні основи новітніх та ресурсозберігаючих технологій на основі радіофізики та електроніки» (№ держреєстрації: 0106U006625), 11БФ052–01 «Фундаментальні основи створення та методи дослідження нанорозмірних структур з керованими параметрами для потреб енергокомплексу» (№ держреєстрації 0111U006169). Дослідження також підтримувались Науково-технологічним центром в Україні (Science and Technology Center in Ukraine) проект №3066 «Нелінійний мікрохвильовий процесор на основі залізо-ітрієвого гранату (ЗІГ)».

Метою роботи є експериментальне дослідження нерезонансного обернення хвильового фронту спінових хвиль у тонких плівках залізо-ітрієвого гранату. *Об'єктом дослідження* був процес параметричної взаємодії спінових хвиль з параметричним електромагнітним накачуванням у випадку, коли частота сигналу відрізняється від половини частоти накачування. За безпосередній *предмет досліджень*

було вибрано сигнали обернення хвильового фронту зворотних об'ємних магнітостатичних хвиль (ЗОМСХ) та поверхневих магнітостатичних хвиль (ПМСХ).

У роботі розв'язувалися наступні *задачі*:

1. Експериментальне дослідження нерезонансного ОХФ МСХ у плівках ЗІГ. Виявлення та вивчення можливості мікрохвильової фільтрації та спектрального аналізу вхідних сигналів.
2. Дослідження можливості розділення сигналів ЗОМСХ, що одночасно потрапили на реєструючий пристрій, за допомогою електромагнітного накачування змінної частоти. Розробка ефективної числової моделі для моделювання процесу розділення сигналів та експериментальне дослідження величини зовнішнього магнітного поля, що відповідає граничній частоті спектра МСХ, за допомогою нелінійної взаємодії СХ.
3. Експериментальне вивчення параметричного перетворення частоти сигналу ПМСХ на керовану магнітним полем проміжну частоту при сталій частоті гетеродину. Дослідження явища ОХФ в умовах анізотропної дисперсії спектра ПМСХ.
4. Розробка та експериментальне вивчення кореляційного приймача на базі параметричної взаємодії зустрічних сигналів СХ у тонких магнітних плівках ЗІГ та кореляційного приймача з використанням резонансного та нерезонансного ОХФ СХ.

Методи дослідження:

1. Метод параметричної взаємодії СХ з електромагнітним накачуванням при виявленні та дослідженні нерезонансного ОХФ у плівках ЗІГ.
2. Метод параметричної взаємодії спінових хвиль між собою при дослідженні злиття магنونів з утворенням нових квазічастинок.
3. Метод мікрохвильової фільтрації при дослідженні розділення сигналів, що одночасно потрапили на реєструючий пристрій.

4. Методи числового розв'язку систем диференціальних рівнянь при дослідженні роботи кореляційного приймача на базі плівок ЗІГ.
5. Метод повільних амплітуд при створенні аналітичних моделей.

Наукова новизна одержаних результатів полягає в тому, що в роботі уперше:

1. Запропоновано та експериментально досліджено нерезонансне ОХФ СХ з паралельним параметричним накачуванням, коли частота сигналу не співпадає з половиною частотою накачування. Показано можливість спектрального аналізу вхідних сигналів та мікрохвильової фільтрації з використанням нерезонансного ОХФ ЗОМСХ у плівках ЗІГ.
2. Експериментально доведено можливість розділення двох мікрохвильових сигналів, що одночасно діють на детектор, з використанням нерезонансного ОХФ ЗОМСХ.
3. Виявлено параметричне перетворення частоти сигналу ПМСХ на керовану магнітним полем проміжну частоту, як результат ОХФ у невзаємному середовищі.
4. Експериментально досліджено кореляційний приймач НВЧ сигналів на базі параметричної взаємодії СХ з паралельним параметричним накачуванням. Запропоновано використовувати ОХФ СХ для створення обернених у часі сигнальних імпульсів. За допомогою нерезонансного ОХФ вивчено вплив шумових сигналів на роботу корелятора. Розроблено ефективну числову модель для розрахунку часових профілів сигналу кореляції.
5. Запропоновано методику для експериментального дослідження спектрів СХ у тонких плівках ЗІГ товщиною 5,1 мкм, 6,8 мкм, 7,1 мкм, 20,4 мкм та 30,3 мкм за допомогою нелінійної взаємодії СХ. Встановлено, що дана методика дозволяє знаходити величину зовнішнього магнітного поля, що відповідає граничній частоті спектра МСХ.

Практичне значення одержаних результатів полягає в тому, що уперше показано можливість використання нерезонансного ОХФ СХ у плівках ЗПГ, що відкриває нові можливості для побудови нових і модернізації існуючих систем передачі, прийому та обробки інформації.

Нерезонансне ОХФ СХ дозволило виконувати декілька нових операцій над інформаційними сигналами, такі як: вузькосмугова фільтрація, селекція вхідних сигналів за частотою з наступним розділенням їх у часі, спектральний аналіз.

Кореляційний приймач на основі плівки ЗПГ, який дозволяє провести ефективно виділення сигналів з рівня шуму, є перспективним для використання у системах захисту інформації. За відсутності такого корелятора приймач може виділяти корисну інформацію з вхідного зашумленого сигналу лише на несучій частоті, а за допомогою даного корелятора ця операція може бути реалізована на довільній частоті в межах деякої робочої смуги частот пристрою. В роботі запропоновано декілька важливих технічних рішень, що дозволяють використовувати лише одну антену для вхідних та вихідних сигналів, а також використовувати корелятор в умовах, коли частота вхідного сигналу відрізняється від частоти накачування. Вперше було запропоновано методику для дослідження спектрів МСХ на основі такого корелятора.

Особистий внесок здобувача. Особистий внесок автора в отриманні представлених у дисертації наукових результатів полягає в проведенні всіх наведених в роботі експериментальних досліджень, написанні програм для числових розрахунків та моделювання, обговоренні отриманих результатів та підготовці текстів статей і тез доповідей. У роботах, опублікованих у співавторстві, особисто дисертанту належить: [1, 23] – розробка аналітичної теорії ОХФ в анізотропних середовищах, виявлення та проведення експериментальних досліджень конверсії частоти та параметричного перетворення частоти; [2, 6, 8, 9, 13-16, 19] – числове моделювання процесів кореляційного виділення сигналів з рівня шуму, експериментальне

дослідження 3-х типів кореляційних приймачів на основі плівок ЗІГ, запропоновано декілька важливих технічних рішень, що дозволяють використовувати лише одну антену для вхідних та вихідних сигналів, а також використовувати корелятор в умовах, коли частота вхідного сигналу відрізняється від частоти накачування; [3, 7, 10-12, 17, 18] – експериментальне дослідження нерезонансного ОХФ, спектрального аналізу, мікрохвильової фільтрації та розділення сигналів, що одночасно діють на реєструючу систему; [4, 20, 21] – експериментальні дослідження спектрів ПМСХ та ЗОМСХ з використанням нелінійної взаємодії зустрічних СХ у плівках ЗІГ; [5, 22] – розробка теорії, числове моделювання процесу збудження МСХ у плівках ЗІГ різної товщини, представлення виразів для смуги пропускання пасивної лінії затримки на основі плівок ЗІГ для ПМСХ та ЗОМСХ, а також експериментальне дослідження смуги пропускання плівок ЗІГ для співставлення з даними для смуги шумового сигналу в кореляційних приймачах.

Апробація матеріалів дисертації. Матеріали дисертації доповідались на 15 конференціях, симпозіумах та семінарах:

1. XVII Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (Севастополь, Украина, 2007).
2. International conference «Functional Materials» (Партенит, Украина, 2007).
3. 52-nd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials (Tampa, Florida, USA, 2007).
4. VII Харківська конференція молодих вчених “Радіофізика і електроніка” (Харків, Україна, 2007).
5. 4-я Международная молодежная научно-техническая конференция “Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций РТ-2008” (Севастополь, Украина, 2008).
6. International Magnetic Conference (Madrid, Spain, 2008).
7. XVIII Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и

- телекоммуникационные технологии» (Севастополь, Украина, 2008).
8. IX International Young Scientists' Conference on Applied Physics (Kyiv, Ukraine, 2009).
 9. V International Conference "Electronics and Applied Physics" (Kyiv, Ukraine, 2009).
 10. IX Харківська конференція молодих вчених "Електромагнетизм, фотоніка та біофізика" (Харків, Україна, 2009).
 11. 6-я Международная молодежная научно-техническая конференция "Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций РТ-2010" (Севастополь, Украина, 2010).
 12. X International Young Scientists' Conference on Applied Physics (Kyiv, Ukraine, 2010).
 13. VI International Conference "Electronics and Applied Physics" (Kyiv, Ukraine, 2010).
 14. XII International Young Scientists' Conference on Applied Physics (Kyiv, Ukraine, 2012).
 15. VIII International Conference "Electronics and Applied Physics" (Kyiv, Ukraine, 2012).

Публікації. За матеріалами дисертації опубліковано 23 роботи у вітчизняних та закордонних виданнях: 8 статей [1-8], 15 матеріалів і тез міжнародних конференцій [9-23]. Серед них статті в журналах "Journal of Magnetism and Magnetic Materials", "Journal of Physics D: Applied Physics", "Radioelectronics and Communications Systems", "Вісник Київського університету. Серія: фізико-математичні науки" та "Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Радіофізика та електроніка".

Структура та обсяг дисертації. Дисертація складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків і списку використаних джерел, що містить 94 посилання. Робота ілюстрована 44 рисунками і має загальний обсяг 152 сторінки.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1. Збудження та поширення спінових хвиль у феритових плівках.

Для опису динамічних процесів, які відбуваються в магнітовпорядкованих середовищах, варто розглянути ізотропну феромагнітну плівку товщиною d в напрямку x , не обмежену в площині yoz , намагнічену до насичення однорідним магнітним полем або по нормалі до поверхні вздовж осі x , або по дотичній до поверхні вздовж осі z . Уведемо систему координат $\xi\eta\zeta$, пов'язану із системою xuz ортогональним перетворенням повороту навколо осі x на кут $\varphi = (\vec{e}_\zeta, \vec{e}_z)$ таким чином, що вісь ζ завжди співпадатиме з напрямком поширення хвилі намагніченості. У випадку перпендикулярно намагніченої плівки система координат xuz співпадає із системою координат $\xi\eta\zeta$. Для опису системи однорідно намагнічених спінів Ландау і Ліфшиц у 1935 році запропонували рівняння руху намагніченості [24]:

$$\frac{\partial \vec{M}(\vec{r}, t)}{\partial t} = -|g|\mu_0 [\vec{M}(\vec{r}, t), \vec{H}(\vec{r}, t)], \quad (1.1)$$

де $\vec{M}(\vec{r}, t)$ – намагніченість середовища, а $\vec{H}(\vec{r}, t)$ – ефективне магнітне поле. Будемо вважати, що ефективне магнітне поле дорівнює сумі внутрішнього постійного магнітного поля \vec{H}_i , дипольного поля \vec{h}_d , обмінного поля \vec{h}_{ex} та неоднорідного зовнішнього збуджуючого поля \vec{h}_s , тобто

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_i + \vec{h}_d(\vec{r}, t) + \alpha \nabla^2 \vec{m}(\vec{r}, t) + \vec{h}_s(\vec{r}, t), \quad (1.2)$$

де α – константа обмінної взаємодії; $\vec{m}(\vec{r}, t) = \vec{M}(\vec{r}, t) - \vec{M}_0$ – змінна складова намагніченості; \vec{M}_0 – статична намагніченість.

Як відомо, механізм коливань та хвиль у тонких феритових плівках визначається станом спінів на поверхні плівки. Тому досить часто теоретичний аналіз проводять для двох граничних випадків обмінних граничних умов [25]:

$$\vec{m} \Big|_{\xi=\pm d/2} = 0 \quad (1.3)$$

випадок закріплених поверхневих спінів (гранична умова Кіттеля),

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\pm d/2} = 0 \quad (1.4)$$

випадок вільних поверхневих спінів (гранична умова Радо-Уіртмена).

Для знаходження розв'язків рівняння руху намагніченості (1.1) скористаємося представленням дипольного поля у вигляді тензорних функцій Гріна магнітостатичної задачі для магнітного поля [26]

$$\vec{h}_d(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(\xi, \xi') \vec{m}(\xi', \zeta) d\xi', \quad (1.5)$$

причому всередині шару при $-d/2 \leq \xi \leq d/2$

$$\begin{aligned} G^{\xi\xi} + \delta(\xi - \xi') &= -G^{\zeta\zeta} = iG^{\xi\zeta} \operatorname{sgn}(\xi' - \xi) = iG^{\zeta\xi} \operatorname{sgn}(\xi' - \xi) = \dots \\ &\dots = (k_\zeta / 2) \exp(-k_\zeta |\xi - \xi'|), \end{aligned}$$

за межами шару –

$$G^{\xi\xi} = -iG^{\xi\zeta} \operatorname{sgn} \xi = -iG^{\zeta\xi} \operatorname{sgn} \xi = -G^{\zeta\zeta} = (k_\zeta / 2) \exp(-k_\zeta |\xi - \xi'|).$$

Тут важливо відзначити, що розв'язки (1.5) задовільняють крайовим умовам електродинаміки.

Для розв'язання рівняння (1.1) застосуємо метод інтеграла Фур'є для змінної намагніченості і збуджуючого поля

$$\vec{m}(\vec{r}) = \vec{m}(\xi, \zeta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{m}_k(\xi, k_\zeta) e^{-ik_\zeta \zeta} dk_\zeta, \quad (1.6)$$

де

$$\vec{m}_k(\xi, k_\zeta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{m}(\xi, \zeta) e^{ik_\zeta \zeta} d\zeta. \quad (1.7)$$

Збуджуюче поле можна вважати неоднорідним у напрямку поширення хвилі (варіаціями \vec{h}_s за товщиною плівки і за напрямком осі η можна знехтувати), тому

$$\vec{h}_s(\vec{r}) = \vec{h}_s(\zeta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{h}_{sk}(k_\zeta) e^{-ik_\zeta \zeta} dk_\zeta, \quad (1.8)$$

де

$$\vec{h}_{sk}(k_\zeta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{h}_s(\zeta) e^{ik_\zeta \zeta} d\zeta. \quad (1.9)$$

Розподіл змінної намагніченості за товщиною плівки повинен задовольняти обмінні граничні умови. Для пошуку розв'язків (1.1), які задовольняють (1.3) або (1.4), скористаємось розкладом компонент Фур'є змінної намагніченості у ряд за спін-хвильовими модами $S_n^p(\xi)$

$$\vec{m}_k(\xi, k_\zeta) = M_0 \sum_{n,p} m_{nk}^p(k_\zeta) \cdot S_n^p(\xi), \quad (1.10)$$

де $m_{nk}^p(k_\zeta)$ – амплітуди спін-хвильових мод; $n = 0, 1, 2, 3 \dots$

Так, для плівки, намагніченої по нормалі до її поверхні, спін-хвильові моди є двовимірними векторними функціями ($p = 2$), причому

$$S_n^1(\xi) = S_n^{2*}(\xi) = e_\eta \Phi_n(\xi) + e_\zeta i \Phi_n(\xi), \quad (1.11)$$

де $\Phi_n(\xi)$ вибирається залежно від випадку обмінних граничних умов, тобто

$$\Phi_n(\xi) = \sin \chi_n(\xi + d/2), \quad (1.12)$$

за умови закріплених поверхневих спінів (1.3) чи то

$$\Phi_n(\xi) = (1/\sqrt{1+\delta_{on}}) \cos \chi_n(\xi + d/2), \quad (1.13)$$

за умови вільних поверхневих спінів (1.4).

Фактично, цей запис є ні чим іншим, як представленням спін-хвильових мод у магнітній системі через суперпозицію гармонічних функцій. При цьому величина $\chi_n = n\pi/d$ має значення поперечного хвильового числа. Компоненти спін-хвильових мод підпорядковуються умові нормування на інтервалі $-d/2 \leq \xi \leq d/2$

$$(S_n^p(\xi), S_{n'}^{p'}(\xi)) = d \delta_{nn'} \delta_{pp'}. \quad (1.14)$$

Для початку розглянемо збудження спінових хвиль в нормально намагніченій плівці ($\vec{H}_i \parallel \vec{M}_0 \perp \vec{z}$). Підставляючи співвідношення для дипольного поля (1.5) у рівняння (1.1) і користуючись розкладом (1.6) – (1.10), а також умовою ортонормування (1.14), перейдемо від рівняння руху магнітного моменту до рівнянь для амплітуд спін-хвильових мод. Залишаючи тільки лінійні члени і проводячи операцію інтегрування, маємо вираз

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} m_{nk}^1 + i\Omega_{nk} m_{nk}^1 + i\frac{\omega_M}{2} \sum_{n'} (m_{n'k}^1 - m_{n'k}^2) P_{nn'} = |g|\mu_0 [h_{s\zeta k}(k_\zeta, t) + \dots \\ \dots + ih_{s\eta k}(k_\zeta, t) \cdot f_n, \end{aligned} \quad (1.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} m_{nk}^2 - i\Omega_{nk} m_{nk}^2 + i\frac{\omega_M}{2} \sum_{n'} (m_{n'k}^1 - m_{n'k}^2) P_{nn'} = |g|\mu_0 [h_{s\zeta k}(k_\zeta, t) - \dots \\ \dots - ih_{s\eta k}(k_\zeta, t) \cdot f_n, \end{aligned} \quad (1.16)$$

де позначено $\Omega_{nk} = \omega_H + \omega_M \alpha k_n^2$; $\omega_H = |g|\mu_0 H_i$; $\omega_M = |g|\mu_0 M_0$; $k_n^2 = \chi_n^2 + k^2$.

У випадку «закріплених» поверхневих спінів

$$P_{nn'} = \frac{k_\zeta^2}{k_n^2} \delta_{nn'} + \frac{k_\zeta^2}{k_n^2} \cdot \frac{\chi_n \chi_{n'}}{k_n^2} \cdot F_n \left[\frac{1 + (-1)^{n+n'}}{2} \right], \quad (1.17)$$

$$f_n = [1 - (-1)^n] / \pi n. \quad (1.18)$$

У випадку «вільних» поверхневих спінів

$$P_{nn'} = \frac{k_\zeta^2}{k_n^2} \delta_{nn'} - \frac{k_\zeta^4}{k_n^2 k_{n'}^2} \cdot F_n \cdot \frac{1}{\sqrt{(1+\delta_{0n})(1+\delta_{0n'})}} \left[\frac{1 + (-1)^{n+n'}}{2} \right], \quad (1.19)$$

$$f_n = \delta_{0n} / \sqrt{2}. \quad (1.20)$$

У співвідношеннях (1.17) та (1.19) величина F_n визначається як

$$F_n = (2/k_\zeta d) \left[1 - (-1)^n e^{-k_\zeta d} \right]. \quad (1.21)$$

Для дотично намагніченої плівки ($\vec{H}_i \parallel \vec{M}_0 \parallel \vec{z}$), проробляючи аналогічні операції, отримуємо в лінійному наближенні такі рівняння для амплітуд спін-хвильових мод:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} m_{nk}^1 + i\Omega_{nk} m_{nk}^1 + i \frac{\omega_M}{2} (m_{n'k}^1 + m_{nk}^2) - i \frac{\omega_M}{2} \sum_{n'} [m_{n'k}^1 P_{nn'} (1 - \sin^2 \varphi) + \dots \\ \dots + m_{n'k}^2 P_{nn'} (1 + \sin^2 \varphi) + m_{n'k}^2 Q_{nn'} \sin \varphi] = |g| \mu_0 [h_{s\eta k}(k_\zeta, t) \cos \varphi + \dots \quad (1.22) \\ \dots + h_{s\xi k}(k_\zeta, t) \sin \varphi + i h_{s\xi k}(k_\zeta, t) \cdot f_n]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} m_{nk}^2 - i\Omega_{nk} m_{nk}^2 - i \frac{\omega_M}{2} (m_{n'k}^1 + m_{nk}^2) + i \frac{\omega_M}{2} \sum_{n'} [m_{n'k}^1 P_{nn'} (1 + \sin^2 \phi) + \dots \\ \dots + m_{n'k}^2 P_{nn'} (1 - \sin^2 \phi) + m_{n'k}^1 Q_{nn'} \sin \phi] = |g| \mu_0 [h_{s\eta k}(k_\zeta, t) \cos \phi + \dots \quad (1.23) \\ \dots + h_{s\xi k}(k_\zeta, t) \sin \phi - i h_{s\xi k}(k_\zeta, t) \cdot f_n]. \end{aligned}$$

У випадку «закріплених» поверхневих спінів

$$Q_{nn'} = \frac{k_\zeta^2}{k_n^2} \left[\frac{\chi_n \chi_n'}{\chi_n^2 - \chi_n'^2} \cdot \frac{2}{k_\zeta d} - \frac{\chi_n \chi_n'}{2k_n^2} \cdot F_n \right] \cdot \left[\frac{1 - (-1)^{n+n'}}{2} \right]. \quad (1.24)$$

У випадку «вільних» поверхневих спінів

$$Q_{nn'} = \frac{k_\zeta^2}{k_n^2} \left[\frac{\chi_n^2}{\chi_n^2 - \chi_n'^2} \cdot \frac{2}{k_\zeta d} - \frac{k_\zeta^2}{2k_n^2} \cdot F_n \right] \cdot \left[\frac{1 - (-1)^{n+n'}}{2} \right] \times [(1 + \delta_{on})(1 + \delta_{on'})]^{-1/2}. \quad (1.25)$$

Варто відзначити, що системи рівнянь (1.15), (1.16) та (1.22), (1.23) отримані при одночасному врахуванні дипольно-дипольної та обмінної взаємодії спінів, а також електродинамічних та обмінних граничних умов на поверхнях феритової плівки. Ці системи строго описують хвильовий процес у плівках, намагнічених перпендикулярно та по дотичній до поверхні. Ці системи рівнянь можна використовувати як для аналізу спектра СХ, так і для аналізу процесу лінійного збудження спінових хвиль у феромагнітних плівках.

Запишемо закон дисперсії спінових хвиль у перпендикулярно намагніченій плівці. Для цього розглянемо спектр нормальних коливань і хвиль у феритовій пластині, що описується нескінченними системами однорідних рівнянь для амплітуд спін-хвильових мод, котрі можна отримати з (1.15), (1.16) або ж з (1.22), (1.23) за відсутності збуджуючого поля ($\vec{h}_s = 0$).

Звернемо увагу на те, що для спінових хвиль в перпендикулярно намагніченій плівці нескінченні системи однорідних рівнянь, отриманих з (1.15), (1.16) при $\vec{h}_s = 0$, розпадаються на незалежні, в яких n та n' набувають або тільки парні, або тільки непарні значення. Фізично це означає незалежність спінових хвиль різних видів симетрії. При цьому кожна СХ, що поширюється у будь-якому напрямку у площині плівки, є або чисто симетричною, або чисто несиметричною.

Незважаючи на порівняно простий запис дисперсійних співвідношень у вигляді числових рядів, вони містять у собі фізично і практично цікаві залежності $\omega_n(k_\zeta)$ у неявній формі. Якщо записати рівняння руху для амплітуд спін-хвильових мод у діагональній ($n = n'$) формі й застосувати потім перетворення Хольштейна-Примакова, отримаємо

$$\omega_n^2 = \Omega_{nk} (\Omega_{nk} + \omega_M P_{nn}), \quad (1.26)$$

де поліном P_{nn} залежно від конкретного випадку обмінних граничних умов визначається при $n = n'$ з формул (1.17) або (1.19). Коли відсутнє поширення хвиль у площині феритової плівки ($k_z = 0$), рівняння (1.26) переходить у відому формулу Кіттеля для резонансних частот спін-хвильових коливань:

$$\omega_n = \omega_H + \omega_M \alpha \chi_n^2. \quad (1.27)$$

У випадку дотично намагніченої феритової плівки спектр спінових хвиль матиме дещо інший вигляд. Як і у випадку перпендикулярно намагніченої феритової плівки, система однорідних рівнянь, яка впливає з (1.22), (1.23) для дотично намагніченої плівки, може мати точний розв'язок. Отримане при цьому дисперсійне рівняння у вигляді нескінченних рядів після сумування переходить у трансцендентні дисперсійні рівняння, які можна отримати методом магнітостатичного потенціалу. Вигляд дипольно-обмінного спектра можна оцінити з рівнянь, що визначаються наближеним дисперсійним рівнянням:

$$\omega_n^2 = (\Omega_{nk} + \omega_M - \omega_M P_{nn}) (\Omega_{nk} + \omega_M P_{nn} \sin^2 \varphi). \quad (1.28)$$

Це рівняння при $k_z = 0$ переходить у рівняння резонансних частот спін-хвильових коливань:

$$\omega_n^2 = (\omega_H + \omega_M + \omega_M \alpha \chi_n^2) (\omega_H + \omega_M \alpha \chi_n^2).$$

На відміну від СХ у перпендикулярно намагніченій феритовій плівці частота біжучих СХ у дотично намагніченій плівці залежить від напрямку розповсюдження хвилі відносно постійного підмагнічуючого поля. При цьому повздовжні СХ ($\varphi = 0^\circ$), залежно від типу обмінних граничних умов і номера хвилі, є або чисто симетричними, або чисто антисиметричними. При

відхиленні напрямку поширення СХ від напрямку постійного поля тип симетрії хвилі спотворюється [26], і це спотворення найбільш суттєве для поперечних хвиль ($\varphi = \pm 90^\circ$). Так можна сказати, що всі СХ у дотично намагніченій плівці (за винятком повздовжніх) є квазісиметричними або квазіантисиметричними хвилями, тобто біжучим СХ у дотично намагніченій плівці притаманний квазіповерхневий характер, який найбільше проявляється у поперечних хвиль [26]. Значення кута φ визначає тип хвиль, що збуджуються. Так, при $\varphi = 0$, збуджуються ЗОМСХ, а при $\varphi = \pm 90$ – ПМСХ. Типовий вигляд дисперсійних залежностей можна побачити на Рис. 1.1.

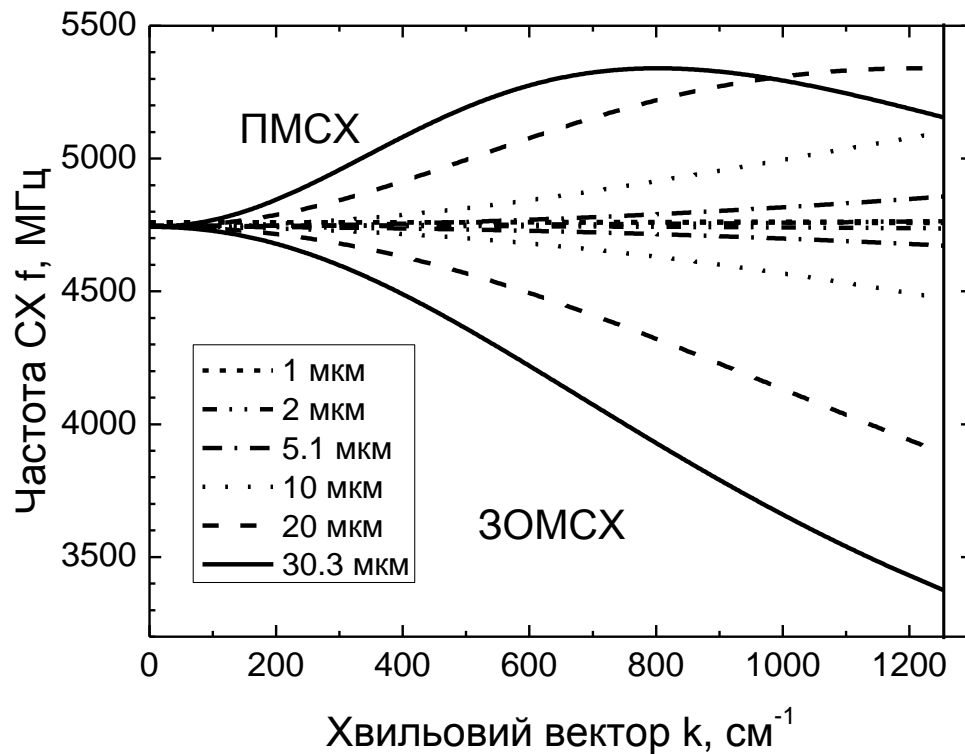


Рис. 1.1. Дисперсійні залежності для ЗОМСХ та ПМСХ.

Явний вигляд закону дисперсії (1.28) $\omega_n(k_\zeta)$ дозволяє легко отримати співвідношення для групової швидкості спінових хвиль $V_{gn} = \partial\omega_n / \partial k_\zeta$, яке в явному вигляді описує залежність V_{gn} від усіх можливих параметрів. Досить цікавою і важливою є залежність $V_{gn} = f(d)$, розрахована для нижчих типів

СХ. Залежності такого типу становлять великий практичний інтерес з точки зору побудови і розробки приладів спін-хвильової електроніки, таких як лінії затримки (ЛЗ). При розробці приладів варто пам'ятати, що теоретичні розрахунки проводились для ідеального феромагнетика, обмеженого в просторі лише за однією координатною віссю, що впливає з неоднорідності на межі спектрів. Не варто забувати про такий важливий параметр, як ширина планарного хвилевода з півки ЗІГ – чим вона менша – тим більші втрати на поширення МСХ. Зважаючи на це, необхідно враховувати неоднорідний розподіл намагніченості за шириною півки та граничні умови на краях планарного хвилеводу [27, 28]. У реальних магнітних системах можливе розштовхування мод: між дисперсійною залежністю МСХ та фотонною гілкою спектра [24, 29]. А також у реальних системах потрібно враховувати вплив обмінної взаємодії між спінами, яка призводить до змін у спектрі СХ.

Для збудження біжучих СХ на практиці можуть бути використані різні конструкції антен, наприклад, на основі мікросмужкової лінії, щілинних ліній, копланарних хвилеводів тощо. Всі антени спінових хвиль створюють в об'ємі півки неоднорідне змінне магнітне поле, яке збуджує у фериті СХ. За лінійне збудження СХ відповідає складова змінного поля, перпендикулярна рівноважній намагніченості. Ці обставини дозволяють увести модель, в якій збудження біжучих СХ за допомогою антен СХ розглядається, як збудження СХ за допомогою неоднорідного магнітного поля, яке перпендикулярне до поля статичного підмагнічування. Цікаво відзначити, що радіаційна ефективність антен для СХ визначається не тільки її геометрією, а й напрямком постійного магнітного поля. МСХ, що збуджуються спінхвильовими антенами, характеризуються хвильовими числами $k \sim 0 \div 10^3 \text{ см}^{-1}$.

Не варто забувати про наявність ще одного типу магнітних хвиль у феритових півках, які виникають у результаті пружного розсіяння спінових хвиль та коливань на неоднорідностях феритового зразка. До таких

неоднорідностей зразка можна віднести, наприклад: дислокації, хімічні неоднорідності, нерівність поверхні, пористу структуру тощо. Таким чином, на величину лінії ФМР ΔH суттєво впливає двомагنونний механізм розсіювання, при якому частота нового магнону визначається частотою первинного $\omega'_k = \omega_k$, а хвильові числа магنونів пов'язані з розміром неоднорідності a :

$$k' = k \pm \pi/a. \quad (1.29)$$

Отже, магнітні хвилі, які виникають у результаті двомагنونного механізму розсіювання на неоднорідностях феритового зразка, називаються дипольно-обмінними спіновими хвилями (ДОСХ). Оскільки для ДОСХ є необхідним урахування одночасно як диполь-дипольної так і обмінної взаємодій [30-35], то спектр містить характерні частоти зі значенням групової швидкості $v_{gr} = \partial\omega/\partial k \approx 0$, при яких хвилі не будуть поширюватись, а просто залишатимуться у зразку до повного їх затухання. Дану особливість можна використати для побудови нових приладів магнітоелектроніки НВЧ діапазону. Подібне значення величини групової швидкості є прямим наслідком впливу обмінної взаємодії на спектр, тому для ДОСХ притаманні проміжні, між МСХ та СХ, значення величини хвильового вектора $k \sim 10^3 \div 10^5 \text{ см}^{-1}$. На останок можна зауважити, що ДОСХ мають ще одну особливість, яка полягає в тому, що їм притаманне найменше, з усіх типів спінових хвиль, значення ширини лінії ФМР [24], що пояснюється найнижчою з усіх типів спінових хвиль частотою та, відповідно, найменшим затуханням.

1.2. Параметрична взаємодія магнітостатичних хвиль із зовнішнім електромагнітним накачуванням. Обернення хвильового фронту спінових хвиль.

Динамічні процеси у феромагнетиках описують за допомогою рівняння руху намагніченості Ландау-Ліфшиця. Параметричний процес – це лінійний процес, який пов’язаний зі зміною деякого параметра системи. У даному випадку параметрами системи виступають амплітуда змінного магнітного поля та змінна намагніченість. Для розглянутої лінійної системи спінів в ідеальному феромагнітному кристалі хвилі намагніченості незалежні та не взаємодіють між собою. Якщо ж в такій системі з’являється нелінійність, то це відразу призводить до виникнення зв’язку між коливаннями та хвилями намагніченості й до збудження останніх під дією зовнішнього змінного магнітного поля або ОП. Цей процес називають параметричною нестійкістю СХ. Теоретично та експериментально його вперше дослідили та вивчили Шльоман, Грін та Мілано [36, 37].

Типовий теоретичний опис параметричної нестійкості, як правило, починають з представлення змінної намагніченості $\vec{m}(\vec{r}, t)$ у наближенні плоских хвиль у нескінченному середовищі [38, 39]:

$$\vec{m}(\vec{r}, t) = \sum_k m_k(t) \exp(-i \vec{k} \vec{r}). \quad (1.30)$$

Підставляючи (1.30) у вираз для рівняння Ландау-Ліфшиця (1.1), отримують систему рівнянь, що описує трьоххвильову параметричну взаємодію спінових хвиль з однорідним параметричним накачуванням у просторі хвильових чисел k [39]

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_k}{\partial t} - i \omega_k C_k - \Gamma_k C_k - i V_k h_p e^{i \omega_p t} C_{-k}^* &= 0 \\ \frac{\partial C_{-k}^*}{\partial t} + i \omega_k C_{-k}^* - \Gamma_k C_{-k}^* + i V_k h_p e^{-i \omega_p t} C_k &= 0 \end{aligned}, \quad (1.31)$$

де C_k, C_{-k} – амплітуди прямої та зворотної хвиль частоти ω_k ,

V_k – коефіцієнт параметричного зв'язку, який вказує на ефективність параметричної взаємодії,

h_p, ω_p – амплітуда магнітного поля та частота параметричного накачування.

Розв'язуючи систему рівнянь (1.31), отримують вирази для амплітуд прямих C_k і обернених C_{-k} хвиль під час дії накачування ($T_p \leq t \leq T_p + \tau_p$) у вигляді

$$C_k = C_{k0} \cdot \exp \left\{ i\omega_k T_p + i \frac{\omega_p}{2} (t - T_p) + ikz \right\} \times \dots \quad (1.32)$$

$$\dots \times \exp \left\{ -\Gamma t + V_k h_p (t - T_p) - \frac{(\omega_k - \omega_p / 2)^2}{2V_k h_p} (t - T_p) \right\},$$

$$C_{-k} = C_{-k0} \cdot \exp \left\{ -i\omega_k T_p + i \frac{\omega_p}{2} (t - T_p) - ikz + i\varphi_p \right\} \times \dots \quad (1.33)$$

$$\dots \times \exp \left\{ -\Gamma t + V_k h_p (t - T_p) - \frac{(\omega_k - \omega_p / 2)^2}{2V_k h_p} (t - T_p) \right\},$$

де T_p – затримка перед початком подачі накачування, що відраховується від кінця імпульсу сигналу до початку імпульсу накачування, φ_p – спільна фаза накачування та коефіцієнта параметричного зв'язку. Як бачимо, під час дії накачування з'являється набір обернених (холостих) МСХ. Залежності (1.32) та (1.33) отримано з класичного рівняння прецесії намагніченості з урахуванням ефективних полів збуджуючого сигналу та сигналу накачування

в наближенні потужного накачування $\frac{\omega_k - \omega_p / 2}{V_k h_p} \ll 1$.

Аналогічно отримують вирази для амплітуд МСХ після закінчення дії накачування ($t \geq T_p + \tau_p$):

$$C_k = C_{k0} \cdot \exp \left\{ i\omega_k(t - \tau_p) + i\frac{\omega_p}{2}\tau_p + ikz \right\} \times \dots$$

$$\dots \times \exp \left\{ -\Gamma t + V_k h_p \tau_p - \frac{(\omega_k - \omega_p/2)^2}{2V_k h_p} \tau_p \right\}, \quad (1.34)$$

$$C_{-k} = C_{-k0} \cdot \exp \left\{ i\omega_k(t - \tau_p - 2T_p) + i\frac{\omega_p}{2}\tau_p - ikz + i\varphi_p \right\} \times \dots$$

$$\dots \times \exp \left\{ -\Gamma t + V_k h_p \tau_p - \frac{(\omega_k - \omega_p/2)^2}{2V_k h_p} \tau_p \right\}. \quad (1.35)$$

Як бачимо з виразів (1.32) – (1.35), прямі C_k та обернені C_{-k} хвилі мають схожий часовий профіль, що певною мірою можна використати в експериментальних дослідженнях.

Використовується загальноприйнята термінологія якщо як сигнальні хвилі розглядаються МСХ, то накачування може виступати ОП намагніченості [40], іншим МСХ [29], або зовнішнім змінним магнітним полем [36, 39]. Найбільш цікавим з практичної точки зору є саме останній випадок і тому далі, як параметричне накачування, буде розглядатися лише зовнішнє магнітне НВЧ поле електромагнітного випромінювання.

Ефективність процесу параметричної взаємодії тісно пов'язана з виконанням законів збереження енергії та імпульсу:

$$\begin{aligned} \omega_1 + \omega_2 &= \omega_p \\ \vec{k}_1 + \vec{k}_2 &= \vec{k}_p \end{aligned}, \quad (1.36)$$

де ω_p та \vec{k}_p – несуча частота та хвильовий вектор накачування;

$\omega_{1,2}$ та $\vec{k}_{1,2}$ – несучі частоти та хвильові вектори взаємодіючих сигнальних хвиль.

У магнітостатичному наближенні, що використовується для розрахунку, можна вважати, що хвильовий вектор накачування – нескінченно мала величина ($|\vec{k}_p| \ll |\vec{k}_{1,2}|$). Отже, звідси випливає умова для хвильових векторів взаємодіючих з електромагнітним накачуванням сигнальних МСХ:

$$\vec{k}_1 = -\vec{k}_2. \quad (1.37)$$

Ця особливість параметричної нестійкості відповідає за ефекти обернення хвильового фронту [41] та за луну магнітостатичних мод [42].

Параметрична нестійкість, як і всі параметричні процеси, має поріг, тобто амплітуду, при досягненні якої проявляється нестійкість СХ. Найменша величина порогу параметричної нестійкості досягається при повздовжньому електромагнітному накачуванні, що відповідає параметричному процесу першого порядку, коли частота СХ є удвічі меншою за частоту накачування. Поріг параметричної нестійкості для випадку плоских СХ з $\theta_k = \pi/2$ та $\omega_k = \omega_p/2$ можна записати у вигляді [24]:

$$h_{p\ thr} = \eta \frac{\omega_p}{\omega_M} \Delta H_k, \quad (1.38)$$

де $\Delta H_k(k) = \Delta H_0 + \alpha_H k$, $\Delta H_k, \Delta H_0$ – загальна та початкова ширина лінії феромагнітного резонансу, α_H – коефіцієнт зростання дисипації з ростом хвильового числа, η – параметр еліптичності $\eta = (\partial\omega/\partial\omega_H)_{\Delta H=0}$, безрозмірний параметр, який характеризує нелінійність залежності $\omega(H_i)$ для МСХ. Визначити величину ширини лінії феромагнітного резонансу можна так, як запропоновано в роботі [43].

Досить поширеним ефектом, який досліджується у різних галузях фізики (оптика [44], фізика плазми [45], фізика напівпровідників [46], а також

магнетизм [47-52]), вважається ефект луни. Необхідною умовою для спостереження луни є наявність нелінійного середовища, хоча схожі ефекти можна спостерігати і в лінійних середовищах. Типовим результатом виникнення луни є поява когерентного відгуку нелінійного середовища, як результат дії зовнішніх сигналів [53]. Проте ефект луни у нелінійному середовищі не може бути відокремлений від поняття фазового спряження сигналів, яке нероздільно пов'язане через перетворення Фур'є з оберненням сигналу у часовому просторі.

Фізична інтерпретація явища луни описується наступним чином. Якщо в моменти часу t_1 та $t_2 = t_1 + T$ подіяти однократними імпульсами на феромагнітну систему, намагнічену до насичення, то в момент часу $t = t_1 + 2T$ з'явиться відгук нелінійної системи на ці сигнали, частота відгуку при цьому дорівнює частоті одного з сигналів, а сам сигнал називають спіньхвильовою луною.

Уперше експериментально ефект луни магнітостатичних мод або, інакше, феромагнітну луною з використанням намагнічених сфер ЗІГ спостерігав Каплан у 1965 році [42]. Варто відзначити, що луною дуже добре спостерігати і в намагнічених до насичення однорідним магнітним полем плівках ЗІГ [54-57]. Досить вдалою теоретичною інтерпретацією луни в однорідно намагнічених плівках ЗІГ є теорія, яку розроблено у [58-60].

З використанням розробленої у [59] теорії вдалося передбачити існування підсиленої луни при використанні накачуванні з частотою удвічі більшою за частоту сигналу. Підсилена луна вперше експериментально спостерігалась також у роботі [59]. У результаті отримано вираз для коефіцієнта підсилення

$$K = \frac{1}{4} \left\{ \exp\left(\frac{|a|}{2\omega''} (1 - e^{-2\omega''\tau})\right) - \exp\left(\frac{|a|}{2\omega''} (e^{-2\omega''\tau} - 1)\right) \right\} e^{-4\omega''\tau}, \quad (1.39)$$

де a – амплітуда первинного сигналу МСХ,

ω'' – частота релаксації МСХ.

Наведені міркування щодо луни магнітостатичних мод справедливі унаслідок того, що для їх виникнення необхідна наявність коливань у магнітній системі. Якщо в такій системі коливання замінити на хвилі, то відразу задача зводиться до дослідження спорідненого луні явища, яке має назву обернення хвильового фронту (ОХФ). ОХФ можна отримати, діючи на систему параметричним накачуванням на подвійній частоті. Першу експериментальну реалізацію ОХФ МСХ отримано з використанням ЗОМСХ у роботі [61]. Суть явища ОХФ еквівалентне процесу обернення часу й полягає в тому, що унаслідок нелінійної взаємодії сигнальної хвилі з амплітудою a_1 та електромагнітних коливань накачування в нелінійному середовищі виникає хвиля з комплексно спряженою амплітудою $a_2^* = const \times a_1$, яка поширюється у напрямку протилежному до напрямку поширення сигнальної хвилі. Хвильовий фронт спряженої хвилі повторює хвильовий фронт сигнальної, але поширюється у протилежному напрямку [41, 61].

Інтерес до ОХФ та його широке розповсюдження в різноманітних галузях фізики виникло після детального вивчення згаданого вище явища у оптичному діапазоні довжин хвиль [62]. Дослідження явища ОХФ у НВЧ діапазоні можуть проводитись з використанням чисто оптичних ефектів, таких як розсіювання Мандельштама-Бріллюена, комбінаційне розсіювання, використання яких на сьогоднішній день має великий успіх. Подібні дослідження проводились у роботах [63, 64]. Дослідження ОХФ проводилося як для лінійних пакетів хвиль, так і для солітонів огинаючої [65]. Досить широке застосування ефект ОХФ отримав при дослідженні конденсації Бозе-Ейнштейна газу магنونів [66].

Всі теоретичні міркування та експериментальні дослідження проводились для випадку, коли частота параметричного накачування була вдвічі більшою за частоту сигнальної хвилі, тобто реалізувався так званий резонансний випадок ОХФ МСХ. У роботі [67] Чумаком та іншими було

запропоновано дослідження явища ОХФ у випадку, коли частота сигнальної хвилі відрізняється від половини частоти параметричного накачування $\omega_s \neq \omega_p / 2$. Тут же було експериментально досліджено відновлення сигналів з дипольно-обмінних щілин спектра МСХ з використанням нерезонансного ОХФ.

1.3. Спін-хвильові конвольвери і корелятори НВЧ діапазону.

Практична потреба у створенні аналогових мікрохвильових пристроїв, які виконують аналогічні функції, що і пристрої на поверхневих акустичних хвилях у діапазоні високих частот, призвела до вивчення хвильових процесів у тонких плівках ЗІГ. Найперспективнішими для практичного застосування з усіх відомих спінових хвиль були вважалися МСХ, що є повільними дисперсійними електромагнітними хвилями. Дуже зручним є те, що характеристики МСХ можна змінювати в широкому діапазоні частот за допомогою постійного зовнішнього магнітного поля [24].

На сьогодні відомо, що використання нелінійних властивостей акустичного середовища, в якому поширюються поверхневі акустичні хвилі, дає можливість створювати на їх основі такий пристрій нелінійної обробки радіосигналів, як конвольвер [67-70], вихідний сигнал якого відповідає функції згортки двох сигналів, що надходять на входи пристрою [71]. Таким чином, конвольвер виконує функціональне нелінійне перетворення сигналів вигляду

$$B(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(t)S(t + \tau)dt, \quad (1.40)$$

де $B(\tau)$ – вихідний сигнал або сигнал згортки; $S(t)$ та $S(t + \tau)$ сигнали на входах конвольвера [71].

Оскільки середовище, в якому поширюються МСХ, має нелінійні властивості, то на основі МСХ також можна побудувати конвольвер, і така можливість досліджувалась у [72].

Для подальшого розгляду конвольвера потрібно визначитись з сигналами, які будуть використовуватись у зазначеному вище приладі. Так, у радіоелектроніці відомі прості й складні сигнали. Простими прийнято називати сигнали, для яких добуток смуги займаних частот Δf на тривалість τ буде величиною, дуже близькою до одиниці. До таких сигналів відносять, зокрема, радіоімпульси з прямокутною та гаусовою огинаючою. Складні ж сигнали характеризуються співвідношенням $\Delta f\tau \gg 1$ й можуть бути отримані з простих шляхом розширення спектра при незмінній тривалості сигналу (наприклад, введенням модуляції всередині імпульсу за яким-небудь складним законом), збільшенням тривалості сигналу при незмінній ширині його спектра (наприклад, як шляхом повторення простих сигналів без зміни їх форми, так і введенням додаткової маніпуляції), а також різноманітними комбінаційними методами [73, 74].

Досить часто серед простих сигналів використовується модель одиночного радіоімпульсу з прямокутною огинаючою:

$$|C(\tau, \Omega)| = \begin{cases} \frac{1}{\tau} \left| \int_0^{\tau} e^{i\Omega t} dt \right| = 2 \left| \frac{\sin \frac{\Omega(t-\tau)}{2}}{\Omega t} \right| & (0 \leq t \leq \tau) \\ \frac{1}{\tau} \left| \int_0^{t+\tau} e^{i\Omega t} dt \right| = 2 \left| \frac{\sin \frac{\Omega(t+\tau)}{2}}{\Omega t} \right| & (-\tau \leq t \leq 0) \end{cases} \quad (1.41)$$

Сигнал, який описується формулою (1.41), може використовуватись самостійно або ж у вигляді пакета радіоімпульсів. Проте сигнал у вигляді пакета радіоімпульсів теж не ідеальний для систем передачі інформації.

Варто відзначити характерну обмеженість енергії такого сигналу за великих скважностей для типових імпульсних послідовностей. Це пов'язано з тим, що пікова потужність сигналу обмежується можливостями сучасних електронних приладів, а зменшення скважності призвело б до неоднозначності вимірювань відстані до об'єкта (наприклад, в радіолокаційних станціях). Однак існує шлях підвищення енергії такого сигналу практично без погіршення роздільної здатності за часом й частотою. Він приводить одночасно й до суттєвого зниження неоднозначності вимірювань дальності і швидкості. Цей шлях полягає у переході від пакета однакових імпульсів до пакетів імпульсів модульованих за фазою високочастотним заповненням. Тривалість τ одиночного імпульса, в даному випадку, дорівнює періоду повторення τ_{II} , і такий сигнал являє собою неперервне коливання, маніпульоване за фазою на 180° у відповідні моменти часу, кратні τ_{II} [73, 74].

Для значень $\tau = r\tau_{II} + \tau_0$ та $\tau_0 > 0$, аналогічно випадку пакета імпульсів при $|\tau_0| \leq \tau$ та $r = 0, 1, 2, \dots$, маємо:

$$|C(r\tau_{II} + \tau_0)| = \frac{1}{N\tau_{II}} \left| (\tau_{II} - \tau_0) \sum_{k=r}^{N-1} d_k d_{k-r} + \tau_0 \sum_{k=r+1}^{N-1} d_k d_{k-r-1} \right| .$$

При будь-якому значенні τ функція $|C(r\tau_{II} + \tau_0)|$ являє собою лінійчасту залежність від τ_0 . Те саме справедливо й для значень $r < 0$ й $\tau_0 < 0$. Таким чином, для побудови $|C(\tau, 0)|$ достатньо отримати значення $|C(r\tau_{II})|$. Якщо вважати $\tau_0 = 0$, то отримаємо:

$$|C(r\tau_{II})| = \frac{1}{N} \left| \sum_{k=r}^{N-1} d_k d_{k-r} \right| .$$

Вигляд функції $|C(\tau, 0)|$ суттєво залежить від вибору значень dk . Існують послідовності d_0, d_1, \dots, d_{N-1} значень dk , для яких виконується співвідношення:

$$|C(r\tau_{II})| = \begin{cases} 1, & (r = 0) \\ 0, & (|r| = 2n + 1) \\ \frac{1}{N}, & (|r| = 2n) \end{cases}, \quad (1.42)$$

де $n = 1, 2, \dots, (N - 1)/2$. При цьому в області $|\tau| \geq \tau_{II}$ маємо $|C(\tau, 0)| \leq 1/N$. Такі послідовності називаються кодом Баркера. Як приклад, на Рис.1.3 наведено вигляд функції $|C(\tau, 0)|$, яка відповідає коду Баркера ($N = 7$) вигляду $\{1, 1, 1, -1, -1, 1, -1\}$ [73, 74].

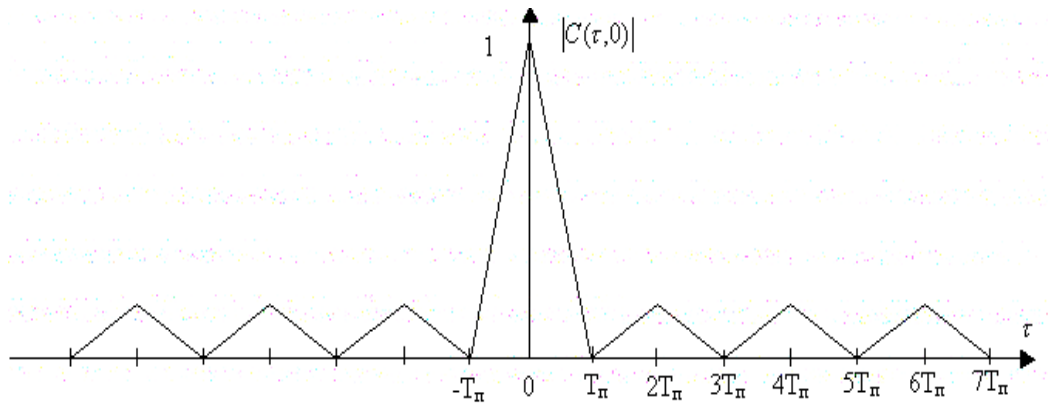


Рис. 1.3. Графічний вигляд залежності $C(\tau, 0)$ для коду Баркера ($N = 7$).

Функція $C(0, \Omega)$ фазоманіпульованого сигналу незалежно від вигляду послідовності значень dk визначається з виразу:

$$|C(0, \Omega)| = \frac{1}{N\tau_{II}} \left| \int_0^{N\tau_{II}} e^{i\Omega t} dt \right| = \left| \frac{\sin \frac{\Omega N\tau_{II}}{2}}{\frac{\Omega N\tau_{II}}{2}} \right|.$$

У даному випадку вигляд функції $C(0, \Omega)$ той самий, що й у випадку одиночного радіоімпульса з прямокутною огинаючою та тривалістю $N\tau_{II}$. Отже, зі збільшенням N (при фіксованому τ_{II}) роздільна здатність за частотою при використанні формалізованих сигналів підвищується, в той час

як використання коду Баркера дозволяє при цьому зменшити величину бокових пелюстків функції $|C(\tau, 0)|$ [73, 74].

Однак використання кодів Баркера не дозволяє у повній мірі розв'язати задачу забезпечення одночасно високої роздільної здатності за дальністю й швидкістю радіолокаційної розвідки та усунути неоднозначність вимірювання цих параметрів, хоча й вирішує проблему створення ідентичних обернених у часі імпульсів [2]. По-перше, коди Баркера існують лише для значень N , що дорівнюють 2,3,4,5,7,11,13. У той час, як в реальних РЛС потрібні значення $N \geq 102$. По-друге, функція $|C(\tau, \Omega)|$ має малі бокові пелюстки лише в розглянутих перерізах $|C(\tau, 0)|$ та $C(0, \Omega)$, а повний аналіз $|C(\tau, \Omega)|$ на площині (τ, Ω) знаходить наявність бокових піків, які досягають досить великих значень (0,53 та 0,38 для $N = 11$ та $N = 13$ відповідно) [73, 74].

Так, використовуючи знання про електромагнітні сигнали (1.41) та їх послідовності (1.41) й розв'язуючи рівняння Ландау-Ліфшиця (1.1), можна розв'язати задачу про конволюцію сигналів у магнітному середовищі з дисперсією. Нехай рівноважний напрямок магнітного поля збігається з віссю z декартової системи координат. Тоді виконується співвідношення

$$\overline{M}^2 = M_x^2 + M_y^2 + M_z^2, \quad (1.43)$$

де \overline{M} – модуль вектора магнітного моменту; M_x, M_y, M_z – складові вектора за осями координат. Оскільки M_x та M_y суттєво менші порівняно з $|\overline{M}|$, то, розкладаючи знайдене з виразу (1.43) значення M_z у ряд Тейлора й залишаючи в розкладі тільки квадратичний доданок, маємо:

$$M_z = M - \frac{M_x^2 + M_y^2}{2M}. \quad (1.44)$$

Таким чином з (1.44) бачимо, що складова M_z пов'язана з M_x та M_y нелінійним квазіквадратичним співвідношенням. Якщо розглянути взаємодію зустрічних МСХ у тонких феритових плівках ЗІГ з прийнятою моделлю квазіквадратичної нелінійності, то стає зрозуміло, що придатними для використання є тільки об'ємні МСХ, оскільки зустрічні поверхневі хвилі поширюються по протилежним поверхням плівки [43]. Ефективність взаємодії об'ємних МСХ на порядок вища ніж для поверхневих МСХ.

Якщо для опису процесів у плівці увести поняття амплітудної функції S_i , як відносної величини магнітного поля \vec{h} в декартовій системі координат, то індекси $i = 1, 2$ відповідають хвилям, що поширюються вздовж додатного та від'ємного напрямків осі y , відповідно. То загальний вигляд амплітудної функції можна записати так [71]

$$s_i(y, t) = S_i \left(t \mu \frac{y}{v_{ig}} \right) \exp i\omega_i t, \quad (1.45)$$

де S_i – огибаюча амплітудної функції, а v_{ig} – їх групова швидкість; знак „-” у виразі відповідає хвилі, що поширюється у додатньому напрямку осі y , а „+” – від'ємному.

Співвідношення між високочастотною складовою намагніченості $M_i = M_x + M_y$ й високочастотним полем \vec{h} можна виразити через поняття магнітостатичного потенціалу ψ . З рівняння Уокера для гіромагнітного середовища знаходимо явний вигляд для поля \vec{h} , причому саме рівняння має вигляд [24]

$$\mu \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0, \quad (1.46)$$

де μ – діагональна компонента тензора магнітної проникності $\vec{\mu} = \mu_0(1 + \vec{\chi})$.

Із загальної теорії магнітостатичних хвиль відомо, що МСХ, які поширюються в просторі, а точніше в магнітних плівках, існують лише у строго визначеному інтервалі частот, для яких характерними є від'ємні значення діагональної компоненти тензора магнітної проникності μ . Звідси маємо розв'язок рівняння магнітостатичного потенціалу для ПМСХ в середині феритового шару [71]:

$$\psi_i = (A \cos k_{iz} z + A \sin k_{iz} z) \exp\left(\mu \frac{ik_{iz} y}{\sqrt{-\mu(\omega)}}\right). \quad (1.47)$$

Зовні шару, рівняння має дещо інший вигляд, оскільки враховано, що $\mu=1$ та рівняння Уокера переходить у рівняння Лапласа $\Delta\psi=0$, тому розв'язок для магнітостатичного потенціалу ψ_0 має вигляд [71]

$$\psi_{i0} = \begin{cases} C \exp(k_{iz0} z + \mu ik_{iy} y), & z < 0 \\ D \exp(-k_{iz0} z + \mu ik_{iy} y), & z > d \end{cases} \quad (1.48)$$

де d – товщина феритового шару. Якщо накласти граничні умови $\psi_i = \psi_{i0}$ та $\partial\psi_i / \partial z = \partial\psi_{i0} / \partial z$, то отримаємо систему рівнянь для визначення сталих величин A, B, C, D . Умовою сумісності такої системи є дисперсійне рівняння для поперечного хвильового числа k_{iz} . В [24] показано, що $k_{iz0} = k_{iy} = k_{iz} / \sqrt{-\mu(\omega)}$.

Якщо з виразу (1.44) визначити M_z як суму постійної M_0 та змінної m_z складових z -компоненти намагніченості ($m_z \ll M_0$) для високочастотної складової намагніченості $\vec{M}_i = \vec{x}_0 M_x + \vec{y}_0 M_y$, можна записати

співвідношення $\vec{M}_i = \vec{\chi} \nabla \psi$, де \vec{x}_0, \vec{y}_0 – одиничні вектори. Тоді, використовуючи рівність (1.47) й переходячи до компонент тензора, виділяючи при цьому дійсну частину від m_z , отримуємо вираз для змінної складової z -компоненти магнітного моменту для хвилі з одиничною амплітудою

$$m_z = -\frac{1}{2M_0} \left\{ \left[\eta_1 k_{1y} \chi_{a1} \cos(\omega_1 t - k_{1y} y) - \eta_2 k_{2y} \chi_{a2} \cos(\omega_2 t + k_{2y} y) \right]^2 + \dots \right. \\ \left. \dots + \left[\eta_1 k_{1y} \chi_1 \sin(\omega_1 t - k_{1y} y) - \eta_2 k_{2y} \chi_2 \cos(\omega_2 t + k_{2y} y) \right]^2 \right\} \quad (1.49)$$

де $\chi = \frac{\omega_M \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}$, $\chi_a = \frac{\omega_M \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$ – відповідно симетрична та антисиметрична компоненти тензора магнітної сприйнятливості.

Розглядаючи сигнали МСХ, що поширюються назустріч один одному, та враховуючи співвідношення для амплітудних функцій (1.45) цих хвиль

$$s_1 = S_1 \left(t - \frac{y}{v_{1g}} \right), \quad s_2 = S_2 \left(t + \frac{y}{v_{2g}} \right),$$

можна записати вираз для змінної

складової z -компоненти намагніченості m_z^A у вигляді:

$$m_z^A = -\frac{1}{2M_0} \left\{ \left[s_1 \eta_1 k_{1y} \chi_{a1} \cos(\omega_1 t - k_{1y} y) - s_2 \eta_2 k_{2y} \chi_{a2} \cos(\omega_2 t + k_{2y} y) \right]^2 + \dots \right. \\ \left. \dots + \left[s_1 \eta_1 k_{1y} \chi_1 \sin(\omega_1 t - k_{1y} y) - s_2 \eta_2 k_{2y} \chi_2 \cos(\omega_2 t + k_{2y} y) \right]^2 \right\} \quad (1.50)$$

Аналізуючи вираз (1.50), приходимо до висновку, що крім квадратичних компонент у m_z^A присутні комбінаційні компоненти, які пропорційні добутку доданків. Так можна записати m_z^A як:

$$m_z^A \sim \frac{s_1 s_2}{M_0} \eta_1 k_{1y} \eta_2 k_{2y} \times \left[\chi_{a1} \chi_{a2} \cos(\omega_1 t - k_{1y} y) \cos(\omega_2 t + k_{2y} y) - \dots \right. \\ \left. \dots - \chi_1 \chi_2 \sin(\omega_1 t - k_{1y} y) \sin(\omega_2 t + k_{2y} y) \right] \quad (1.51)$$

Для виродженого випадку, коли $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, $k_{1y} = k_{2y} = k_y$, $\chi_1 = \chi_2 = \chi$, $\chi_{a1} = \chi_{a2} = \chi_a$, $\eta_1 = \eta_2 = \eta$, $v_{1g} = v_{2g} = v_g$, підставляючи у вираз (1.51) для m_z^A значення симетричної та антисиметричної компоненти тензора, магнітної сприйнятливості можна отримати наступну пропорційність:

$$m_z^A \sim \frac{s_1\left(t - \frac{y}{v_g}\right)s_2\left(t + \frac{y}{v_g}\right)}{2M_0} (\eta k)^2 \times \frac{\omega_M^2}{\omega_0^2 - \omega^2} (\cos 2\omega t + \cos 2k_y y). \quad (1.52)$$

Якщо розглядати феритову плівку, в якій поширюються МСХ, як однорідний планарний хвилевід та нехтуючи малими складовими, які містять похідні за часом від огинаючих амплітудних функцій $s_{1,2}$, сигнал на виході можна записати у вигляді:

$$s_3(t) = K \int_{-L/2}^{L/2} s_1(\tau)s_2(2t - \tau)d\tau. \quad (1.53)$$

Припускаючи, що відстань між антенами L значно більша за область взаємодії хвильових пакетів у плівці вздовж напрямку осі y , можна записати вираз (1.53) у вигляді згортки

$$s_3(t) = K \int_{-\infty}^{\infty} s_1(\tau)s_2(2t - \tau)d\tau, \quad (1.54)$$

де множник 2 показує, що вихідний сигнал $s_3(t)$ стиснутий у часі в 2 рази порівняно з вхідними сигналами $s_1(t)$ та $s_2(t)$. Якщо інвертувати у часі один з вхідних сигналів $s_1(t)$ чи $s_2(t)$ й провести операцію (1.54), то отримаємо

вираз для кореляції сигналів $s_1(t)$ та $s_2(t)$. Вихідний сигнал при цьому можна записати, як:

$$s_3(t) = K \int_{-\infty}^{\infty} s_1(\tau) s_2(\tau - 2t) d\tau. \quad (1.55)$$

Експериментальну реалізацію мікрохвильового конвольвера представлено в роботі [72], а теоретичні основи та деякі експериментальні питання щодо роботи конвольверів на МСХ розглянуто в роботах [75-79]. Так найбільша ефективність конвольвера була досягнута для геометрії ПМСХ. Яскравою особливістю роботи [72] є пропозиція використовувати ВДР для зняття вихідного сигналу на подвійній частоті вхідних сигналів, на відміну від роботи [71], де використовувалась антена у вигляді петлі. При вхідній потужності сигналів порядку 100 мВт вдалось досягти рекордного значення коефіцієнта білінійності, який визначає ефективність процесу взаємодії, на рівні $-11,7$ дБм. У даній дисертаційній роботі на базі розглянутих прикладів конвольверів пропонується експериментальний макет кореляційного приймача слабких сигналів.

РОЗДІЛ 2

ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ УСТАНОВКИ ТА МЕТОДИКИ ДОСЛІДЖЕНЬ

2.1. Експериментальна установка для дослідження нелінійної та параметричної взаємодії спінових хвиль.

Дослідження параметричної взаємодії МСХ з електромагнітним накачуванням проводилось на багатофункціональній експериментальній установці, блок-схему якої наведено на Рис.2.1.

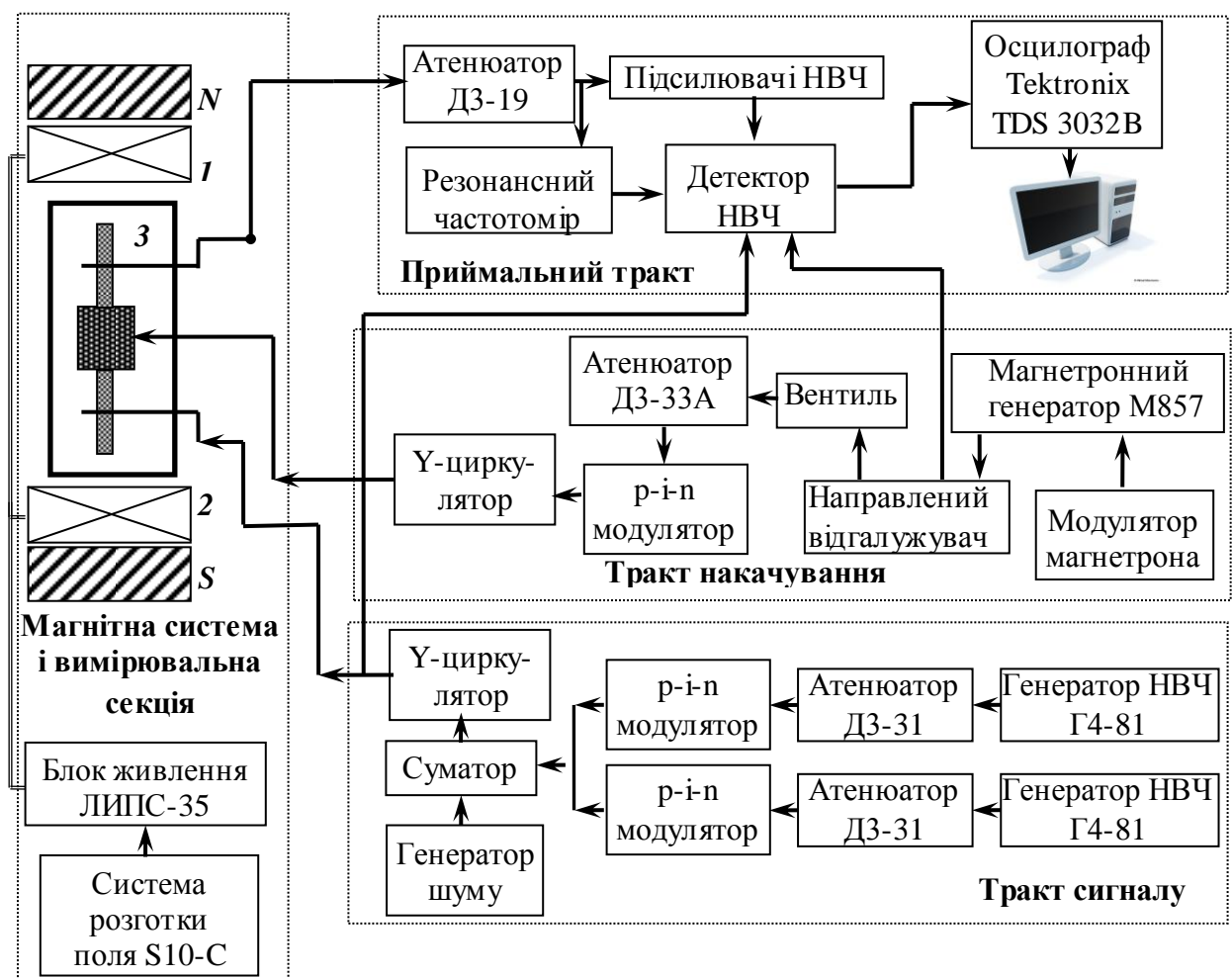


Рис. 2.1. Блок-схема експериментальної установки.

- S, N – полюси магніту;
- 1, 2 – полюси електромагніту;
- 3 – експериментальна секція.

Для експериментального вивчення нерезонансного обернення хвильового фронту ПМСХ та ЗОМСХ було модернізовано вже існуючу експериментальну установку. Дана установка дозволяє досліджувати пасивну та активну лінії затримки на базі плівок ЗПГ з можливістю розгортки зовнішнього магнітного поля. Для зручності передачі осцилограм на персональний комп'ютер (ПК) було встановлено спряження цифрового осцилографа з ПК за стандартом Ethernet. При цьому експериментальна установка одночасно дозволяє проводити дослідження процесів нелінійної взаємодії сигналів МСХ між собою (кореляції) та обернення хвильового фронту сигналів МСХ повздовжнім параметричним накачуванням.

Експериментальну установку можна формально поділити на такі функціональні частини: тракт сигналу, тракт накачування, приймальний тракт, магнітна система і вимірювальна секція, а також система синхронізації (на Рис. 2.1 не наводиться). Для налаштування та підтримки працездатності експериментальної установки може використовуватись цілий комплекс допоміжного устаткування, зокрема панорамні вимірювачі КСХН та ослаблення Я2Р-67, оптичні мікроскопи, експериментальний комплекс ЕПР - 1306 тощо.

Щоб зрозуміти принцип роботи установки розглянемо детальніше роботу кореляційного приймача на основі тонких плівок ЗПГ. Перший вхідний сигнал $S(t)$, що створювався за допомогою НВЧ генератора і швидкісного модулятора, створював мікрохвильове магнітне поле $h_s(t)$, яке збуджувало у хвилеводі з плівки ЗПГ хвильові пакети ЗОМСХ $a_1(t, z)$ з несучою частотою ω_s та хвильовим вектором k_s . Опорний сигнал $S(-t)$, створювався за допомогою операції обернення в часі вхідного сигналу $S(t)$ і також збуджував пакети ЗОМСХ $a_2(t, z)$, що поширювались уздовж довжини хвилеводу z у протилежному напрямку. В результаті нелінійної взаємодії цих зустрічних хвильових пакетів виникала просторово-однорідна змінна

намагніченість $m(2\omega_s)$ на подвійній частоті вхідного сигналу, орієнтована паралельно до зовнішнього магнітного поля H_0 . Ця змінна намагніченість збуджує коливання на частоті $2\omega_s$ у ВДР, налаштованому на цю ж частоту, огинаюча цих коливань резонатора буде пропорційна кореляції $B(2\tau)$ двох вхідних сигналів.

Розглянемо більш детально характеристики експериментального обладнання.

Функціональна частина експериментальної установки, що зветься “Тракт сигналу”, призначена для формування вхідних сигналів. Джерелами НВЧ сигналів виступають два генератори Г4-81, які працюють у режимі неперервної генерації. Вони увімкнені у два окремих ідентичних плеча формування вхідних НВЧ імпульсів. Замість одного з таких генераторів може вмикатись в тракт генератор НВЧ імпульсів Г0-10, з діапазоном робочих частот $4.6 \div 4.8$ ГГц та імпульсної вихідної потужності порядку 2 Вт. Формування вхідних імпульсів з неперервного НВЧ сигналу відбувається за допомогою швидкісних р-і-п модуляторів, що дозволяють створювати імпульси тривалістю від 10 нс і вище з фронтами близько 1 нс. Втрати на пропускання модулятора порядку 1.5 дБ, а подавлення залишкового сигналу ≥ 60 дБ. Такі характеристики модулятора зумовлені особливістю його конструкції. По суті, один такий модулятор складається з двох блоків р-і-п модуляторів, розділених між собою феритовим вентилем, що зменшує коефіцієнт проходження відбитого сигналу та збільшує послаблення залишкового сигналу в усьому частотному діапазоні приладу. Регулювання потужності вхідних сигналів в обох плечах тракту здійснюється за допомогою прецизійного атенюатора хвилеводного типу ДЗ-31. Сигнали, що формуються в двох ідентичних плечах тракту потрапляють на суматор потужності в мікросмужковому виконанні, а далі вже сумарний сигнал потрапляє на вхід Y-циркулятора. Призначенням останнього в даній експериментальній установці є розділення сигналів, що надходять на

мікросмушкову антену-перетворювач та приймаються з неї. Мінімальні втрати потужності сигналу на шляху від генератора до мікросмушкової антени-перетворювача не перевищують 7 дБ.

Інша функціональна частина експериментальної установки, що зветься “Тракт накачування” призначена для формування і подачі потужних електромагнітних імпульсів НВЧ на досліджуваний зразок феритової плівки. Як генератор імпульсів надвисокої частоти використовується магнетрон М 857 з максимальною вихідною потужністю 15 Вт, за постійною напругою живлення 600 В та струм 85 мА. Схема живлення магнетрона побудована на базі високовольтного модулятора, основним елементом якого є лампа ГУ-50. Модулятор призначений для подачі імпульсів напруги в 1000 В та тривалістю від 1 мкс до 100 мкс на магнетрон. Як опорні джерела живлення використано блоки Б1-4 та УІП-1. Керуючий сигнал запуску магнетрона, що задає тривалість та амплітуду імпульсу на вході модулятора, формується за допомогою генератора стандартних сигналів Г5-63. Регулювання потужності накачування здійснюється за допомогою прицезійного поляризаційного атенюатора ДЗ-33А. Похибка вимірювання потужності атенюаторами даного класу сягає порядку 0.1 дБ. Також у тракті накачування для налаштування може використовуватись тромбон. Формування імпульсів накачування відбувається шляхом вирізання імпульсу з фронтами в 2 нс з імпульсу магнетрона за допомогою двох дискретних р-і-п модуляторів, зв'язаних між собою феритовим вентилем. Магнетрон з іншими елементами тракту також зв'язаний за допомогою вентиля. Для розділення сигналів, що потрапляють на експериментальну секцію, та тих, що з неї повертаються, також використовується Y-циркулятор. Всі компоненти “Тракту накачування” зроблені у хвилеводному виконанні.

Дуже важливою функціональною частиною експериментальної установки є “Приймальний тракт”. Його теж можна, в свою чергу, поділити на дві частини: прийом сигналів 6-см діапазону довжин хвиль та прийом сигналів 3-см діапазону довжин хвиль.

Частина тракту, що призначена для прийому сигналів 6-см діапазону довжин хвиль, починається з Y-циркулятора в “Тракті сигналу”, на виході якого прилаштовані два фільтри *Minicircuit VLF-6000+* та *VLF-7200+* для відрізання частотних компонент накачування, що можуть проникати в тракт. Регулювання потужності вихідного НВЧ сигналу здійснюється за допомогою прецизійного поляризаційного атенюатора хвилеводного типу ДЗ-19. Оскільки ефективність перетворення електромагнітного НВЧ випромінювання на МСХ досить низька ($\cong 10\%$), то для реєстрації необхідні чутливі підсилювачі. В експериментальній установці реалізовано комбінацію напівпровідникового підсилювача з малим рівнем шумів П037-037В і підсилювача потужності УКЗ-18 на основі лампи біжучої хвилі. Детектування огинаючої НВЧ сигналів проводиться за допомогою квадратичного детектора *Hewlett Packard 423A*.

Частина тракту призначена для прийому сигналів 3-см діапазону довжин хвиль починається з Y-циркулятора в “Тракті накачування”. Регулювання потужності в тракті вихідного НВЧ сигналу здійснюється за допомогою прецизійного поляризаційного атенюатора хвилеводного типу Д5-5. У даній частині експериментальної установки також реалізовано комбінацію напівпровідникового підсилювача з малим рівнем шумів та підсилювача потужності УКЗ-20 на основі лампи біжучої хвилі. Детектування обвідної НВЧ сигналів проводиться за допомогою квадратичного детектора *Hewlett Packard 423A*.

Реєстрація огинаючих сигналів здійснюється за допомогою двоканального осцилографа з цифровим люмінофором Tektronix 3032В зі смугою 300 МГц і максимальним розділенням 300 мВ/поділку. Автором було побудовано автоматизацію вимірювань осцилограм за допомогою спряження осцилографа Tektronix 3032В з персональним комп’ютером.

Також декілька слів варто сказати про “Систему синхронізації”. Вона призначена для впорядкованого запуску окремих блоків експериментальної установки з частотою повторення імпульсів 500 Гц. Складається вона з

набору генераторів відеоімпульсів та спеціальної форми типу Г5-56, Г5-63 та Г5-48, що зв'язані між собою та з керованими НВЧ елементами за допомогою коаксіального кабелю.

Що стосується комплексу допоміжного устаткування, то він складається з панорамного вимірювача КСХН та ослаблення Я2Р-67, оптичного мікроскопа, експериментального комплексу ЕПР - 1306 тощо. За допомогою панорамного вимірювача КСХН та ослаблення Я2Р-67 проводиться дослідження налаштування експериментальної секції з феритовою плівкою заданої товщини. Оптичний мікроскоп використовується для контролю стану поверхні плівки, наприклад, при шліфуванні її країв. А експериментальний комплекс ЕПР – 1306 використовується для попереднього контролю якості плівок та контролю зміни характерних параметрів плівок під дією зовнішніх факторів (опромінення, температура). Окрім цього проводились вимірювання потужності НВЧ випромінювання в 6-см та 3-см діапазонах довжин хвиль з використанням вимірювача потужності НВЧ М3-22А з термісторними голівками поглинаючого типу: М5-89 коаксіального типу та М5-42 хвилеводного типу. Вимірювання частоти сигналу та накачування проводились за допомогою електронного частотоміра ЧЗ-54 та частотоміра резонансного Ч2-32 відповідно.

Проте основною функціональною частиною експериментальної установки безперечно є “Магнітна система і вимірювальна секція”. Вона складається з експериментальної секції, постійного магніта, електромагніта, блоку живлення ЛІПС-35 та блоку розгортки магнітного поля у вигляді стабілізатора S-10С. Експериментальна секція являла собою пластину з полікору, на якій фотолітографічним методом були сформовані вхідна та вихідна мікросмужкові антени-перетворювачі шириною 25 мкм з підвідними лініями. Відстань між антенами складала 6 мм. Пластина з полікору закріплювалась на металічній основі. Досліджуваний зразок плівки монтувався у ВДР й розміщувався поверх антен. Секція розміщувалася у зазор постійного магніта, який створював просторово-однорідне магнітне

поле в діапазоні 850-1150 Е. Зміна зовнішнього магнітного поля забезпечувалась за допомогою механічного приводу та за допомогою блоку розгортки поля. Катушка електромагніту здатна створювати додаткове поле у зазорі постійного магніту ± 600 Е. Типовий вигляд експериментальної секції зображено на Рис.2.2. Величина зовнішнього магнітного поля реєструвалась за допомогою вимірювача магнітної індукції ШІ-7, детектор якого працює на основі ефекту Холла.

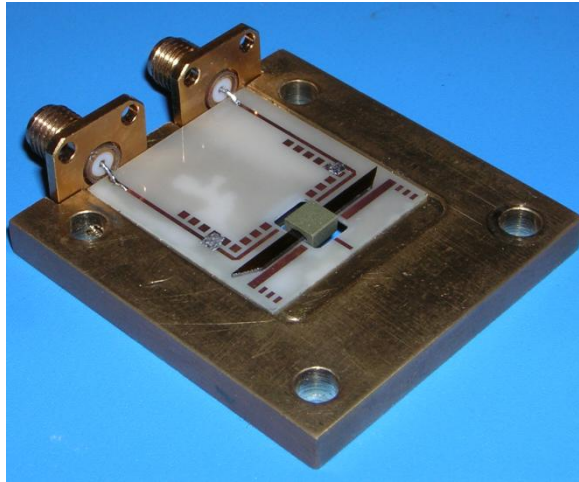


Рис.2.2. Типовий вигляд експериментальної секції.

Для плавного й прицевийного керування зовнішнім магнітним полем автором було побудовану систему розгортки зовнішнього магнітного поля, яка складається з котушок електромагніту, блоку живлення ЛІПС-35 та стабілізатора S-10С. Електромагніт являв собою дві катушки з мідного дроту діаметром 0,25 мм. Загальна довжина дроту в двох катушках 57 м, сумарна кількість витків 454. Катушки з'єднані паралельно відносно до стабілізатора струму S10-С, їх еквівалентний опір 0,9 Ом, внутрішній діаметр катушок 4 мм, зовнішній – 8 мм. Індуктивність кожної з двох ідентичних катушок розраховувалась за допомогою програмного забезпечення CoilCalc v.1.02. Сумарна індуктивність 529,6 мкГн, звідси можемо розрахувати постійну часу кола системи з двох катушок, яка в даному випадку складала 5,884 мс.

Як керований генератор трикутних імпульсів використано одновібратор (або очікуючий мультівібратор), принципovu схему якого зображено на Рис. 2.3.

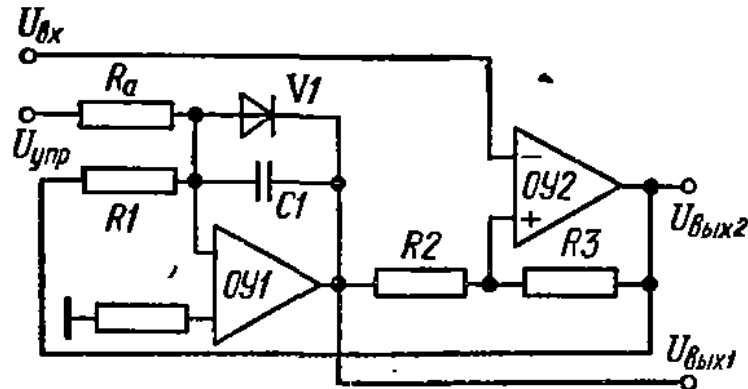


Рис. 2.3. Схема одновібратора одиничних прямокутних і трикутних імпульсів

Операційний підсилювач ОУ2, що охоплений резистивним позитивним зворотнім зв'язком є логічним елементом, який дозволяє формувати прямокутні імпульси, швидкість наростання амплітуди яких не залежить від швидкості наростання вхідного сигналу, а тільки від швидкості перемикавання логічних вентилів операційного підсилювача.

Для запуску стабілізатора на його вхід подається керуючий імпульс з генератора прямокутних імпульсів Г5-56. Очевидно, що трикутний вихідний імпульс можна отримати шляхом інтегрування вхідного керуючого прямокутного імпульсу. Тому в схемі використано активний інтегратор на операційному підсилювачі ОУ1. Це, на відміну від схем з пасивними інтегруючими каскадами, дозволяє не використовувати високоточних конденсаторів великої ємності за необхідності генерувати імпульси великої тривалості. Роботу схеми пояснюють осцилограми, наведені на Рис.2.4.

У вихідному стані на виході тригера Шмітта ("вихід 2" див. Рис. 2.3) напруга насичення дорівнює $U_{вих2}^+$. При цьому діод V1 в інтеграторі відкритий, і напруга на його виході ("вихід 1") $U_{вих1}^+ = U_{вих2}^+ R_D / R_1$, де R_D – опір відкритого діода V1. Вхідний додатний імпульс, тривалість якого менша

тривалості вихідного імпульсу, а амплітуда, більше $U_{вих}^+ R_2 / (R_2 + R_3)$, встановить на “виході 2” стан насичення $U_{вих2}^-$. В той час, напруга на “виході 1” буде лінійно зростати до порога спрацьовування тригера $U_{вих2}^- R_2 / R_3$, після чого на “виході 2” знову встановиться стан $U_{вих2}^+$, а на “виході 1” буде формуватися задній фронт трикутного імпульсу. Тривалість трикутного імпульсу (“вихід 1”): $T_{тр} = \tau_1 \frac{R_2}{R_3} + \tau_1 \frac{R_0}{R_1} \frac{U_{вих2}^+}{U_{вих2}^-} + \tau_1 \frac{R_2}{R_3} \frac{U_{вих2}^-}{U_{вих2}^+} + \tau_1 \frac{R_0}{R_1}$, де $\tau_1 = R_1 C_1$. Для керування тривалістю вихідних імпульсів на керуючий вхід подається додатня чи від’ємна напруга. Для цього потрібно виконання умови:

$$U_{кер}^{max} \frac{R_0}{R_a} - U_{вих}^- \frac{R_0}{R_1} < 0$$

Час сканування магнітним полем обмежений знизу часом проходження МСХ між вхідною і вихідною антенами. Враховуючи, що в експериментальній установці відстань між антенами $l = 6$ мм, товщина плівки $d = 5.1$ мкм, а групова швидкість ЗОМСХ в плівці ЗІГ складає $v_{gr} \cong 3$ см/мкс, час поширення ЗОМСХ між антенами складає $T_d \cong 250$ нс.

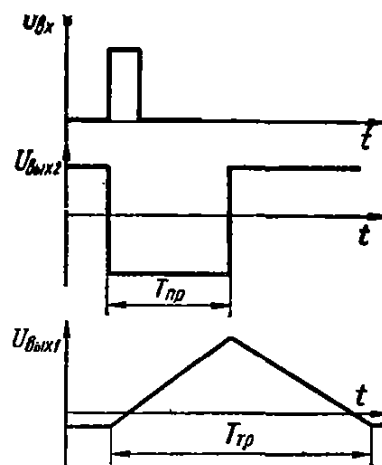


Рис.2.4. Часові діаграми одиничних прямокутних і трикутних імпульсів.

На практиці сканування відбувається протягом часу, що значно більший за час проходження МСХ плівкою T_d . Зверху час сканування

обмежується вимогами до швидкодії пристрою і, в меншій мірі, затуханням сигналу. Так, в експериментальних дослідженнях час сканування складав від 20 мс до 120 сек.

Фактична схема пристрою для зміни магнітного поля, який задовольняв указані часові умови, була промодельована за допомогою пакету прикладних програм *Proteus 7*. Для забезпечення перекриття діапазону сканування за часом важливим моментом є вибір ємностей конденсатора С1 та опору резистора RV1, щоб мати можливість керувати тривалістю отриманих імпульсів (тобто тривалістю зміни скануючого магнітного поля), змінюючи опір резистора RV1 або перемикаючи діапазон зміною С1 за допомогою перемикача. Були використані такі значення ємності С1: 1 мкФ, 100 мкФ, 470 мкФ, 1000 мкФ і 3300 мкФ, що відповідає таким значенням тривалості часу сканування магнітного поля: $1,5 \text{ мс} \div 21,5 \text{ мс}$, $75,8 \text{ мс} \div 1,05 \text{ с}$, $353,8 \text{ мс} \div 5,06 \text{ с}$, $750,75 \text{ мс} \div 10,70 \text{ с}$, $3,475 \text{ с} \div 35,5 \text{ с}$. Крім тригера Шмітта і генератора трикутних імпульсів, схема містить стабілізатор напруги, виконаний на польовому транзисторі IRF 1010N (Q2) і операційному підсилювачі LM324. Для забезпечення відведення тепла від Q2 його необхідно розміщувати на радіаторі, сумарна площа якого не менша за 250 см^2 . Резистор R6 і змінний резистор RV2 виконують функцію ділення вихідної напруги (трикутної форми, яка надходить з “вихода 1”). Операційний підсилювач порівнює струм через катушку індуктивності L1 9 і струм, що надходить з подільника 10, на виході 8 видає їх багаторазово підсилену різницю. Напруга, що поступає з виходу 8 на польовий транзистор Q2, у разі необхідності вирівнює струм (якщо різниця струмів хоча б декілька мікроампер), відкривається транзистор – і так до тих пір, поки струми, які проходять крізь катушку з подільника R6-RV2, не стануть рівними між собою. Це дозволяє, змінюючи опір резистора RV2, змінювати амплітуду зміни струму трикутної форми крізь катушку. Типовий вигляд друкованої

плати стабілізатора струму S10-C зображено на Рис. 2.5 (а), а зовнішній вигляд приладу – на Рис. 2.5 (б).

Отриманий трикутний імпульс струму подається на котушки електромагніту. Діапазон зміни максимальної амплітуди струму в регульованому колі $0 \div 10$ А.

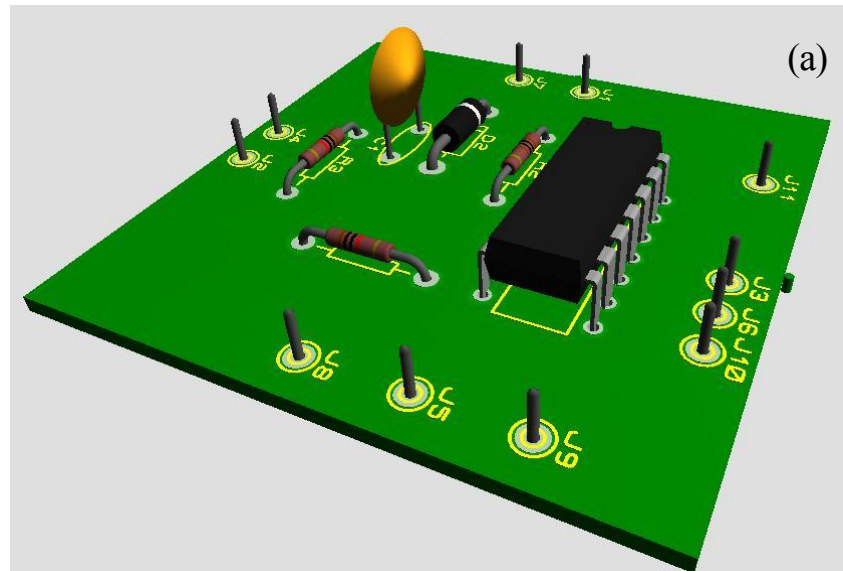


Рис. 2.5. Зображення друкованої плати стабілізатора струму S10-C (а) та зовнішній вигляд приладу (б).

Необхідна кількість витків котушки у шарі намоточного проводу і кількість шарів розраховувалась за допомогою формули для максимального

магнітного поля (всередині соленоїда): $B_{\max} = \frac{\mu_0 NI}{\sqrt{4R^2 + a^2}}$, де N – кількість витків, I – струм у катушці, R – радіус соленоїда, $\mu_0=1$ – магнітна проникність, таким чином, щоб у центрі утвореного катушкою соленоїда при амплітуді струму 10 А, амплітуда зміни магнітного поля дорівнювала 300 Е, a – відстань від центра катушки до точки, де вимірюється магнітне поле.

Питомий опір металів при нагріванні збільшується. Деякі сплави, які мають більший питомий опір, ніж метали, з яких вони складаються, майже не змінюють питомого опору з температурою (константан, манганін тощо). Це пояснюється «неправильною» структурою сплавів і малою середньою довжиною вільного пробігу електронів.

Величина, яка показує відносне збільшення опору при нагріванні матеріала на 1 К (або зменшення при охолодженні на 1 К), називається температурним коефіцієнтом опору. Якщо температурний коефіцієнт позначити α , питомий опір при $t_0 = 20^{\circ}\text{C}$ (кімнатна температура) через ρ_0 , то при нагріванні матеріала до температури t_1 його питомий опір $\rho_1 = \rho_0 + \alpha\rho_0(t_1 - t_0) = \rho_0(1 + (\alpha(t_1 - t_0)))$. Відповідно до формули $R = \frac{\rho_0 l}{S}$, де ρ_0 – питомий опір, S – площа поперечного перерізу провідника, l – його довжина, $R_1 = R_0(1 + (\alpha(t_1 - t_0)))$, де R_1 – опір при нагріванні провідника до температури t_1 , t_0 – початкова температура, R_0 – опір за початкової температури. Тобто, температура нагріву провідника t обчислюється за формулою: $t = t_0 + \left(\frac{R_1}{R_0} - 1\right) / \alpha$. Для довідки, температурний коефіцієнт опору α для міді, алюмінія, вольфраму дорівнює 0,004 1/К. Тому при нагріванні на 100°C їх опір збільшується на 40%.

Враховуючи наявність температурного коефіцієнту опору, у випадку стабілізації напруги, необхідно звернути особливу увагу на вказані ефекти, пов'язані з нагріванням мідного проводу, з якого складаються котушки

електромагніту. Так було розраховано величину часу сканування, за якої не відбувалось суттєвої зміни опору котушок. Цей час складав порядку 200 с.

2.2. Макет експериментальної секції. Методика експериментальних досліджень.

Головним елементом експериментальної установки є макет експериментальної секції. Експериментальна секція призначена для збудження та прийому коливань та хвиль намагніченості в магнітовпорядкованих середовищах, таких як плівки ЗІГ, намагнічені до насичення, а також для підведення й фокусування електромагнітної енергії накачування на подвійній частоті в області феритового зразка. В дослідженнях використовувався макет експериментальної секції, типовий вигляд якого зображено на Рис. 2.2.

Експериментальне дослідження резонансного та нерезонансного обернення хвильового фронту ЗОМСХ та ПМСХ проводилось з використанням пасивної та активної ЛЗ на базі планарного хвилеводу МСХ у вигляді тонкої феритової плівки. Товщина плівок ЗІГ, що використовувались у роботі, варіювалась від 4 мкм до 30,3 мкм. Також у роботі використовувались однобічно металізовані зразки плівок ЗІГ, в яких хвиля біля металізованої й вільної поверхні розповсюджувалась за абсолютно різними законами дисперсії. На краях плівка зшлифовувалась до кутів порядку 45° , щоб зменшити коефіцієнт відбиття від краю. Плівка монтувалась у відкритий діелектричний резонатор (ВДР) прямокутної форми з отвором для плівки. Виготовлявся ВДР з термостабільної НВЧ кераміки з діелектричною проникністю $\varepsilon = 80$ та малим тангенсом кута діелектричних втрат $tg \delta \sim 10^{-3}$. Величина навантаженої добротності ВДР була порядку 200. Плівка розміщувалась на двох сформованих фотолітографічним методом мікросмужкових антенах шириною 25 мкм, відстань між антенами складала 6 мм. Мікросмужкові антени формувались на діелектричній підкладинці з

полікору (Al_2O_3), полікристалічний зразок цього матеріалу перед нанесенням мікросмужкових ліній спеціально шліфувався. Відносна діелектрична проникність для полікору дорівнює 9,8. Для закріплення провідників з міді на полікор напорошувався шар ґрунтуючого покриття з хрому. Товщина напорошеного шару міді сягала 5 мкм. Разом з антенами та підвідними лініями до них секція має шлейф для налаштування. Налаштування мікросмужкових антен проводилось шляхом нанесення на ємнісні пластини шлейфу пластинок з м'якого металу (в даному випадку це був індій), так щоб вирівняти хвильовий опір антени й НВЧ-тракту. Хвильовий опір всіх цих мікросмужкових елементів розраховувався в пакеті прикладних програм Microwave Office, так як це запропоновано в [80, 81]. На сигнальній частоті він складав 100 Ом для антени та 29 Ом для мікросмужки.

Кажучи про мікросмужкові антени, варто пам'ятати, що максимальне хвильове число, яке вони можуть збудити, визначається з нерівності $k_0 \leq \pi/w$, де w - ширина антени [48-50]. Так, для плівки ЗІГ товщиною 5,1 мкм максимальне хвильове число, яке може збудити антена, дорівнює 1256 см^{-1} .

В експерименті використовувались монокристалічні зразки плівок ЗІГ з малими магнітними втратами ($\Delta H \leq 0,3 \text{ E}$), які вирощувались на підкладинці з галій-гадолінієвого гранату методом осадження з рідкої фази. Вилучена постійної намагніченості для даних зразків плівок складала 1750 Гс. Зразки намагнічувались зовнішнім магнітним полем до насичення.

Полікорова пластина з нанесеними на неї антенами кріпилась на металічній основі за допомогою радіолаку. Металічна основа являла собою мідний фланець, виконаний у вигляді резонансної діафрагми стандартного прямокутного хвилеводу 3-см діапазону довжин хвиль. Збудження коливань ВДР та обмін енергією між ВДР та іншими елементами 3-см НВЧ тракту відбувалось через резонансну щілину фланця. Високочастотні коливання магнітного поля накачування, що виникали при цьому у ВДР, фокусувались в

області, де знаходилась феритова плівка. В експериментальних дослідженнях використовувалась найнижча мода прямокутного резонатора $H_{11\delta}$. Для обмеження поля випромінювання з резонатора його було оточено металевим резонатором циліндричної форми, зміна положення якого регулювала його зв'язок з хвилеводом.

Перед початком роботи з експериментальною секцією її потрібно налаштувати ємнісними пластинами шлейфу на робочій частоті сигналу. Налаштуванням було досягнуто мінімальну різницю у втратах для ЗОМСХ та ПМСХ на робочій частоті. Перехід від геометрії поля ЗОМСХ до геометрії поля ПМСХ відбувався звичайним поворотом експериментальної секції безпосередньо між полюсами магніту.

Як вже згадувалось раніше, експериментальна установка, що використовувалась для досліджень, є багатофункціональною системою, за допомогою якої легко досліджувати взаємодію сигналів ЗОМСХ або ПМСХ за різних кутів повороту секції так, щоб виконувались умови $\vec{H}(\vec{r}, t) \parallel \vec{M}(\vec{r}, t) \parallel \vec{k}$ та $\vec{H}(\vec{r}, t) \parallel \vec{M}(\vec{r}, t) \perp \vec{k}$ відповідно. За допомогою даної установки вдалось реалізувати різноманітні операції обробки мікрохвильових сигналів, наприклад: затримку, керовану затримку, підсилення сигналів, обернення хвильового фронту, інверсію часової форми сигналу тощо [54-60].

Розглянемо методику досліджень взаємодії сигналів МСХ між собою та з параметричним накачуванням на прикладі трьох схем увімкнення експериментальної секції: схема для дослідження взаємодії зустрічних сигналів, схема для дослідження резонансного та нерезонансного обернення хвильового фронту та схема для дослідження зготки сигналів з використанням ОХФ.

Макет першої схеми для дослідження взаємодії зустрічних сигналів ЗОМСХ та ПМСХ зображено на Рис. 2.6.

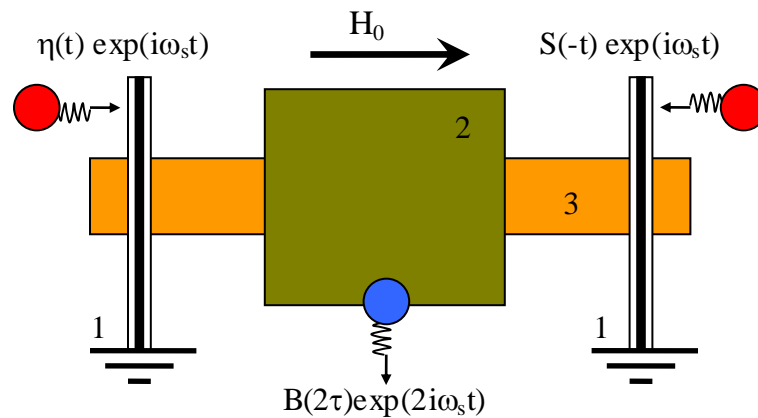


Рис. 2.6. Схема підключення експериментальної секції для дослідження взаємодії зустрічних сигналів. 1 – вхідна та вихідна мікросмужкові антени-перетворювачі; 2 – відкритий діелектричний резонатор; 3 – плівка ЗІГ на підкладинці з ГГГ.

Схема, зображена на Рис. 2.6, має досить простий принцип роботи, заснований на базі пасивної лінії затримки МСХ. У експерименті на плівку ЗІГ 3 за допомогою мікросмужкових антен-перетворювачів 1 подавались НВЧ-сигнали прямокутного профілю. На першу вхідну антену подавався сигнал прямокутного профілю на фіксованій частоті ω_s , обвідна якого мала вигляд $\eta(t)\exp(i\omega_s t)$, а на другу антену подавався сигнал такого ж профілю або обернений в часі $S(-t)\exp(i\omega_s t)$, затриманий відносно першого на час τ . Вхідні сигнали НВЧ наводили в мікросмужкових антенах струми i , відповідно, й мікрохвильове магнітне поле, котре збуджувало в плівці ЗІГ спін-хвильові пакети намагніченості, які розповсюджувались назустріч один одному, затухали та "розпливались" у часі. Частоту другого вхідного сигналу можна було змінювати в певних межах. Коли в момент часу, що дорівнював половині часу проходження МСХ $t = T_d/2$ по плівці заданої товщини, дві сигнальні хвилі зустрічались в області знаходження ВДР 2, то в результаті їх взаємодії виникав сигнал згортки на сумарній частоті цих сигналів, обвідну якого можна записати у вигляді $B(2\tau)\exp(2i\omega_s t)$. Оскільки сигнал, що виникав при взаємодії, мав частоту вдвічі більшу за частоту вхідних сигналів

(в резонансному випадку), то він реєструвався за допомогою ВДР. За таким принципом можна досліджувати кореляцію та конволюцію сигналів, які розповсюджуються назустріч один одному у феритовому зразку. Момент подачі сигналів та момент сприйняття їх вихідною антеною спостерігався за допомогою осцилографа.

На Рис. 2.7 зображено макет другої схеми підключення експериментальної секції для дослідження резонансного та нерезонансного обернення хвильового фронту ЗОМСХ та ПМСХ.

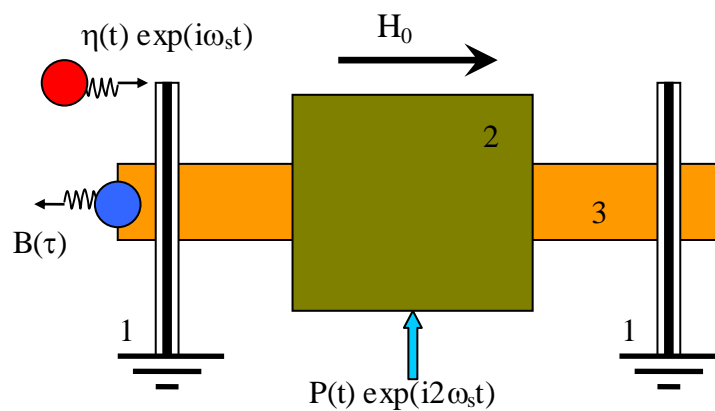


Рис. 2.7. Схема підключення експериментальної секції для дослідження резонансного та нерезонансного обернення хвильового фронту МСХ. 1 – вхідна та вихідна мікросмужкові антени-перетворювачі; 2 – відкритий діелектричний резонатор; 3 – плівка ЗІГ на підкладинці з ГГГ.

Принцип роботи даної схеми дещо схожий зі схемою, зображеною на Рис. 2.6. Так в експерименті на плівку ЗІГ 3 за допомогою мікросмужкових антен-перетворювачів 1 подавались НВЧ-сигнали прямокутного профілю. На вхідну антену подавався сигнал прямокутного профілю на фіксованій частоті ω_s , обвідна якого мала вигляд $\eta(t)\exp(i\omega_s t)$. Частота вхідного сигналу при цьому могла також змінюватись у певних межах, що забезпечував генератор НВЧ сигналів.

Цей вхідний сигнал НВЧ наводив у мікросмужковій антені струм і, відповідно, й мікрохвильове магнітне поле, котре збуджувало в плівці ЗІГ спін-хвильові пакети намагніченості, які розповсюджувались вдовж плівки в бік вихідної антени, затухали та "розпливались" у часі.

У момент часу $t = T_p$ на ВДР подавався сигнал параметричного накачування на подвійній частоті $\omega_p = 2\omega_s$ з обвідною у вигляді $P(t)\exp(i\omega_p t)$. У результаті взаємодії спін-хвильових пакетів сигналу з параметричним накачуванням, завдяки трихвильовому параметричному процесу в плівці виникали сигнал обернення хвильового фронту з обвідною $B(\tau)\exp(i\omega_r t)$ та підсилений накачуванням сигнал з обвідною у вигляді $B(\tau)\exp(i\omega_s t)$. Змінюючи частоту сигналу або накачування, проводились дослідження випадку нерезонансного обернення хвильового фронту, коли частоти вхідного і оберненого сигналів відрізнялись $\omega_s \neq \omega_r \neq \omega_p / 2$. Отже, дане підключення експериментальної секції використовувалось для дослідження резонансного та нерезонансного ОХФ ЗОМСХ та ПМСХ у вільних та однобічно металізованих плівках ЗІГ, а також кореляційного приймача, в якому сигнал накачування виступає в ролі опорного сигналу.

На Рис. 2.8 зображено макет третьої схеми підключення експериментальної секції для дослідження згортки сигналів МСХ з використанням ОХФ.

В принцип роботи схеми, зображеної на Рис. 2.8, покладено два попередні типи підключення та механізми взаємодії сигналів МСХ між собою та з параметричним накачуванням. Більш детально принцип її роботи виглядає так: на плівку ЗІГ 3 за допомогою мікросмужкових антен-перетворювачів 1 подавались НВЧ сигнали прямокутного профілю. На вхідну антену подавався сигнал прямокутного профілю на фіксованій частоті ω_s , обвідна якого мала вигляд $\eta(t)\exp(i\omega_s t)$, при цьому частота вхідного сигналу могла також змінюватись у певних межах, які забезпечував генератор НВЧ сигналів. Цей вхідний сигнал НВЧ наводив у мікросмужковій

антені струм i , відповідно, й мікрохвильове магнітне поле, котре збуджувало в плівці ЗІГ спін-хвильові пакети намагніченості, які розповсюджувались уздовж плівки у бік вихідної антени, затухали та "розпливались" у часі. В момент часу $t = T_p$ на ВДР подавався сигнал параметричного накачування на подвійній частоті $\omega_p = 2\omega_s$ з обвідною у вигляді $P(t)\exp(i\omega_p t)$. У результаті дії параметричного накачування на хвилі намагніченості в плівці виникали сигнал обернення хвильового фронту з обвідною $R(\tau)\exp(i\omega_r t)$ та підсилений накачуванням сигнал з обвідною у вигляді $R(\tau)\exp(i\omega_s t)$, причому обернені холості хвилі здійснювали свій рух у напрямку, протилежному до напрямку поширення сигналу, а підсилені – у напрямку руху сигналу.

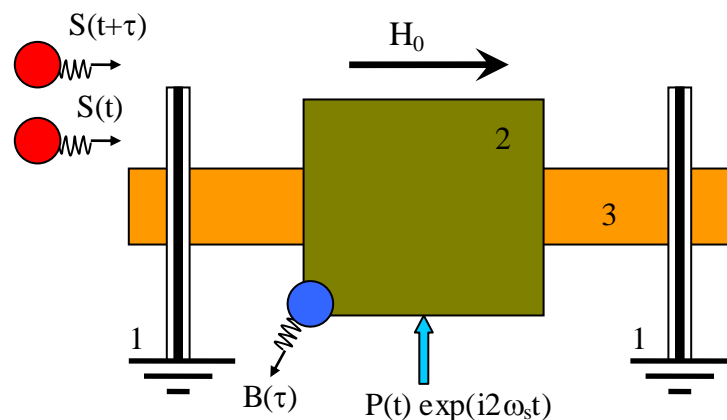


Рис. 2.8. Схема підключення експериментальної секції для дослідження згортки сигналів МСХ з використанням ОХФ. 1 – вхідна та вихідна мікросмужкові антени-перетворювачі; 2 – відкритий діелектричний резонатор; 3 – плівка ЗІГ на підкладці з ГГГ.

Обидва сигнали створювали сфазований сигнал на антенах у момент часу $t = 2T_p + \tau_p$. Проте на ту ж саму антену, на яку подавався перший сигнал, подавався ще й затриманий сигнал з обвідною $\eta(t + \tau)\exp(i\omega_s t)$. Так само, як і у випадку першої схеми, відбувалась взаємодія сигналу із сигналом ОХФ, причому останній був обернений у часі відносно першого. У результаті взаємодії виникав сигнал на сумарній частоті $\omega_s + \omega_r$ з обвідною

$B(\tau)\exp(i2\omega_s t)$ (у випадку, коли $\omega_s = \omega_r = \omega_p / 2$). Вихідний сигнал згортки також реєструвався на ВДР. Перевагою останньої схеми є те, що для подачі і прийому сигналів з неї використовується всього одна вхідна мікросмужкова антена. Даний тип підключення експериментальної секції застосовувався для дослідження властивостей кореляційного приймача НВЧ сигналів на базі тонких феритових плівок з використанням явища обернення хвильового фронту.

2.3. Збудження магнітостатичних хвиль мікросмужковими антенами.

Використання інтегральної технології в сучасній радіоелектроніці НВЧ дозволяє з успіхом розв'язувати прикладні задачі з проектування та створення антенно-фідерних пристроїв з досить високими вимогами з електродинамічних, аеродинамічних, габаритних, вагових та вартісних параметрів. Особливо гостро такі вимоги стоять для систем обробки інформації зі складною та розгалуженою фідерною системою. Мікросмужкові антени, які виготовляються за технологією інтегральних схем, забезпечують високу повторюваність розмірів, низьку собівартість, малу металоємність, габаритні розміри та масу. Такі антени здатні випромінювати енергію з лінійною, круговою та еліптичною поляризацією, так конструктивно це дозволяє використовувати їх в багаточастотних режимах [82].

Розробка теорії мікросмужкових ліній та основ їх проектування є важливим самостійним розділом сучасної електродинаміки та техніки НВЧ. Розуміння механізму випромінювання електромагнітних хвиль мікросмужковими структурами та вміння його регулювати допомагає вирішити питання як обмеження випромінювання (в лініях передачі), так і його стимулювання (в антенах). Мікросмужкові лінії знайшли своє застосування в магнітоелектроніці. Так, за допомогою мікросмужкових антен у феритових плівках можна збудити спінові хвилі чи подавати імпульс

параметричного накачування на досліджуваний зразок [43]. Сучасні мікросмужкові лінії фотолітографічним методом формуються на поверхні пластини з полікору чи сапфіру [83]. Складаються вони з підвідних ліній, шлейфу для налаштування та самих антен. Характерний імпеданс для таких ліній 50 Ом, добротність ~ 50 [82].

Досить часто в наукових роботах з дослідження динаміки спінових хвиль у тонких плівках залізо-ітрієвого гранату наводиться значення товщини плівки, на якій проводилися дослідження [83-85]. Проте ніде не описується доцільність використання плівки саме цієї товщини, а також вплив налаштування мікросмужкової лінії з урахуванням феритового зразка на передаточні характеристики лінії. Тому вважаю, що цю задачу з дослідження впливу налаштування мікросмужкової лінії на збудження та поширення спінових хвиль в планарному хвилеводі на основі тонких плівок ЗІГ варто розглянути детальніше. Спроби систематизувати практичні знання з метою використання плівок різної товщини в приладах магнітоелектроніки проводились в циклі робіт Адама (див. наприклад [85]).

Для аналізу скористаємося виразами (1.26) та (1.28), що були запропоновані Калінікосом та наближеними рівняннями, що описують спектр спінових хвиль відповідно дотично та нормально намагніченої плівки [24]:

$$\omega^2(k) = \omega_H \left(\omega_H + \omega_M \frac{1 - e^{-kd}}{kd} \right). \quad (2.1)$$

$$\omega^2(k) = \left(\omega_H + \frac{\omega_M}{2} \right)^2 - \left(\frac{\omega_M}{2} \right)^2 e^{-2kd}. \quad (2.2)$$

У даному випадку досить цікавими й інформативними будуть передаточні характеристики плівок, які можна отримати з дисперсійних залежностей. Ці залежності являють собою значення модуля групової швидкості хвиль залежно від частоти сигналу, та як це показано на Рис. 2.9

для різних товщин плівок. Як бачимо, ліворуч від частоти ФМР $\omega_{\text{ФМР}}$ знаходиться область спектра ЗОМСХ, а праворуч – ПМСХ. Варто зауважити, що спектр ПМСХ має ділянку з від’ємними значеннями групової швидкості (не зображено на Рис. 2.9.). Оскільки ця ділянка спектра не має впливу на ширину спектра спінових хвиль, то можна її не враховувати в подальших розрахунках.

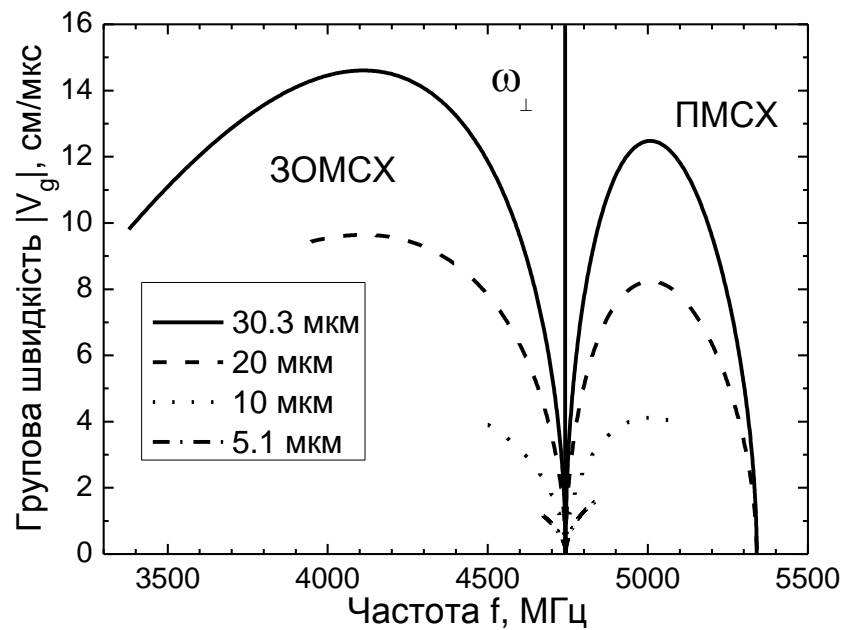


Рис. 2.9. Передавальна функція для геометрії ЗОМСХ та ПМСХ з плівками товщиною 5.1, 10, 20 та 30.3 мкм. Ширина мікросмушкової антени-перетворювача 25 мкм.

Важливим й досить складним є питання щодо розподілу струму по антені, особливо у випадку розгляду самоузгодженої задачі [84].

Для нашої мети, як впливає з проведених розрахунків, прийнятною виявилася проста модель, в якій величина коефіцієнта збудження спінових хвиль антеною F_k є максимальною при $k=0$ і досить швидко спадає при збільшенні значення хвильового числа до $k_0=\pi/a$, де a – ширина мікросмушкової антени-перетворювача.

Наведені числові розрахунки базувалися на залежності типу [83]:

$$F_k = \exp\left(- (k / k_0)^4\right).$$

З наведених вище міркувань можна зробити висновок, що максимальне значення хвильового числа k_0 , яке може збудити мікросмужкова антена-перетворювач шириною 25 мкм, буде дорівнювати 1256 см^{-1} . Виходячи з цього, зрозуміло, що плівки різної товщини матимуть свою смугу пропускання, яка відрізняється для ЗОМСХ та ПМСХ – це є головним фактором селективності хвилеводів на базі плівок ЗІГ.

Уведемо величину, яка характеризує відношення ширини спектрів досліджуваних хвиль, як

$$\eta = \frac{\omega_{BVMSW}(0) - \omega_{BVMSW}(k_0)}{\omega_{SMSW}(k_0) - \omega_{SMSW}(0)}, \quad (2.3)$$

де $\omega_{BVMSW}(k)$ та $\omega_{SMSW}(k)$ – дисперсійні залежності для ЗОМСХ та ПМСХ відповідно.

Експериментальні дослідження проводились на експериментальному макеті (Рис. 2.6.) в режимі ПЛЗ сигналів ЗОМСХ та ПМСХ.

Вигляд типової залежності (2.3), розрахованої за теорією Калінікоса [30] та за спрощеною теорією [24], котра не враховує обмінної взаємодії між спінами, наведено на Рис. 2.10. Відразу помітна різниця теоретичних кривих для дисперсійних залежностей, записаних у різному наближенні, що проявляється не тільки в кількісному порядку величини, а й в куті нахилу кривої до горизонтальної осі. Як бачимо, найбільше співпадіння теоретичної залежності з експериментом притаманне для кривої, розрахованої за формулами (1.26) та (1.28). Значно гіршим є співпадіння за формулами (2.1) та (2.2). Так, маємо дві досить різні криві, з яких видно, що ширини спектрів для плівки товщиною 5,1 мкм майже однакові, а для 30,3 мкм ширина спектра ЗОМСХ більша приблизно в 2 рази. Для оцінки використаємо

значення величини η , розраховані за теорією Калінікоса, а саме – для плівки товщиною 5,1 мкм $\eta = 0,62$ раз, а для 30,3 мкм – $\eta = 2,25$ раз.

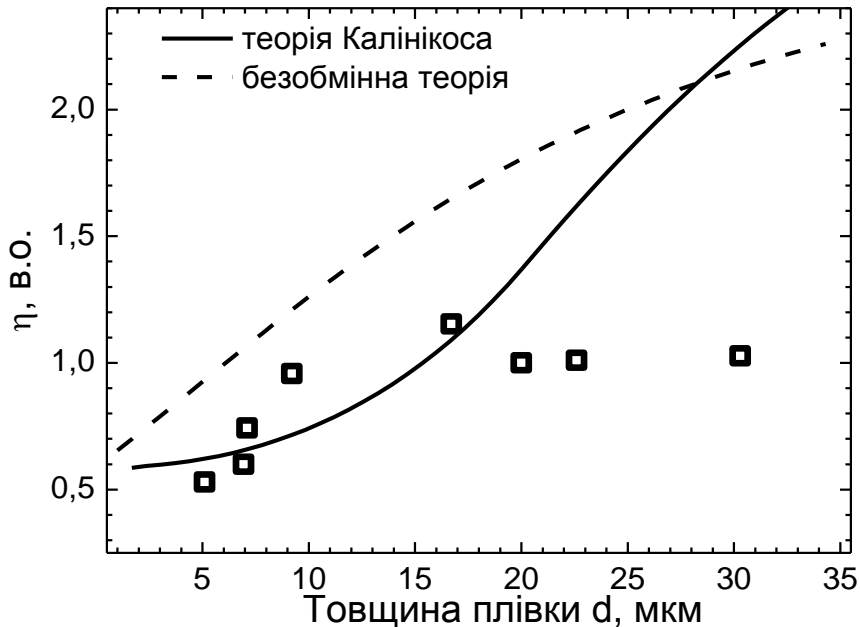


Рис. 2.10. Відношення ширини спектра ЗОМСХ до ПМСХ для плівок різної товщини, що розраховані за теорією Калінікоса та за безобмінною теорією. Прямая та пунктирна лінії – теоретичний розрахунок, маркери – експеримент.

Цікавим є те, що експериментальні результати наближаються до теоретичних значень за певних значень товщини плівки ЗІГ. При товщинах плівок $d \geq 10$ мкм, значення параметра η не перевищує 1, а це значить, що величини ширини спектра обох типів хвиль залишаються сталими й не залежать від зміни товщини плівки ЗІГ. При товщинах $d \leq 10$ мкм помітне співпадіння експерименту з теоретичними розрахунками за формулами (1.26) та (1.28). Це пояснюється тим, що налаштування пропускної здатності та КСХН експериментальної секції з мікросмушковими антенами проводилось саме для плівки з $d = 5,1$ мкм. Тому резонансні властивості секції залишаються сталими для товщин плівок цього порядку й різко обмежуються

при перевищенні певної величини (в нашому випадку 10 мкм), що є технічним фактором селективності досліджуваної секції.

Експериментальне дослідження амплітудно-частотних характеристик (АЧХ) плівок проводилось за допомогою блоків генератора частоти ГКЧ-57, індикатора КСХН та ослаблення Я2Р-67 за стандартною схемою, відкаліброваною для дослідження на прохід. Експериментальні залежності АЧХ секції з плівкою для геометрії ЗОМСХ та ПМСХ наведено на Рис. 2.11. Отримано значення ширини спектра ЗОМСХ та ПМСХ на піввисоті кривої для плівки товщиною 5,1 мкм – 70 МГц та 133 МГц відповідно, а для плівки товщиною 30,3 мкм – 188 МГц та 183 МГц відповідно, похибка вимірювань складала ± 2 МГц.

З Рис. 2.11 видно, що за рахунок різної ефективності збудження ЗОМСХ та ПМСХ максимальна пропускна здатність для геометрії ПМСХ краща на 5-7 дБ за пропускну здатність для геометрії ЗОМСХ. Як бачимо, форма резонансної кривої для секції з мікросмужковими антенами має вигляд „нахиленої” гаусівської кривої. На кривих АЧХ помітна деяка частотна нарізка, яка виникає через неоднорідність КСХН у частотному діапазоні.

Для теоретичного опису експериментальних АЧХ секції (див. Рис. 2.11) запропоновано емпіричні вирази, для ЗОМСХ та ПМСХ відповідно

$$f(\omega) = \frac{1}{2\pi\Delta\omega} \exp\left(\frac{\omega - \omega_0}{2\pi\Delta\omega}\right) \exp\left(-\exp\left(\frac{\omega - \omega_0}{2\pi\Delta\omega}\right)\right), \quad (2.4)$$

$$f(\omega) = \frac{1}{2\pi\Delta\omega} \exp\left(\frac{-\omega + \omega_0}{2\pi\Delta\omega}\right) \exp\left(-\exp\left(\frac{-\omega + \omega_0}{2\pi\Delta\omega}\right)\right), \quad (2.5)$$

де ω_0 – центральна частота спектра, $\Delta\omega$ – ширина спектра. Частота ω_0 визначається величиною зовнішнього постійного магнітного поля H_0 .

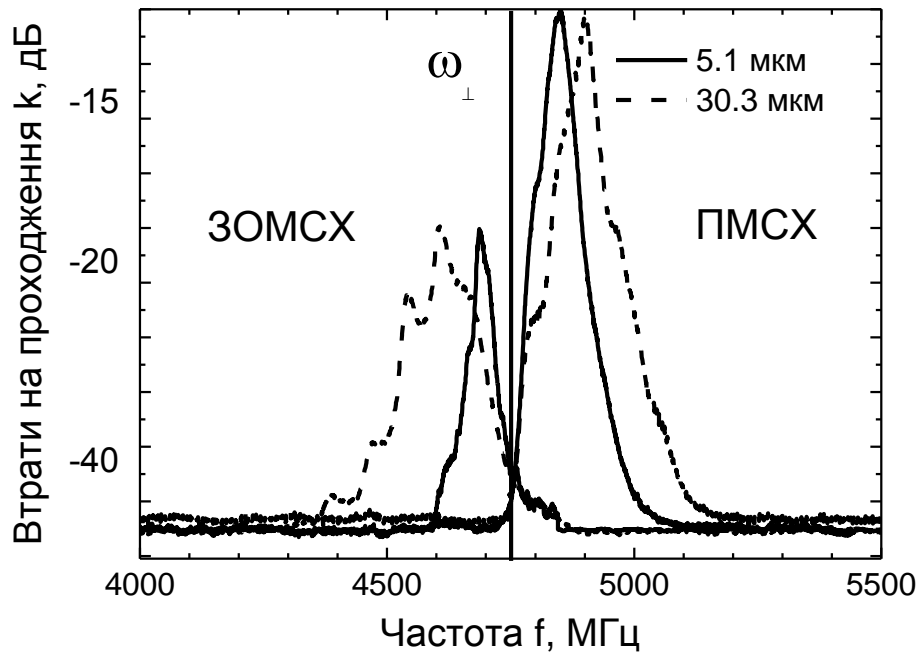


Рис. 2.11. Експериментальні АЧХ секції для геометрії ЗОМСХ та ПМСХ.

Таким чином, було теоретично та експериментально досліджено збудження МСХ мікросмужковими антенами. Запропоновано емпіричні вирази (2.4) та (2.5) для опису АЧХ секції з плівкою ЗІГ. Було встановлено, що на селективність плівки впливає не тільки величина її товщини, а й налаштування мікросмужкових антен. Так, якщо налаштувати антени на плівці однієї товщини, а потім розмістити на них плівку іншої товщини, то ширина спектра хвиль, які здатна пропустити плівка, може змінитися у декілька разів. Експериментальні дослідження добре узгоджуються з теоретичним розрахунком. Викладені міркування корисні при побудові приладів магнітоелектроніки.

РОЗДІЛ 3 НЕРЕЗОНАНСНЕ ОБЕРНЕННЯ ХВИЛЬОВОГО ФРОНТУ

3.1. Мікрохвильова фільтрація та спектральний аналіз за допомогою нерезонансного обернення хвильового фронту.

Явище ОХФ широко використовується для обробки інформації в усіх діапазонах частот електромагнітного випромінювання – від оптичного до звукового [41, 68]. Ефективність ОХФ максимальна в резонансі, коли (у випадку трихвильового параметричного процесу) несуча частота сигналу ω_s дорівнює половині частоти накачування ω_p : $\omega_s = \omega_p / 2$. При цьому має місце підсилення, контрольована затримка, обернення часової форми, клонування сигналу тощо. Через високу частотну селективність ОХФ відбувається процес фільтрації вхідних сигналів з високим коефіцієнтом підсилення (декілька десятків децибел) і смугою, мінімальне значення якої визначається частотою релаксації Γ_k зворотних хвиль. Центральна частота ОХФ-фільтра для трихвильового параметричного процесу дорівнює половині частоти накачування ω_p й може керуватись вибором цієї частоти. Це дає можливість реалізувати за допомогою нерезонансного ($\omega_s \neq \omega_p / 2$) ОХФ ряд операцій з обробки інформації, таких як вузькосмугова фільтрація, селекція вхідних сигналів за частотою з наступним розділенням їх в часі, спектральний аналіз.

Аналіз нерезонансного ОХФ спінових хвиль у плівках ЗІГ проведено за допомогою рівняння руху намагніченості Ландау-Ліфшица (1.1). Розглядаючи випадок паралельного накачування спін-хвильової нестабільності (частота $\omega_p \cong 2\omega_s$) [86] з урахуванням геометрії ЗОМСХ, тобто випадок, коли магнітне поле H_0 напрямлене вздовж плівки і вздовж напрямку поширення хвиль [87]. Розглянемо випадок, коли на вхідну антену подається сигнал заданої частоти. В початковий момент часу $t = 0$ збуджується набір ЗОМСХ з усіма можливими хвильовими числами k та

амплітудами C_{k0} . Ці амплітуди визначаються вхідним сигналом $h_s(t) = h_{s0}(t)e^{i\omega_s t}$ та ефективністю збудження хвиль антеною F_k [83].

$$C_{k0} = I_k(h_s)F_k \exp\{i\omega_k t - \Gamma_k t\}, \quad (3.1)$$

$$I_k = \frac{1}{t} \int_0^t h_{s0}(t) e^{i\omega_s t} e^{-i\omega_k t} dt, \quad (3.2)$$

тут ω_k – власна частота ЗОМСХ з хвильовим числом k .

Амплітуда зворотних хвиль C_{-k} , які є результатом дії накачування, увімкненої в момент часу $t = T_p$ на час τ_p , після її вимкнення ($t > T_p + \tau_p$) має вигляд [83]

$$C_{-k}(t) = I_k F_k C_{-k}^*(t) \exp\{i\omega_k(t - \tau_p - 2T_p)\}, \quad (3.3)$$

$$C_{-k}^*(t) = \exp\left\{-\Gamma_k t + i\frac{\omega_p}{2}\tau_p + V_k h_p \tau_p - \frac{\Delta\omega_k^2}{2V_k h_p} \tau_p\right\}; \quad (3.4)$$

$$\Delta\omega_k = \omega_k - \omega_p/2,$$

де h_p – амплітуда магнітного поля накачування, V_k – параметр параметричного зв'язку накачування із ЗОМСХ [87]. Потужність вихідного оберненого сигналу P_r визначається методом додавання квадратів модулів амплітуд хвиль за всіма можливими хвильовими векторами в момент часу $t = 2T_p + \tau_p$, так як в усі інші моменти часу фаза хвиль розподілена в інтервалі $[0...2\pi]$, й сигнал на виході дорівнює нулю [83]:

$$P_r = \sum |C_{-k}|^2. \quad (3.5)$$

Аналізуючи вирази (3.3) та (3.4), можна прийти до висновку, що за час дії імпульсу накачування відбувається підсилення сигнальних хвиль C_k та генерація обернених хвиль C_{-k} , амплітуди яких залежать від їх частоти ω_k . За великі підсилення отримуємо [88]:

$$C_{-k}^2 = C_{k0}^2 G_0 \exp \left[- (2\Delta\omega_k / \Omega)^2 \right], \quad \Omega = \sqrt{2V_k h_p / \tau_p} \quad (3.6)$$

$$G_0 = \exp \left[(V_k h_p - \Gamma_k) \tau_p \right] / 2$$

Так, підставляючи (3.6) в (3.5) й враховуючи (3.1) та (3.2), отримуємо, що існує резонансна залежність потужності зворотної хвилі P_r від частоти сигналу ω_s з максимумом при $\omega_s = \omega_p / 2$ і смузі пропускання $\sim \Omega$. Смуга Ω збільшується зі збільшенням амплітуди накачування h_p та зі зменшенням її тривалості τ_p . Згідно з (3.6), при $\Omega \rightarrow 0$, $C_{-k} \sim \delta(\omega_k - \omega_p / 2)$, і, відповідно, вихідна потужність зворотної хвилі має вигляд:

$$P_r \sim \left[\int_0^t h_{s0}(t) e^{i\omega_s t} e^{-i\frac{\omega_p}{2} t} dt \right]^2 \quad (3.7)$$

Це значить, що вузькосмуговий ОХФ-фільтр може бути використаний для спектрального аналізу вхідних сигналів, а також, зокрема, для розділення сигналів ЗОМСХ у часі. Для наглядності на Рис. 3.1. (а, б) зображено криві для ширини смуги підсилення Ω параметричним накачуванням від його потужності (Рис. 3.1. (а)) та тривалості (Рис. 3.1. (б)).

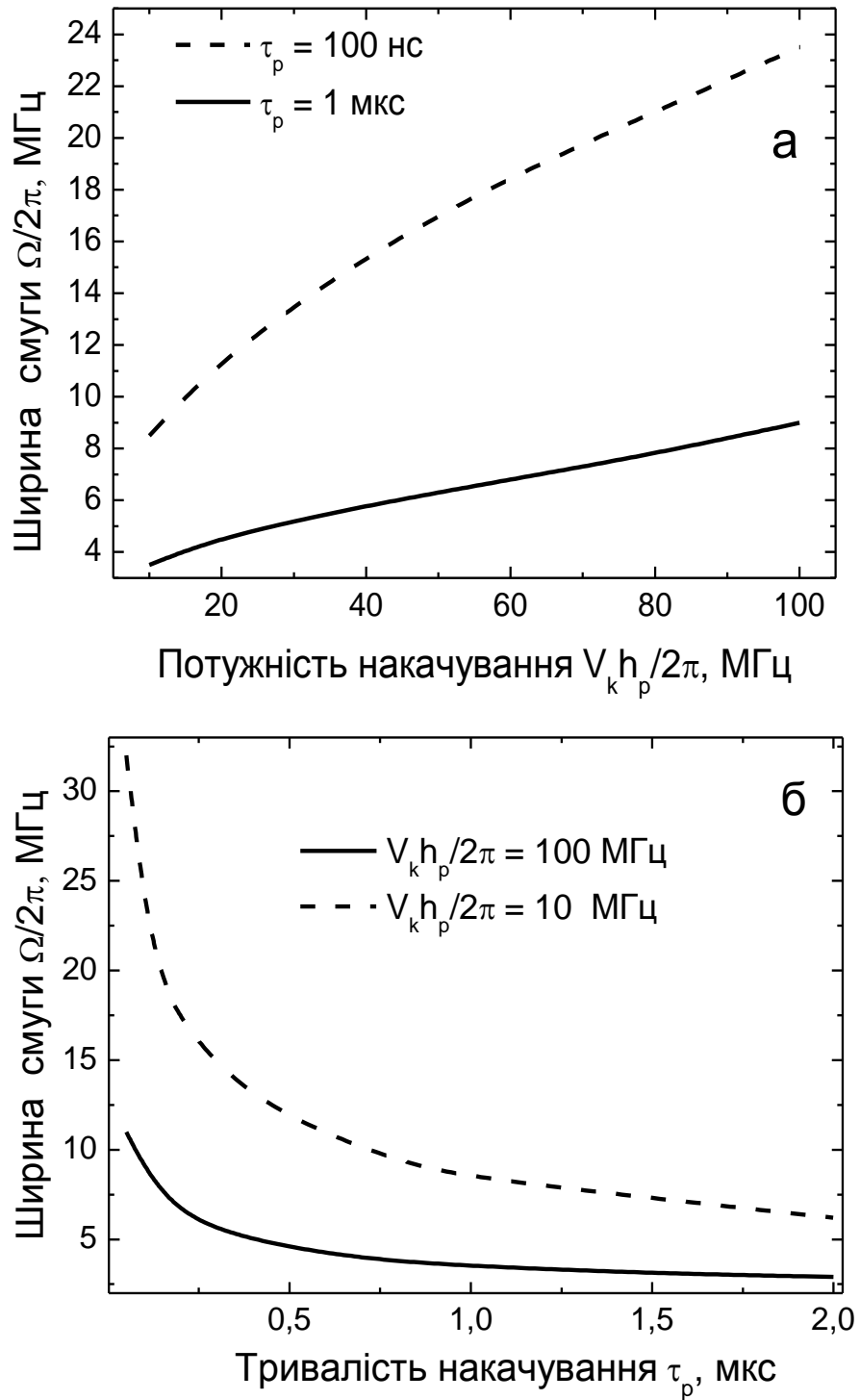


Рис. 3.1. Залежності ширини смуги підсилення Ω від потужності $V_k h_p / 2\pi$ та тривалості сигналу τ_p накачування.

Таким чином, з Рис. 3.1. видно, що підібравши потужність $V_k h_p$ та тривалість τ_p накачування, можна досягти мінімальної смуги підсилення в 1 МГц.

Так на Рис. 3.2 зображено частотні характеристики ОХФ-фільтра за різних амплітуд накачування, на Рис. 3.3 – за різних значень тривалості імпульсу накачування τ_p . З цих рисунків видна гарна відповідність числових розрахунків зі зробленим вище якісним аналізом: а) центральна частота ОХФ-фільтра дорівнює половині частоти накачування $\omega_p/2$; б) частотна смуга ОХФ-фільтра збільшується зі збільшенням потужності накачування і зменшується зі збільшенням її тривалості τ_p .

Згідно з (3.6) та Рис. 3.1, 3.2, 3.3 смуга ОХФ-фільтра може змінюватись від одиниць до сотень мегагерц.

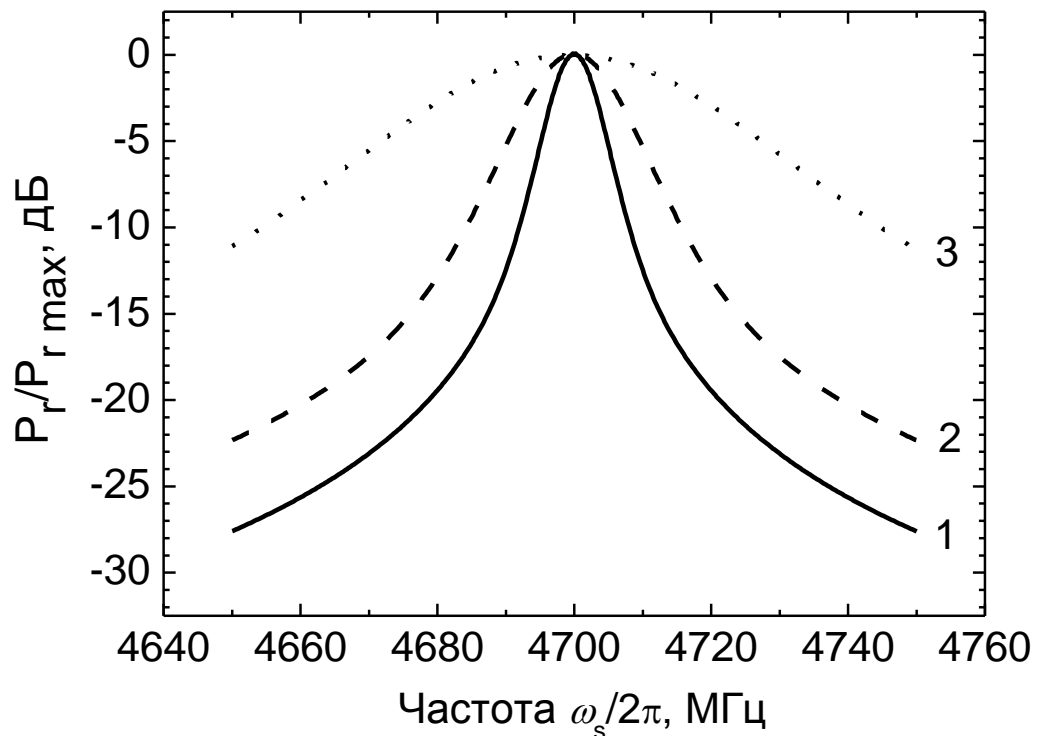


Рис. 3.2. Частотні характеристики ОХФ-фільтра, розраховані для різних амплітуд імпульсу накачування: $V_k h_p / 2\pi = 2$ МГц (крива 1), 10 МГц (крива 2), 100 МГц (крива 3). Частота накачування $\omega_p / 2\pi = 9400$ МГц, тривалість імпульсів сигналу $\tau_s = 100$ мкс і накачування $\tau_p = 30$ нс.

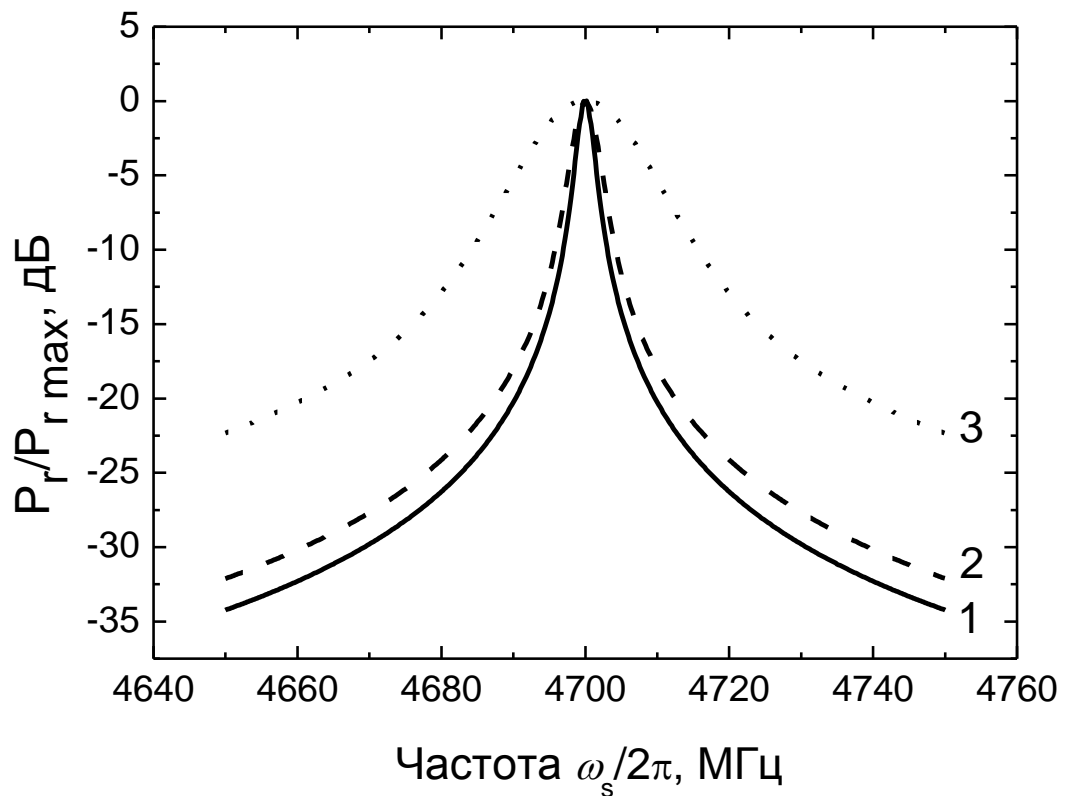


Рис. 3.3. Частотні характеристики ОХФ-фільтра за різних тривалостей імпульсу накачування τ_p : 5 мкс (крива 1), 1 мкс (крива 2), 30 нс (крива 3). Частота накачки $\omega_p/2\pi = 9400$ МГц, тривалість імпульсу сигналу $\tau_s = 100$ мкс, $V_k h_p/2\pi = 10$ МГц.

Для спектрального аналізу вхідних сигналів за допомогою ОХФ необхідно використовувати короткі вхідні імпульси ($\tau_s < 1$ мкс), щоб їх спектральна ширина була більшою за смугу пропускання фільтра Ω . На Рис. 3.4 показано результати розрахунку вихідної потужності зворотної хвилі при зміні частоти накачування для $\tau_p = 1$ мкс, $V_k h_p/2\pi = 2$ МГц, сигнальний імпульс мав прямокутну форму тривалістю $\tau_s = 50$ нс. На Рис. 3.4 зображено Фур'є-розклад сигнального імпульсу, в два рази збільшено масштаб за частотою. Видно, що відстань між двома першими мінімумами на Рис. 3.4 дорівнює 80 МГц, а не 40 МГц, як того вимагає тривалість імпульсу $\tau_s = 50$ нс. Справа в тому, що, згідно з (3.7), виділення Фур'є-гармоніки сигналу відбувається не з частотою накачування ω_p , а з її половинним значенням

$\omega_p/2$. Окрім того, при збільшенні потужності спостерігається зменшення пульсацій у бічних пелюстках спектра прямокутного сигналу.

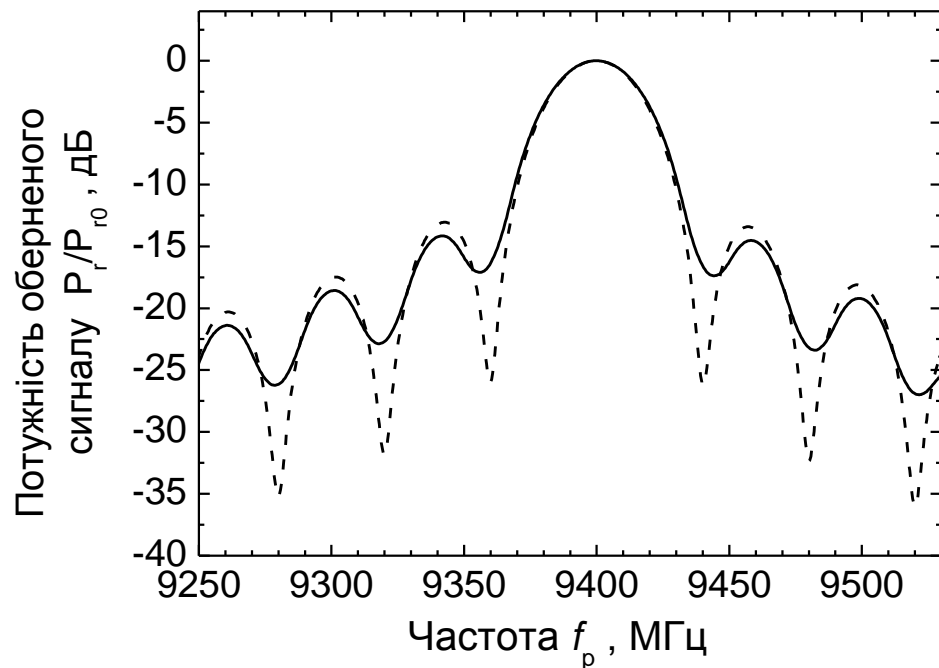


Рис. 3.4. Залежність відносної вихідної потужності оберненого сигналу з ОХФ-фільтра від частоти накачування для $\tau_s = 50$ нс, $\tau_p = 1$ мкс; для пунктирної кривої $V_k h_p / 2\pi = 2$ МГц, а для суцільної – $V_k h_p / 2\pi = 100$ МГц; частота сигналу $\omega_s / 2\pi = 4700$ МГц, зовнішнє магнітне поле $H_0 = 1055 E$.

У випадку зміни несучої частоти сигналу ω_s при $\omega_p = const$ також має місце Фур'є-розклад сигнального імпульсу, проте уже з нормальним частотним масштабом. Це добре ілюструє Рис. 3.5. Звернемо увагу на одну важливу обставину, яка стосується Рис. 3.5: при зміні частоти вхідного сигналу ω_s несуча частота вихідного сигналу оберненого імпульсу завжди буде дорівнювати $\omega_p/2$. Це спрощує вимоги до ширококутовості вихідних електронних систем.

В експериментальних дослідженнях використовувались ЗОМСХ, що поширювались у тонких плівках ЗІГ товщиною 5,1 мкм. Вхідний сигнал,

тривалість якого змінювалась у діапазоні $\tau_s = 50 \text{ нс} \div 100 \text{ мкс}$, і який мав змінну несучу частоту ω_s , подавався на вхідну антену, де збуджував пакети ЗОМСХ, які поширювались у плівці від антени до ВДР. Імпульс накачування тривалістю $\tau_p = 50 \div 500 \text{ нс}$ й потужністю $P_p = 5 \text{ Вт}$ подавався на ВДР у момент часу $t = T_p$.

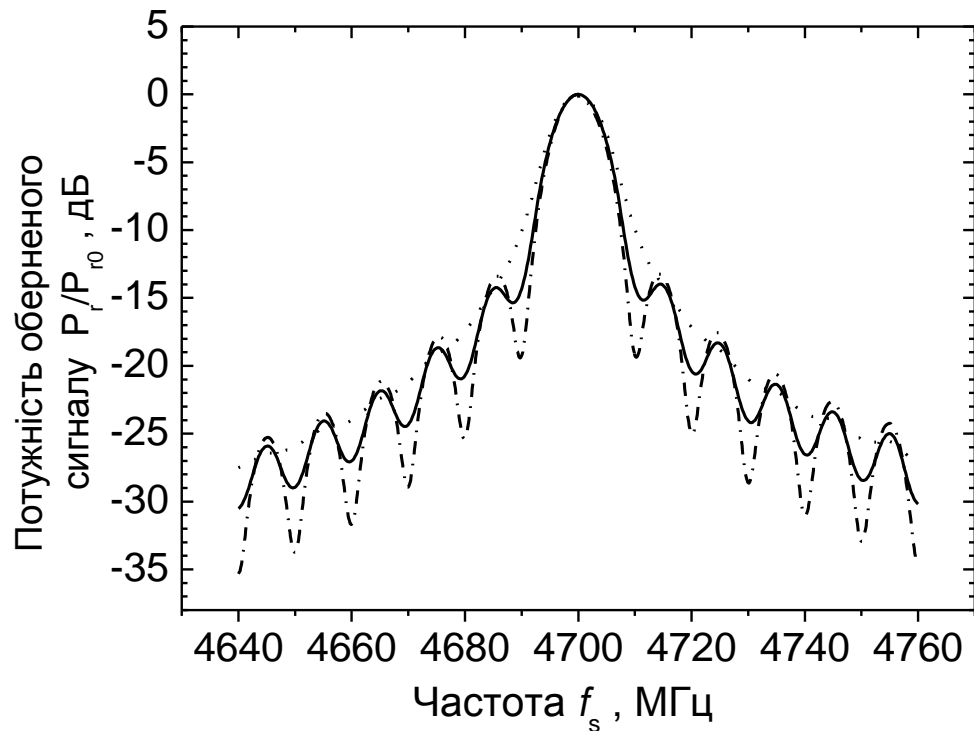


Рис. 3.5. Залежність відносної вихідної потужності оберненого сигналу з ОХФ-фільтра від зміни центральної частоти сигналу для $\tau_s = 100 \text{ нс}$, $\tau_p = 1 \text{ мкс}$; для кривої пунктирної з крапкою $V_k h_p / 2\pi = 4 \text{ МГц}$, для суцільної – $V_k h_p / 2\pi = 30 \text{ МГц}$, а для точкової – $V_k h_p / 2\pi = 100 \text{ МГц}$; частота накачування $\omega_p / 2\pi = 9400 \text{ МГц}$, зовнішнє магнітне поле $H_0 = 1055 E$.

Коли сигнальний імпульс був приблизно по центру ВДР, у результаті параметричної взаємодії сигнальної хвилі з накачуванням на подвійній частоті виникав зворотний хвильовий пакет, що рухався в протилежному

напрямку до напрямку розповсюдження сигналу. Цей зворотний хвильовий пакет детектувався на вхідній антені в момент часу $t \cong 2T_p + \tau_p$ після подачі сигналу.

Приклад спектрального аналізу вхідних сигнальних імпульсів за допомогою ОХФ наведено на Рис. 3.6. Єдиною умовою для виконання такої операції є те, що смуга ОХФ-фільтра повинна бути меншою за спектральну ширину імпульсу, що аналізується. Тут, як і в іншому випадку, видно добре співпадіння теорії з експериментом.

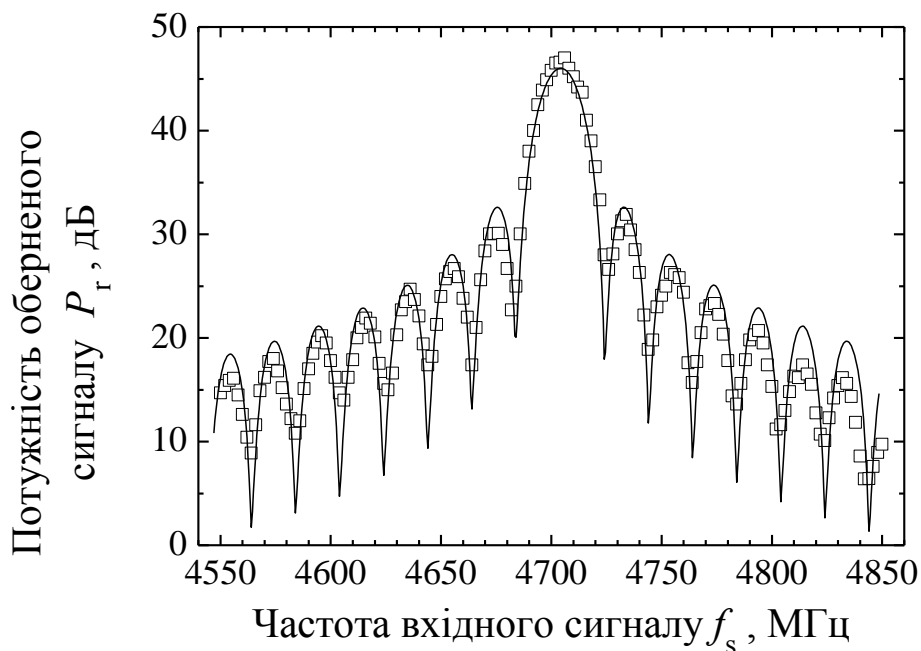


Рис. 3.6. Залежність відносної вихідної потужності ОХФ-фільтра P_r при зміні несучої частоти f_s вхідного сигнального імпульсу тривалістю $\tau_s = 50$ нс. Плівка ЗІГ товщиною 6,9 мкм, $f_p = 9428$ МГц, $H_0 = 1022$ Е, $\tau_p = 50$ мкс, $V_k h_p = 5$ МГц.

Експериментальне вимірювання частотних характеристик ОХФ-фільтра на базі феритової плівки ЗІГ і їх порівняння з теоретичними даними наведено на Рис. 3.7. Звідси добре видно співпадіння теоретичних та експериментальних результатів, що свідчить про правильність створеної в

роботі теоретичної моделі ОХФ-фільтра і наступних висновків. Згідно з Рис. 3.7, смуга ОХФ-фільтра Ω за малої потужності накачування (нижня крива) складає 2,2 МГц. Подальше зменшення Ω може бути досягнуто шляхом збільшення тривалості імпульсу накачування τ_p та/або шляхом зменшення амплітуди накачування h_p ($V_k h_p$).

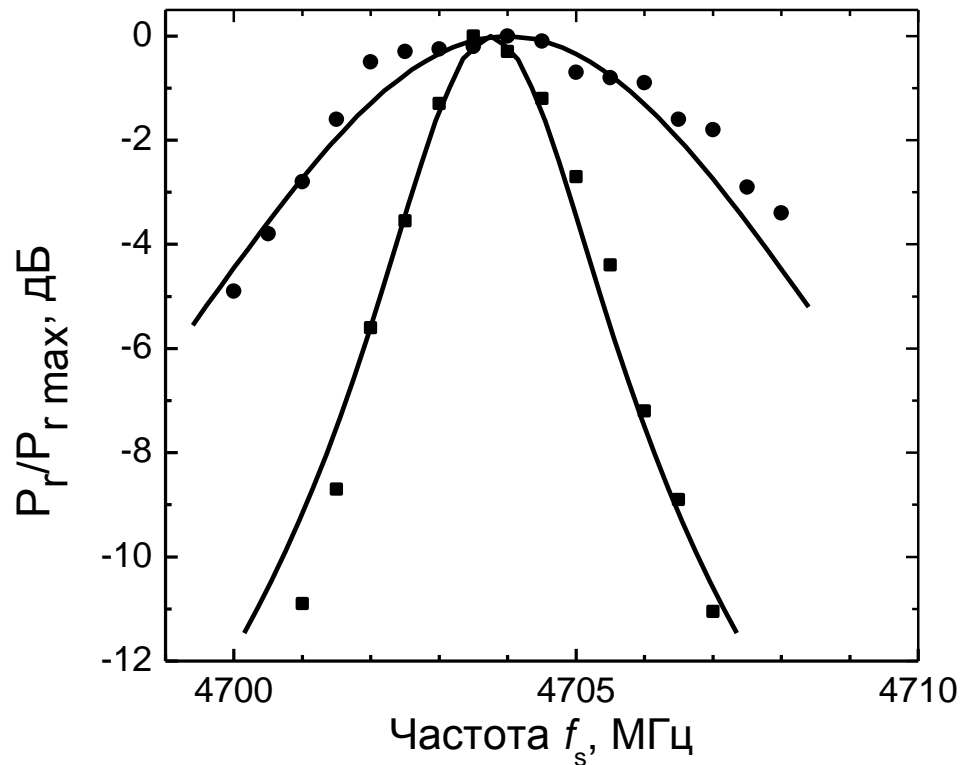


Рис. 3.7. Частотні характеристики ОХФ-фільтра на феритовій плівці ЗІГ товщиною 5 мкм для двох значень потужності і тривалості накачування: ■ - $V_k h_p = 1$ МГц, $\tau_p = 500$ нс; ● - $V_k h_p = 5$ МГц, $\tau_p = 100$ нс, суцільні лінії – розрахунок за допомогою (4), (5). Частота накачування $f_p = 9408$ МГц, $H_0 = 946$ Е, $\tau_s = 100$ мкс.

Варто відзначити одну важливу особливість ОХФ-фільтра, яка суттєво відрізняє його від звичайних активних і пасивних фільтруючих пристроїв. Вихідний сигнал ОХФ-фільтра фактично являє собою кореляцію вхідного імпульсу з імпульсом накачування [68, 69]: тільки за одночасної наявності

обох цих імпульсів формується сигнал на виході. До подачі імпульсу накачування інформація про сигнали, що потрапили у феритову плівку, зберігається у вигляді повільних магнітостатичних хвиль, частоти яких дорівнюють частотам вхідних сигналів $\omega_{s1}, \omega_{s2} \dots \omega_{si}$. Після подачі накачування підсилюється одна із цих хвиль, а саме – хвиля з частотою $\omega_{si} = \omega_p / 2$, яка утворює на виході затриманий імпульс. Його тривалість приблизно відповідає тривалості короткого імпульсу накачування $\tau_p \ll \tau_s$. Затримка вихідного імпульсу $T_d \cong 2T_p + \tau_p$, де T_p – час подачі імпульсу накачування. Для магнітостатичних хвиль час затримки складає 1 нс і більше. Таким чином, ОХФ-фільтр – кореляційний приймач зі стисненням тривалості імпульсу. Його можна використовувати для знаходження та часового розділення сигналів різної частоти, в тому числі й сигналів, що діють на систему одночасно. Для цього можна використати, наприклад, частотно-модульоване накачування. В момент співпадіння частоти $\omega_p / 2$ з частотою одного з сигналів на вході на виході ОХФ-фільтра виникне затриманий у часі вихідний імпульс. Окрім частотної модуляції перебудова ОХФ-фільтра може здійснюватись дискретно, шляхом подачі на нього коротких імпульсів накачування різної частоти. Число каналів, які можна розрізнити, у смузі 200 МГц за тривалості імпульсу накачування $\tau_p \sim 10$ нс може перевищувати 100.

Таким чином, можна підвести деякі підсумки. Нерезонансне обернення хвильового фронту магнітостатичних хвиль у плівках залізо-іттрієвого гранату використано для створення активного фільтра сантиметрового діапазону довжин хвиль. Центральна частота, коефіцієнт підсилення і смуга пропускання фільтра визначаються параметрами накачування: центральна частота дорівнює половині частоти накачування, збільшення потужності накачування призводить до збільшення і коефіцієнта підсилення, і смуги пропускання, зі збільшенням тривалості імпульсу накачування коефіцієнт підсилення збільшується, а смуга – зменшується.

Отримано мінімальну смугу пропускання ~ 2 МГц. Досліджуваний фільтр – кореляційний прицмач зі стисненням імпульсу: вихідний імпульс фільтра незалежно від форми вхідного сигналу являє собою імпульс, тривалість якого визначається тривалістю імпульсу накачування. Затримка вихідного сигналу визначається часом увімкнення накачування і може досягати ~ 1 мкс. Показано можливість спектрального аналізу коротких (≤ 1 мкс) сигнальних імпульсів з роздільною здатністю ~ 1 МГц, а також можливість часового розділення сигналів різної частоти, в тому числі й тих, що діють на систему одночасно.

3.2. Розділення сигналів зворотних об'ємних магнітостатичних хвиль за допомогою електромагнітного накачування.

У даній частині дисертації наведені результати теоретичних та експериментальних досліджень з розділення двох НВЧ сигналів близьких частот, які одночасно потрапили на вхід приймача. Дослідження проводились на базі сигналів зворотних об'ємних магнітостатичних хвиль у тонких плівках ЗІГ. В основу даної методики покладено явище нерезонансного обернення хвильового фронту спінових хвиль у тонких плівках залізо-ітрієвого гранату. З огляду на те, що при оберненні хвильового фронту максимальне підсилення сигналів відбувається на половині частоти накачування, а смуга підсилення залежить від його потужності та тривалості, зміна частоти буде призводити до селективного підсилення сигналів у феритовій плівці, що може трактуватись, як розділення сигналів. Таким чином, було досліджено розділення імпульсних та монохроматичних сигналів близьких частот, вдалося отримати розділення імпульсних сигналів з різницею в несучій частоті більше 20 МГц та монохроматичних – 2 МГц. Було розроблено спін-хвильову теорію для пояснення фізики складання сигнальних спектрів з наступним підсиленням їх електромагнітним

накачуванням. Було проведено числове моделювання, результати якого відповідають експериментальним даним.

В системах прийому, обробки та передачі інформації може виникати ситуація, коли на детектор одночасно потрапляють декілька інформаційних сигналів, й простими методами фільтрації розділити їх неможливо, особливо коли їх несучі частоти співпадають. Для випадку сигналів різних частот можна скористуватись дисперсійними лініями затримки, хоча їх ефективність буде досить низькою, проте існує ще один метод, робота якого базується на використанні ефекту нерезонансного ОХФ ЗОМСХ у тонких плівках ЗІГ [3].

Надалі будемо розглядати випадок, коли на реєструючий пристрій одночасно потрапляють два близькі за частотою сигнали. Вираз для амплітуд хвиль після дії накачування запишемо у вигляді (1.35), домноживши на його коефіцієнт I_k^Σ сумарний спектр вхідних сигналів.

Вираз для сумарного спектра вхідних сигналів також враховує, що ці два сигнали можуть бути у загальному випадку зсунуті за фазою на довільний кут φ . У випадку прямокутних імпульсів спектр матиме вигляд

$$I_k^\Sigma(\omega_k) = \sum_{i=1}^m 2 \frac{\sin\left(\left(\omega_k - \omega_s^i\right)\frac{\tau_s}{2}\right)}{\left(\omega_k - \omega_s^i\right)} \exp(i\varphi_i), \quad (3.8)$$

де m – максимальна кількість сигналів, які одночасно потрапляють до системи. Для випадку монохроматичних сигналів сумарний спектр повинен мати у Фур'є-розкладі тільки дві складові, але в дійсності завжди існує деяке уширення спектра, яке в даному випадку можливо врахувати, наближено записавши спектр сигналу у вигляді

$$I_k^\Sigma(\omega_k) = \sum_{i=1}^m \exp \left[\frac{(\omega_k - \omega_s^i)^n}{(2\pi\Delta\omega)^n} \right] \exp(i\varphi_i), \quad (3.9)$$

де n – ціле число, що змінюється залежно від потрібної форми лінії спектра від 1 до 100, у теоретичних розрахунках використовувалося $n=1$.

Вимірювання проводились на макеті експериментальної секції, зображеній на Рис. 2.7.

В експерименті використовувались сигнали від двох НВЧ генераторів Г4-81, ослаблення яких регулювалось прецезійними атенюаторами, потім вони потрапляли на вхід суматора, вихід якого був навантажений на вхідну антену вимірювальної секції. Вхідна антена збуджувала в плівці ЗІГ складний сигнал ЗОМСХ, який складався з набору частот двох сигналів з несучими частотами ω_{s1} та ω_{s2} тривалістю τ_{s1} й τ_{s2} відповідно. В момент проходження хвильового пакета вздовж плівки, на ВДР подавався імпульс накачування тривалістю τ_p , в результаті чого на вхідній і вихідній антенах виникали сигнал ОХФ та підсилений сигнал відповідно. Після двох каскадів підсилення ці сигнали потрапляли на напівпровідниковий детектор, де їх огинаюча реєструвалась за допомогою цифрового осцилографа Tektronix TDS 3032В. Для досліджень можна використовувати як сигнал ОХФ так і підсилений сигнал, оскільки профілі їх абсолютно ідентичні, проте досить зручним з технічної точки зору є використання лише однієї антени для вимірювань та обробки даних, тому всі наступні виміри будуть проводитись для сигналу ОХФ.

На Рис. 3.8 представлено експериментально отриману залежність потужності сигналу ОХФ P_{echo} від половинної частоти накачування. Частота першого вхідного сигналу $f_{s1}=4715$ МГц, різниця між несучими частотами першого та другого сигналів 10 та 40 МГц відповідно. Потужність вхідних сигналів $P_{s1}=P_{s2}=-75$ дБм, накачування – $P_p=-7,6$ дБм. Тривалість вхідних сигналів $\tau_{s1}=\tau_{s2}=50$ нс та накачування $\tau_p=50$ нс. За допомогою

сканування всього частотного діапазону сигналів частотою накачування f_p вимірювалась АЧХ сумарного вхідного сигналу.

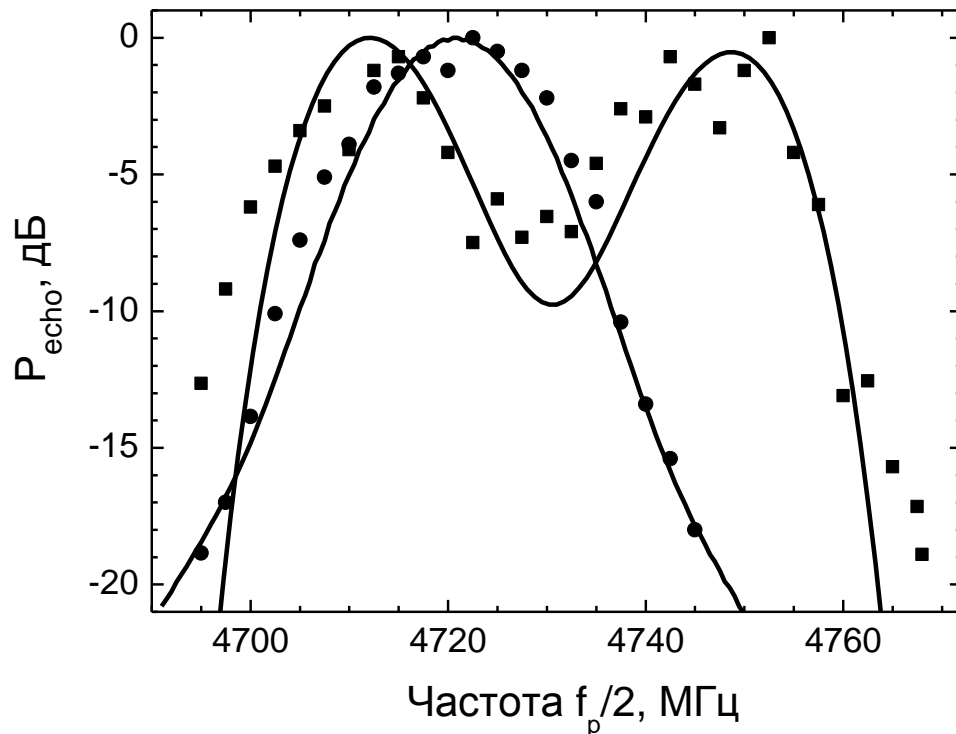


Рис. 3.8. Амплітудно-частотна характеристика для двох вхідних сигналів з $\Delta f_s = 10$ МГц (●) и 40 МГц (■). Теоретичні криві (суцільні лінії) розраховані при $V_p = 0,95$ МГц. Несуча частота першого вхідного сигналу $f_{s1} = 4715$ МГц.

У результаті параметричного підсилення накачуванням частотних компонент складного вхідного сигналу, виникають резонанси на частотах накачування, що дорівнюють подвоєній частоті кожної з несучих частот вхідного сигналу, $2f_{s1}$ та $2f_{s2}$ у даному випадку. Тут є досить важливим оптимальний вибір потужності P_p та тривалості τ_p накачування, оскільки він впливає на ширину смуги підсилення Ω (3.6). Як можна помітити, при різниці частот в 10 МГц не вдається отримати хорошого розділення спектрів сигналів, зовсім інша ситуація для різниці частот в 40 МГц, де можна бачити

чітке розділення сигналів. Важливо відзначити, що на АЧХ сигналу на виході можна помітити невелику частотну нарізку. Це пов'язано з частковим перекриттям бокових пелюсток частотних складових сигналів. На частоті, де співпадають центральний й боковий пелюсти спектра прямокутного сигналу, вони сумуються, в результаті чого АЧХ отримує таку складну форму. Розділення сигналів вважалось ефективним, коли немає перекриття компонент спектра за рівнем -3 дБ. Теоретичні результати отримано шляхом числового моделювання викладених вище формул та запропонованої математичної моделі експериментальної установки.

У випадку монохроматичних сигналів ($\tau_s = \infty$) залежність потужності сигналу ОХФ від половинної частоти накачування $f_p/2$ має вигляд, представлений на Рис. 3.9.

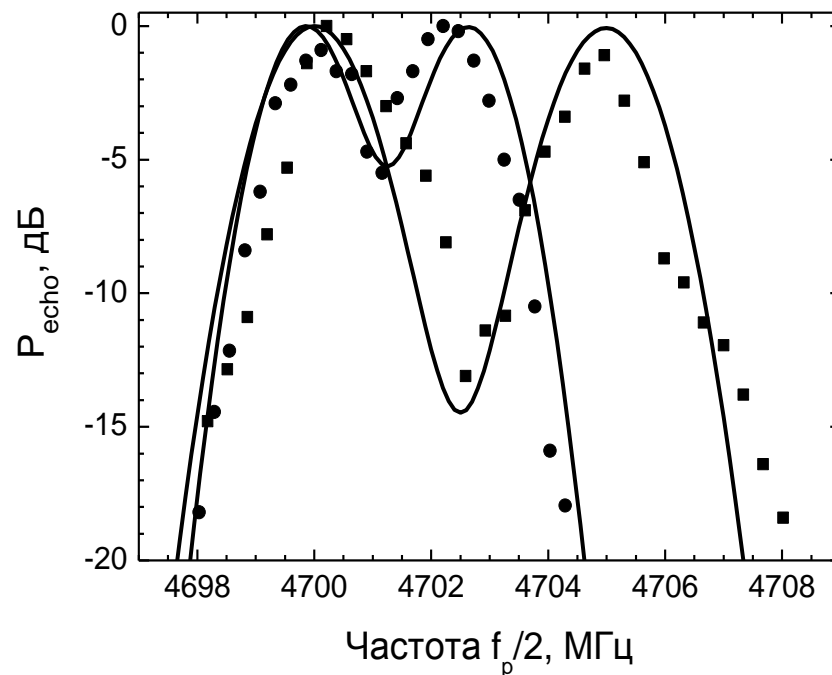


Рис. 3.9 Амплітудно-частотна характеристика для двох вхідних сигналів з $\Delta f_s = 2$ МГц (●) та 5 МГц (■). Теоретичні криві (суцільні лінії) розраховані при $V_k h_p = 22$ МГц. Несуча частота першого вхідного сигналу $f_s = 4700$ МГц.

У цьому випадку всі процеси проходять за принципом, аналогічним до розділення сигналів прямокутної форми. Відмінність полягає в тому, що в розрахунках використовуються наближення спектра монохроматичного сигналу, а оскільки в природі останніх не існує, то завжди існує певна ненульова ширина спектральної лінії монохроматичного сигналу. Було запропоновано використання як спектри вхідних сигналів (3.9) гаусову спектральну лінію з дисперсією в 1 МГц. Потужність вхідних сигналів $P_{s1} = P_{s2} = 6$ дБм, накачування – $P_p = -78$ дБм, а його тривалість $\tau_p = 2,5$ мкс. Скануючи весь частотний діапазон сигналів частотою накачування f_p , так ж само фіксували АЧХ сумарного вхідного сигналу. Як бачимо з вище згаданого Рис. 3.9, для монохроматичних сигналів можливо досягти достатньо ефективного розділення сигналів з різницею несучих частот в 2 МГц та 5 МГц за рівнем -3 дБ. Теоретична межа розділення – 1 МГц.

На Рис. 3.10 зображено результати числового моделювання амплітудно-частотних характеристик спектра сумарного вхідного сигналу, що потрапив на реєструючий присрій.

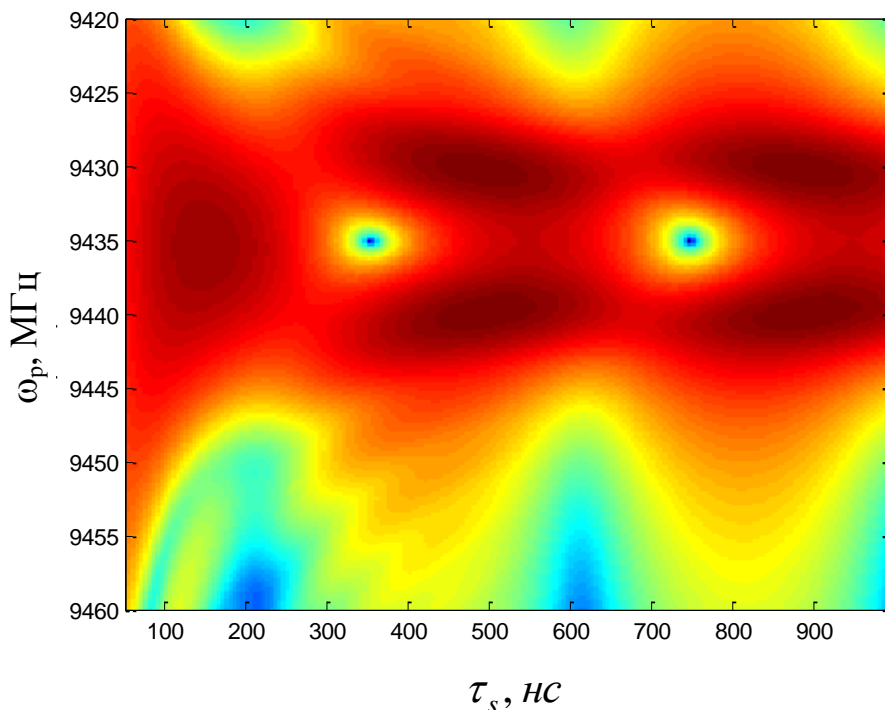


Рис. 3.10. Набір амплітудно-частотних характеристик (вигляд згори) для двох вхідних сигналів з $\Delta f_s = 5$ МГц.

Розрахунок проводився для двох сигналів з несучими частотами $f_{s1} = 4715 \text{ МГц}$ та $f_{s2} = 4720 \text{ МГц}$, з геометрією ЗОМСХ при зовнішньому магнітному полі $H_0 = 1055 \text{ Ое}$, потужністю накачування $V_k h_p = 2 \text{ МГц}$, тривалість накачування $\tau_p = 2 \text{ мкс}$. Тривалість вхідних сигналів змінювалась у межах $\tau_s = 50 \text{ нс} \div 1 \text{ мкс}$. Як бачимо, найкраще розділення за заданих параметрів системи досягається відразу в двох діапазонах 300-400 нс, та 700-800 нс, а при тривалостях до 300 нс сигнали взагалі неможливо розділити. Виникнення подібних діапазонів, а також їх трансляція при продовженні відліку тривалості сигналу до ∞ буде також нескінченно повторюватись, що пов'язано з тим, в яких фазах складуються бокові й центральні пелюстки спектрів вхідних сигналів. При наближенні тривалості сигналу до нескінченності спектр буде звужуватись до двох паралельних ліній, ширина яких буде визначатись радіаційним уширенням, а при наближенні до 0 (тобто δ -імпульс) – спектри розширюватимуться, й розділення фактично не буде спостерігатись. Тут також детально видно, як відбувається еволюція пульсацій подібних до тих, які зображені на експериментальному графіку Рис. 3.8.

У результаті проведених робіт було реалізовано можливість використання нерезонансного ОХФ для мікрохвильової фільтрації й підсилення сигналів, як і було сказано в [3]. Теоретично та експериментально досліджено методику розділення сигналів ЗОМСХ в тонких плівках ЗПГ за допомогою електромагнітного накачування. Було підтверджено, що при оберненні хвильового фронту максимальне підсилення сигналів відбувається на половині частоти накачування, а смуга підсилення залежить від його потужності та тривалості. Вдалось отримати розділення імпульсних сигналів близьких частот з різницею в несучій частоті більше 20 МГц та монохроматичних – 2 МГц. Запропоновано модель для пояснення фізики складання сигнальних спектрів з наступним підсиленням їх накачуванням,

що враховує спін-хвильову теорію. На її основі написано програмне забезпечення для розрахунку спектра сигналу на виході підсилюча. При цьому теоретичні результати добре відповідають експериментальним даним.

3.3. Конверсія частоти при оберненні хвильового фронту спінових хвиль у анізотропних середовищах.

Було виявлено явище обернення хвильового фронту з перетворенням частоти зворотної хвилі вниз або вгору відносно частоти падаючої хвилі в анізотропних середовищах. Це явище досліджено при параметричному оберненні невзаємних поверхневих магнітостатичних хвиль в односторонньо-металізованій плівці ЗІГ. Експеримент проведено на плівках ЗІГ у трисантиметровому діапазоні довжин хвиль накачування, при цьому конверсія частоти досягала 800 МГц.

Явище обернення хвильового фронту (ОХФ) відкрито й досліджено в ізотропних середовищах. У такому випадку зворотня хвиля є копією прямої (сигнальної) хвилі, але поширюється в зворотному напрямку. Тому це явище часто називають фазовим спряженням, іноді використовується термін «часове обернення» [41]. Але, в загальному випадку анізотропних середовищ, рівняння Максвелла не є інваріантними при зміні знака часу і координат. Це проявляється, у частковому випадку, в невзаємному поширенні хвиль у феритах. При цьому зворотна хвиля може сильно відрізнятися від прямої хвилі, і говорити в цьому випадку про фазове спряження або обернення часу не має сенсу.

Уперше можливість обернення хвильового фронту в анізотропному середовищі показано в [88]. Тут досліджувалось ОХФ невзаємних поверхневих хвиль під дією параметричного накачування у вільній феритовій плівці. При цьому сигнальна (пряма) і обернена (зворотня) хвилі, як і в ізотропному середовищі, мали однакові величини хвильових векторів $|k_s| = |k_r|$ і однакові частоти $\omega_s = \omega_r$, але відрізнялись розподілом

намагніченості за товщиною плівки – одна з хвиль притискалась до однієї поверхні плівки, а протилежно напрямлена хвиля – до іншої. Тут і надалі $\omega_s, \omega_r, k_s, k_r$ - відповідно, частоти й модулі хвильових векторів сигнальної (s) й оберненої (r) хвиль.

У даній частині дисертації проводилось дослідження загального випадку ОХФ в анізотропному середовищі, при якому зворотна хвиля відрізняється від прямої не тільки розподілом намагніченості, а й законом дисперсії $\omega(\vec{k})$, а саме: $\omega(-\vec{k}) \neq \omega(\vec{k})$. Подібна ситуація має місце для ПМСХ, які поширюються у феритовій плівці, одна з поверхонь якої металізована, а інша – вільна. Нееквівалентність граничних умов для хвиль, що поширюються у протилежних напрямках, призводить до відмінності законів дисперсії для цих хвиль [24]. У частковому випадку хвиля, що притискається до металу, має більшу частоту, ніж хвиля з тим же хвильовим вектором, що поширюється в протилежному напрямку. Більш того, існує інтервал частот, у якому поверхневі магнітостатичні хвилі можуть розповсюджуватися тільки в одному напрямку – вздовж металізованої поверхні. Типовий вигляд дисперсійних залежностей для однобічно металізованої феритової плівки показано на Рис. 3.11. Постійна намагніченість \vec{M}_0 (див. Рис. 3.12) лежить в площині плівки, хвилі поширюються перпендикулярно до \vec{M}_0 . На Рис. 3.11 додатнім значенням хвильового вектора $\vec{k} > 0$ відповідає пряма хвиля, яка поширюється поблизу металізованої поверхні, від’ємним хвильовим векторам $\vec{k} < 0$ відповідає зворотня хвиля, що біжить у протилежному напрямку, і притискається до вільної сторони плівки.

З Рис. 3.11 передусім видно, що спектр ПМСХ у дотично-намагніченій однобічно металізованій плівці анізотропний, тобто закони дисперсії для прямої $\omega(\vec{k})$ й зворотньої $\omega(-\vec{k})$ хвиль відрізняються один від одного за всіх значень $k \neq 0$: $\omega(-\vec{k}) \neq \omega(\vec{k})$. Ці хвилі поширюються з різними груповими швидкостями $v_+ = d\omega(k)/dk \neq v_- = d\omega(-k)/dk$ та існують у різних

частотних інтервалах. Нижня границя існування ω_{\min} для обох хвиль, прямої та оберненої, співпадає. Вона визначається величиною постійного магнітного поля H_0 та намагніченістю насичення \vec{M}_0 : $\omega_{\min}^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M)$, де $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, γ - гіромагнітне відношення.

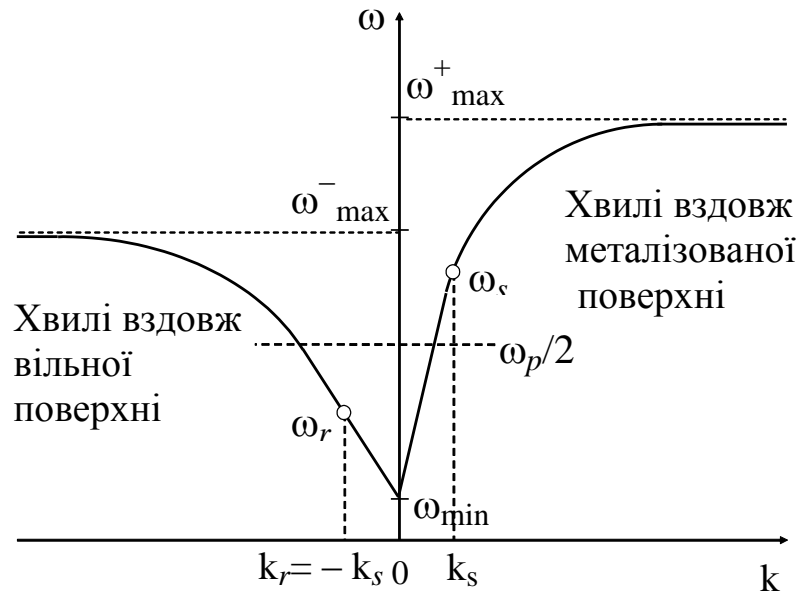


Рис. 3.11. Дисперсійна залежність поверхневих магнітостатичних хвиль для однобічно металізованої дотично-намагніченої феритової плівки.

Частота ω_{\min} - нижня границя існування ПМСХ; ω_{\max}^+ , ω_{\max}^- - верхні границі для прямої та зворотної хвиль, які поширюються відповідно вздовж металізованої та вільної поверхонь; ω_p - частота накачування.

Зазначимо також, що ω_{\min} - частота однорідного ($k=0$) феромагнітного резонансу дотично-намагніченої плівки.

Верхня частотна межа прямої хвилі ω_{\max}^+ перевищує верхню межу зворотної хвилі ω_{\max}^- : $\omega_{\max}^+ = \omega_H + \omega_M > \omega_{\max}^- = \omega_H + \omega_M / 2$. Це значить, що в частотному інтервалі $\omega_H + \omega_M / 2 < \omega < \omega_H + \omega_M$ з шириною $\omega_M / 2$ може

поширюватися лише пряма хвиля, зворотньої поверхневої хвилі не існує. Тому для сигнальної частоти ω_s , яка лежить у цьому частотному інтервалі, в принципі не можливе обернення хвильового фронту зі збереженням частоти, оскільки в спектрі немає обернених хвиль з частотою $\omega_r = \omega_s$.

Чи можливо взагалі ОХФ у середовищах з анізотропним спектром і які особливості йому притаманні? На це питання можливо відповісти, користуючись загальними принципами, заснованими на законах збереження енергії та імпульсу (1.36).

Обмежимося надалі одновимірним випадком, для якого хвильові вектори можна вважати числами. Для однорідного накачування ($k_p = 0$) хвильові вектори сигнальної та оберненої хвиль, згідно (1.36), однакові за амплітудою і направлені в протилежні боки: $k_s = -k_r$. Це означає, що для анізотропного спектра, через нерівність $\omega(-\vec{k}) \neq \omega(\vec{k})$, ОХФ завжди, окрім неможливого в експерименті випадку $k = 0$, відбувається із зсувом частоти $\Delta\omega = \omega_r - \omega_s = \omega(k_r) - \omega(k_s) = \omega(-k_s) - \omega(k_s) \neq 0$. Для показаного на Рис. 3.11 випадку, при якому сигнальна хвиля притиснута до металізованого боку плівки, $\Delta\omega < 0$, тобто відбувається конверсія частоти униз. Якщо ж сигнальну хвилю збуджувати поблизу вільної сторони плівки, то буде мати місце конверсія частоти вгору: $\omega_r - \omega_s = \Delta\omega > 0$.

В наступній частині роботи буде дано теоретичне обґрунтування процесу обернення хвильового фронту у випадку анізотропного спектра, наведено результати експерименту.

Розглянемо випадок обернення хвильового фронту поверхневої магнітостатичної хвилі під дією однорідного поздовжнього параметричного накачування, змінне поле якого \vec{h}_p напрямлене вздовж напрямків \vec{H}_0, \vec{M}_0 [24, 88].

Для опису параметричної взаємодії невзаємних поверхневих магнітостатичних хвиль (ПМСХ) з поздовжнім параметричним накачуванням

у геометрії, яку наведено на Рис. 3.12, почнемо з рівняння Ландау-Ліфшица (1.1) для намагніченої феромагнітної плівки. Магнітне поле $\vec{H} \equiv H(t, x, y, z)$ запишемо у вигляді

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \frac{1}{2} \left(\vec{h}_p e^{-i\omega_p t} + \text{к.с.} \right) + h_d, \quad (3.10)$$

тут h_p – змінне поле параметричного накачування, h_d – магніто-дипольне поле, визначене з рівнянь Максвелла в магнітостатичному наближенні [24].

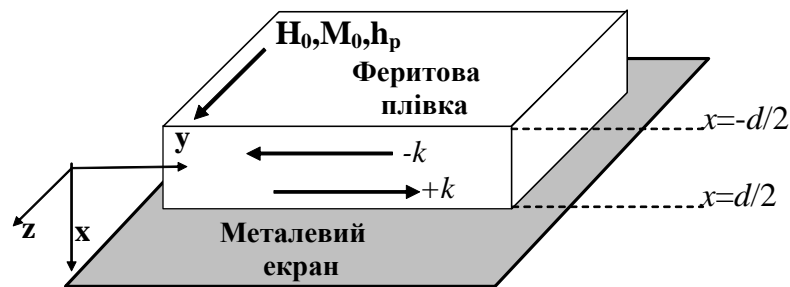


Рис. 3.12. Геометрія задачі.

Розглянемо випадок ПМСХ, які поширюються (див. Рис. 3.12) перпендикулярно \vec{H}_0, \vec{M}_0 вздовж осі y (пряма хвиля, хвильовий вектор: $+k$) і в протилежному напрямку (зворотня хвиля, хвильовий вектор: $-k$). У такому випадку намагніченість \vec{M} можна записати у вигляді

$$\vec{M} = \vec{M}_0 + \frac{1}{2} \left(a_+ \vec{m}_+ e^{-i\omega(k)t +iky} + \text{к.с.} \right) + \frac{1}{2} \left(a_- \vec{m}_- e^{-i\omega(-k)t -iky} + \text{к.с.} \right), \quad (3.11)$$

де $a_{\pm}, \vec{m}_{\pm} \equiv \vec{m}_{\pm}(x)$ – відповідно повільно змінні амплітуди й профілі намагніченості [24] прямої (+) та оберненої (-) ПМСХ. З рівнянь (3.9) - (3.11)

можна знайти дисперсійні співвідношення для прямої $\omega(\vec{k})$ та зворотної $\omega(-\vec{k})$ ПМСХ [24]. Запишемо їх у зручному для подальшого аналізу вигляді:

$$\omega(\pm k) = \Omega_k \pm \delta\omega_k, \quad (3.12)$$

$$\Omega_k^2 = \left(\omega_{\max}^- + \delta\omega_k\right)^2 - \left(\frac{\omega_M}{2}\right)^2 e^{-|k|d}, \quad (3.13)$$

$$\delta\omega_k = \frac{\omega_M}{4} \left(1 - e^{-|k|d}\right)$$

Тут d – товщина феромагнітної плівки (див. Рис. 3.12). Дисперсійні криві (3.12) якісно зображено на Рис. 3.11. З (3.12) видно, що умова точного параметричного резонансу має вигляд:

$$\omega(k) + \omega(-k) = \omega_p = 2\Omega_k. \quad (3.14)$$

Розподіл намагніченості ПМСХ у розглянутому випадку можна записати як

$$m_+(x) = m_-(-x) = \alpha e^{kx(\hat{x} + i\hat{y})} - e^{-kx(\hat{x} - i\hat{y})}, \quad (3.15)$$

де \hat{x}, \hat{y} – одиничні орти осей x, y , відповідно, та

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega_{\max}^+ + \delta\omega_k + \Omega_k}{\omega_{\max}^+ + \delta\omega_k - \Omega_k}}. \quad (3.16)$$

Підставимо загальний розв'язок (3.11) у рівняння Ландау-Ліфшица (1.1) та, користуючись умовою ортогональності для $m_{\pm}(x)$ [24, 88], отримаємо рівняння для параметрично-зв'язаних повільних амплітуд a_{\pm}

$$\frac{\partial a_{\pm}}{\partial t} \pm v_{\pm} \frac{\partial a_{\pm}}{\partial y} + \Gamma a_{\pm} = iVh_p a_{\pm}^*, \quad (3.17)$$

де, як і раніше, $v_{\pm} \equiv \partial\omega(\pm k)/\partial k$ – групові швидкості прямої і оберненої ПМСХ (обраховані в точках $\omega_s = \omega_r = \omega_p/2$, відповідно), $\Gamma \equiv \gamma\Delta H/2$ – феноменологічний показник релаксації, а коефіцієнт параметричного зв'язку ПМСХ V з поздовжнім накачуванням визначається:

$$V = -\frac{\gamma}{4D} \int_{-d/2}^{d/2} m_+^* \cdot m_-^* dx = \gamma \frac{\alpha}{\alpha^2 - 1} = \frac{\gamma}{2} \frac{\omega_M}{\omega_p} e^{-kd}. \quad (3.18)$$

Проаналізуємо вираз (3.18) для коефіцієнта параметричного зв'язку V , оскільки саме цей коефіцієнт визначає ефективність усіх взаємодіючих хвиль з накачуванням, у тому числі – ефективність перетворення прямої сигнальної хвилі на зворотну $K = a^- / a^+$. Наприклад, для потужного накачування ($h_p V \gg \Gamma$) $K \cong \exp(h_p V \tau_p)$, де τ_p – тривалість його імпульсу [89].

Виявлено, що вираз (3.18) у точності співпадає з виразом для коефіцієнта зв'язку при оберненні ПМСХ зі збереженням частоти: $\omega_s = \omega_r = \omega_p/2$ [24]. Це означає, що вивчене ОХФ в анізотропних середовищах з частотною конверсією не поступається за ефективністю ОХФ зі збереженням частоти. Більш того, для малих хвильових векторів ($kd \ll 1$, $\exp(-kd) \sim 1$) вираз (3.18) співпадає з коефіцієнтом параметричного зв'язку для плоских спінових хвиль, для яких цей коефіцієнт максимальний.

Множник $\exp(-kd)$ в (3.18) описує локалізацію прямої й зворотної ПМСХ біля протилежних поверхонь плівки. Ясно, що для $kd \gg 1$ параметрична взаємодія ПМСХ неможлива.

Наведемо тепер вирази для конверсії (зсуву) частоти. З Рис.3.11 видно, що для фіксованої частоти накачування ω_p при кожному значенні поля H_0 існує лише одне значення частоти сигналу ω_s , за яке можливе одночасне виконання необхідних умов: $\omega_s + \omega_r = \omega_p$ й $k_s = -k_r$.

Співвідношення між частотами й полем можна знайти з дисперсійного виразу (3.12), (3.13):

$$\omega_s = \frac{\omega_p}{2} - \omega_{\max}^+ + \left(\frac{\omega_p^2}{4} + \omega_M \omega_{\max}^+ \right)^{1/2}; \quad (3.19)$$

$$\Delta\omega = \omega_r - \omega_s = 2\omega_{\max}^+ - 2 \left(\frac{\omega_p^2}{4} + \omega_M \omega_{\max}^+ \right)^{1/2}. \quad (3.20)$$

Максимальне поле, при якому можливе ОХФ,

$$H_c = \left[(2\pi M_0)^2 + \left(\frac{\omega_p}{2\gamma} \right)^2 \right]^{1/2} - 2\pi M_0. \quad \text{Тут має місце вироджений випадок,}$$

аналогічний ізотропному середовищу ($\omega_s = \omega_r = \omega_p/2$). При зменшенні поля

$H_0 < H_c$ значення ω_s буде збільшуватися, а ω_r – зменшуватися, тобто зсув

частоти буде зростати. Мінімальне поле, при якому можливе ОХФ

$$H_{\min} = \left(\frac{\omega_p}{2\gamma} \right) - 3\pi M_0, \quad \text{зсув частоти при цьому є максимальним } |\Delta\omega| = \omega_M/2.$$

Експериментальне дослідження анізотропної дисперсії ОХФ виконано з використанням ПМСХ, які поширюються в плівці ЗІГ товщиною $d = 8,5$ мкм. Середня частина плівки була металізована з однієї сторони.

Пряма сигнальна хвиля поширювалася біля покритої металом поверхні плівки. Плівка ЗІГ розташована у відкритому діелектричному резонаторі (ВДР), використаному для подачі імпульсів накачування на фіксованій частоті $\omega_p / 2\pi = 9420$ МГц.

Детальний опис експериментальної установки наведено в підрозділі 2.2 й зображено на Рис. 2.7. У процесі експерименту спочатку входною мікросмужковою антеною в плівці зовнішнім генератором збуджувалась пряма сигнальна хвиля на частоті $\omega_s \geq \omega_p / 2$, тривалість імпульсу – τ_s . Потім у момент існування прямої хвилі, збудженої сигнальним імпульсом, усередині ВДР, через час T_p на резонатор подавався імпульс накачування тривалістю τ_p . В результаті ОХФ в плівці виникала обернена хвиля, яка розповсюджувалася в зворотньому напрямку по вільному боці плівки й потрапляла на входну антену. Через час t_{rev} обернена хвиля реєструвалася вимірювальною схемою, яка складається з циркулятора, смугового фільтра, НВЧ підсилювача та детектора.

Передусім було експериментально встановлено, що частота зворотньої хвилі ω_r не співпадала з ω_s й була завжди нижче ω_s . Таким чином, мало місце ОХФ з конверсією частоти униз.

На Рис. 3.13 прямокутниками та трикутниками відповідно представлено експериментальні залежності частот сигнальної й оберненої хвиль, які беруть участь у процесі ОХФ, від постійного магнітного поля. Суцільними лініями зображено теоретичні криві, побудовані за допомогою формул (3.19), (3.20). З Рис. 3.13 видно добре співпадіння теорії і експерименту, що свідчить про правильність запропонованого вище теоретичного опису ОХФ у середовищах з анізотропною дисперсією. Крім цього виявилось, що в даному випадку в межах точності експерименту (± 5 МГц) для взаємодіючих частот виконується резонансна умова $\omega_p = \omega_s + \omega_r$.

Як і очікувалось, абсолютний зсув частоти $|\Delta\omega| = \omega_s - \omega_r$ збільшується зі зменшенням поля H_0 нижче критичного значення $H_c = 1042$ Е, де, згідно з теорією, він дорівнює 0. Цікаво відзначити, що в зображеному на Рис. 3.13 діапазоні магнітних полів експериментальні залежності $\Delta\omega = f(H_0)$ можуть бути досить точно описані лінійною функцією $|\Delta\omega| = a(H_c - H_0)$ з коефіцієнтом пропорційності $a = 3,8$ МГц/Е. Максимальний зареєстрований зсув частоти складає ~ 800 МГц при $H_c - H_0 = 200$ Е.

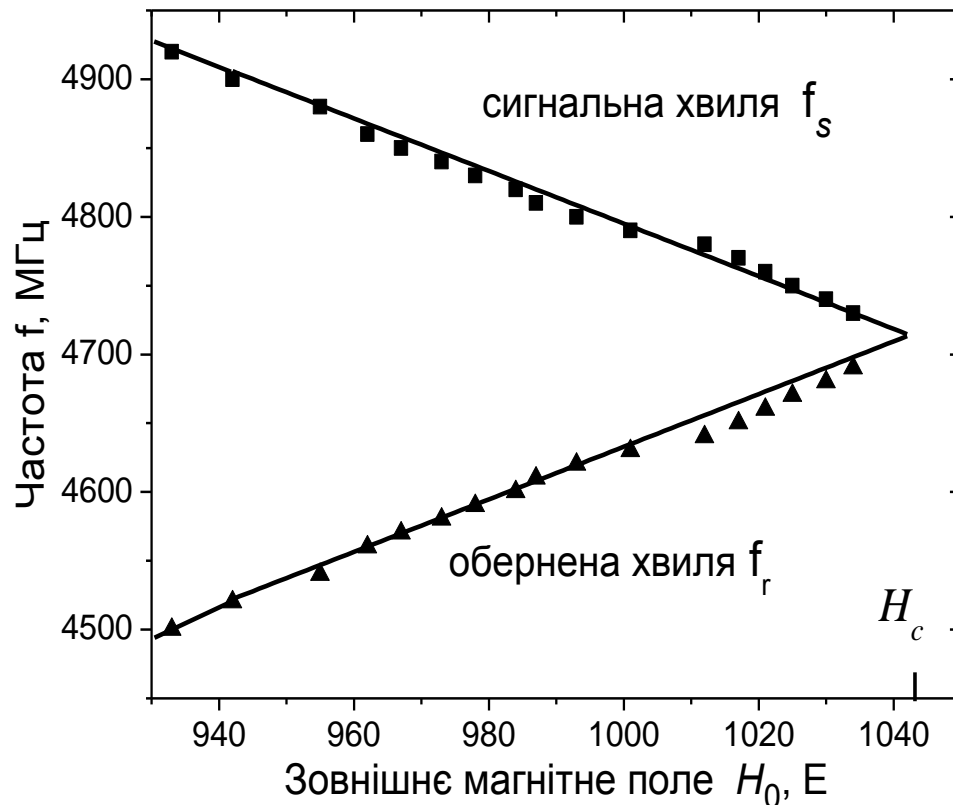


Рис. 3.13. Польові залежності частот прямої $f_s = \omega_s / (2\pi)$ та оберненої $f_r = \omega_r / (2\pi)$ хвиль; квадрати й трикутники – експериментальні точки, суцільні лінії – теорія, побудована за допомогою формул (3.19) й (3.20).

Специфіка ОХФ в анізотропному середовищі полягає в тому, що час затримки оберненого сигналу $t_{rev} \neq 2T_p$ (T_p – час затримки імпульсу накачування відносно сигналу), як це має місце у взаємних ОХФ і в усіх відомих процесах луни. Цей ефект визвано різними груповими швидкостями сигнальної v_s і оберненої v_r хвиль: у даному випадку групова швидкість оберненої хвилі менша (див. Рис.3.11), і час затримки t_{rev} більший ніж $2T_p$. Максимальний час затримки, отриманий в експериментах, складав 170 нс при $T_p = 70$ нс.

У даній частині дисертації детально описано випадок, коли сигнальна хвиля поширюється біля вкритої металом поверхні плівки, і частота оберненої хвилі ω_r завжди нижча ніж сигнальна частота ω_s .

Конверсія частоти угору також реалізувалась експериментально, коли використовувалась як сигнальна хвиля, що локалізована біля вільної поверхні плівки.

Було уперше теоретично і експериментально досліджено обернення хвильового фронту параметричним накачуванням в умовах анізотропної дисперсії, за якої закони дисперсії для прямої й зворотної хвиль відрізняються один від одного. В роботі вивчено конкретний випадок невзаємних поверхневих магнітостатичних хвиль, які поширюються в одnobічно металізованій поздовжньо-намагніченій феритовій плівці. Виявлено, що в цьому випадку ОХФ можливо лише з перетворенням частоти униз, якщо пряма хвиля поширюється поблизу металізованої поверхні плівки. Експеримент проведено на плівках залізо-ітрієвого гранату в трисантиметровому діапазоні довжин хвиль накачування.

Ефективність ОХФ з конверсією частоти виявилася того ж порядку, що й при ОХФ зі збереженням частоти, максимальний зареєстрований зсув частоти досягав 800 МГц.

3.4. Параметричне перетворення частоти сигналу ПМСХ на керовану магнітним полем проміжну частоту.

У даному підрозділі дисертаційної роботи представлено нову методику стабілізації частоти в мікрохвильовому діапазоні частот. В принцип роботи запропонованого стабілізатора частоти покладено явище ОХФ ПМСХ з конверсією частоти в середовищах з анізотропною дисперсією, таких як тонкі плівки ЗІГ з односторонньою металізацією. З огляду на те, що пряма і обернена хвилі в таких середовищах мають різну групову швидкість і частотний інтервал, ОХФ можливе тільки в строго визначеному частотному інтервалі. Описано механізм взаємодії магнонів з параметричним накачуванням, у результаті якого відбувається стабілізація частоти. Було встановлено, що частота вихідного оберненого сигналу буде дорівнювати частоті резонансних ПМСХ, яка визначається тільки величиною постійного магнітного поля. Всі теоретичні міркування узгоджуються з експериментом і аналізом параметричних рівнянь у випадку нестационарного локального запорогового накачування.

Експериментальне дослідження проводилось за наступною методикою. В момент часу $t = 0$ на мікросмужкову антену подавався НВЧ імпульс на фіксованій несучій частоті тривалістю $\tau_c = 30$ нс та потужністю $P_c = -10$ дБм. У результаті чого в плівці збуджувались ПМСХ, котрі поширювались в напрямку вихідної антени та ВДР. Коли ПМСХ досягали області дії накачування, на ВДР подавався імпульс електромагнітного накачування на частоті $\omega_n / 2\pi = 9420$ МГц тривалістю $\tau_n = 30$ нс. Час затримки до початку накачування $T_p \approx 100$ нс. Результатом взаємодії сигнальної хвилі з коливаннями параметричного накачування була холоста або обернена в часі хвилі, яка поширювалась у напрямку вхідної антени.

На Рис. 3.14 зображено польові залежності вихідної оберненої потужності $P_{об}$ для трьох довільних значень частоти вхідного сигналу ω_c .

Звідси видно, що ці залежності мають резонансний характер з шириною лінії $\delta H \sim 10$ Е. Відповідно до сказаного вище, максимумами $P_{об}$ спостерігаються за резонансних значень магнітних полів, що відповідають умові (3.19). На цьому ж малюнку наведено результати вимірювань частоти зворотної хвилі. Виявилось, що не зважаючи на сталість діючих на спінову систему частот $\omega_c = const$, $\omega_H = const$, частота вихідної хвилі $\omega_{об}$ не залишається сталою, а змінюється разом зі зміною поля H_0 . При цьому умова $\omega_{об} + \omega_c = \omega_H$ виконується тільки при резонансі.

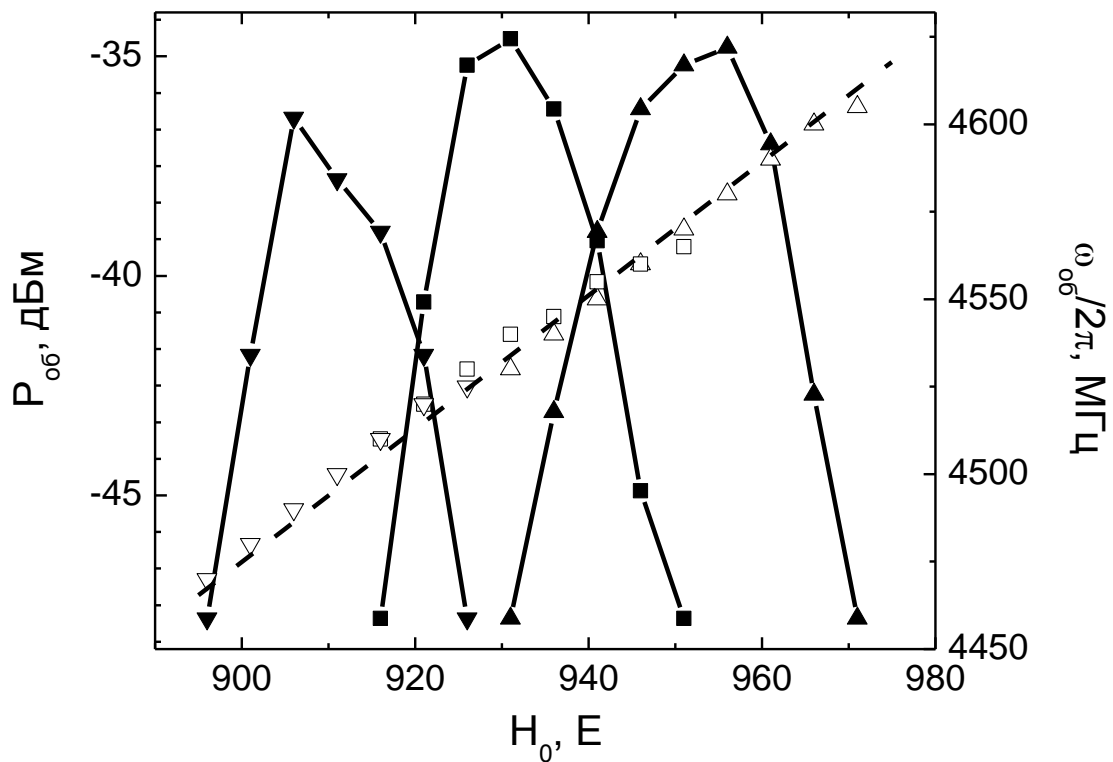


Рис. 3.14. Залежності потужності зворотної хвилі $P_{об}$ та частоти зворотної хвилі $\omega_{об}$ від зовнішнього магнітного поля для трьох значень частоти вхідного сигналу $\omega_c/2\pi = 4900$ МГц ($\blacktriangledown, \triangledown$), 4860 МГц (\blacksquare, \square), 4820 МГц ($\blacktriangle, \triangle$); темні маркери відповідають $P_{об}$, світлі – $\omega_{об}/2\pi$. Пунктирна лінія – теоретична залежність $\omega_{об}(H_0)$ при резонансному ОХФ.

Результати експериментального дослідження ОХФ при зміні частоти вхідного сигналу ω_c для трьох значень поля підмагнічування H_0 представлено на Рис. 3.15. Як і в попередньому випадку, вихідна обернена потужність резонансно залежить від частоти ω_c , а ширина резонансних кривих $\delta\omega \sim \gamma\delta H \sim 30$ МГц. Однак частота оберненої хвилі $\omega_{об}$ виявилась незалежною від частоти сигналу, вона змінювалась як і в попередньому випадку тільки при зміні величини постійного магнітного поля. Як і раніше, умова $\omega_{об} + \omega_c = \omega_n$ виконувалась тільки при резонансі.

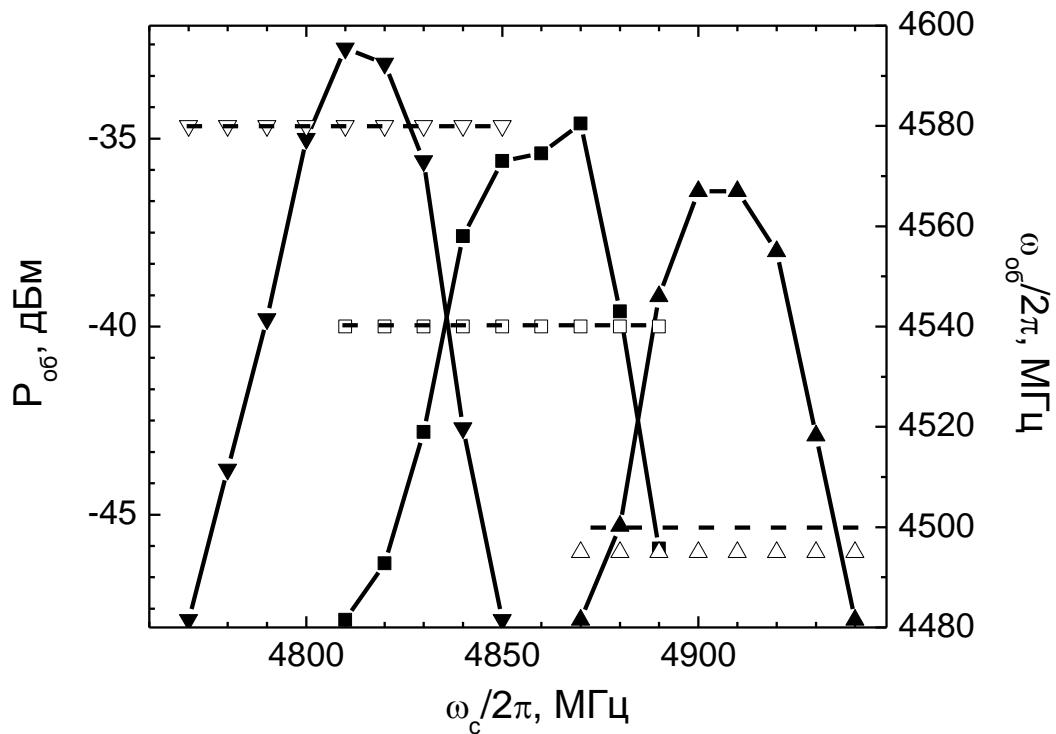


Рис. 3.15. Залежність потужності $P_{об}$ і частоти оберненого сигналу $\omega_{об}$ від частоти вхідного сигналу ω_c для трьох значень підмагнічуючого поля $H_0 = 956$ Е ($\blacktriangledown, \triangledown$), $H_0 = 931$ Е (\blacksquare, \square), $H_0 = 906$ Е ($\blacktriangle, \triangle$); темні маркери відповідають $P_{об}$, світлі – $\omega_{об}$. Пунктирні лінії – резонансні значення $\omega_{об}$ для відповідних полів.

Одне з можливих пояснень досить незвичайних експериментальних результатів полягає в наступному. Під дією параметричного накачування,

амплітуда якого суттєво перевищує пороговий рівень, найбільший інкремент мають резонансні ПМСХ, які задовільняють співвідношенням (3.19) та (3.20). За відсутності сигналу ці хвилі наростають з теплового рівня, за його присутності – з рівня, який визначається потужністю спектральних компонент сигналу в області резонансних ПМСХ. ПМСХ через малий інкремент не роблять внесок у вихідний обернений сигнал, навіть якщо їх початковий рівень, що створюється вхідним сигналом, перевищує рівень резонансних ПМСХ. Ось чому частота вихідного оберненого сигналу буде дорівнювати частоті резонансних ПМСХ, яка визначається, у свою чергу, тільки величиною постійного магнітного поля, згідно з формулами (3.19) та (3.20), а амплітуда вихідного сигналу буде резонансно збільшуватись у міру наближення частоти сигналу до резонансу (3.19). Таким чином, накачування фактично не підсилює сигнальну хвилю, а генерує резонансні коливання, початкові амплітуди яких визначаються відповідними спектральними компонентами сигналу.

Таким чином, у результаті дослідження ОХФ ПМСХ у тонких плівках ЗІГ з однібічною металізацією було встановлено, що частота вихідного оберненого сигналу буде дорівнювати частоті резонансних ПМСХ, яка, у свою чергу, визначається тільки величиною постійного магнітного поля. Таким чином, при заданому зовнішньому магнітному полі можлива стабілізація частоти оберненого сигналу при зміні частоти вхідного сигналу до 100 МГц. Всі теоретичні міркування узгоджуються з експериментом і аналізом параметричних рівнянь у випадку локального нестационарного запорогового накачування.

РОЗДІЛ 4

КОРЕЛЯЦІЙНЕ ВИДІЛЕННЯ СИГНАЛІВ З РІВНЯ ШУМУ ЗА
ДОПОМОГОЮ ОБЕРНЕННЯ ХВИЛЬОВОГО ФРОНТУ СПІНОВИХ
ХВИЛЬ

4.1. Кореляційний прийомач на базі параметричної взаємодії зустрічних сигналів спінових хвиль у магнітних плівках.

Одним з найбільш ефективних методів знаходження та виділення залежного від часу t корисного сигналу $S(t)$ із рівня шуму $N(t)$ є метод, оснований на вимірюванні кореляційної функції $B(\tau)$

$$B(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} [S(t) + N(t)]S(t + \tau)dt \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(t)S(t + \tau)dt, \quad (4.1)$$

тут τ – затримка сигналу в часі. Вираз для співвідношення сигнал-шум на вході системи можна записати у вигляді $SNR = S^2(t)/\langle N^2(t) \rangle$. З (4.1) видно, що кореляційний прийом засновано на виконанні операції множення сумарного вхідного сигналу $\eta(t) = S(t) + N(t)$ на затриманий в часі опорний сигнал $S(t + \tau)$ з наступним інтегруванням у часі.

Кореляційна функція $B(\tau)$ являє собою (див. (4.1)) суму автокореляційної і взаємнокореляційної функцій, перша з яких визначається властивостями тільки корисного сигналу $S(t)$, а друга залежить також і від шуму $N(t)$. Вплив шуму на $B(\tau)$ експоненційно зменшується зі збільшенням часу затримки τ , наприклад, при $\tau \rightarrow \infty$ з'являється принципова можливість знаходження слабкого гармонічного сигналу на фоні довільного шуму [90].

Можна показати, як це зроблено в [68, 69], що дві хвилі $\eta(t)\exp(j\omega_s t - \beta z)$ та $S(t + \tau)\exp(j\omega_s t + \beta z)$, які поширюються назустріч одна одній у нелінійному середовищі, створюють просторово однорідний сигнал

на подвоєній частоті $2\omega_s$, який є нічим іншим, як згорткою $C(2\tau)$ комбінованого вхідного сигналу $\eta(t)$ та оберненого в часі й затриманого на час 2τ опорного сигналу $S(t)$:

$$C(2\tau) = \text{const} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(t) S(-t + 2\tau) dt. \quad (4.2)$$

Тут знак мінус в аргументі функції S обумовлений тим, що хвилі, які збуджуються вхідним та опорним сигналами у нелінійному середовищі поширюються у протилежних напрямках. Таким чином, якщо потрібно отримати з конвольвера [68] вихідний сигнал у вигляді сигналу кореляції (4.1), то необхідно, по-перше, створити обернений у часі опорний сигнал $S(t) \rightarrow S(-t)$, а потім подати його на конвольвер. У такому випадку вихідний сигнал з конвольвера [68] буде кореляційним сигналом, подібним до (4.1):

$$B(2\tau) = \text{const} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(t) S(t + 2\tau) dt. \quad (4.3)$$

Як видно з виразу, обидва сигнали - сигнал конволюції (4.2) та сигнал кореляції (4.3) - містять коефіцієнт "2" в аргументі. Цей коефіцієнт призводить до стиснення в часі сигналів конволюції та кореляції. Це пов'язано з тим, що відносна швидкість протилежно напрямлених хвиль, які беруть участь у процесі, в два рази більша за швидкість v кожної з цих хвиль відносно нерухомого середовища. Нескінченні межі в інтегралах (4.2), (4.3) необхідні для правильного виконання операцій згортки та кореляції. Такий випадок може наближено реалізуватись в експерименті тільки у тому випадку, коли тривалість імпульсу сигналу τ_s менше, ніж характерний час нелінійної взаємодії сигналів $\tau_i = l/v$, де l - просторовий розмір області взаємодії, а v - швидкість поширення хвилі [68].

Експеримент проводився на експериментальній секції, макет якої зображено на Рис. 2.6. В експерименті перший вхідний сигнал $\eta(t)\exp(j\omega_s t)$, прикладений до першої вхідної антени 3, створював мікрохвильове магнітне поле $h_s(t) = f(\eta(t))$, яке збуджувало у хвилеводі з плівки ЗІГ хвильові пакети ЗОМСХ $a_1(t, z) = F\eta(t)\exp(j\omega_s t - k_s z)$ з несучою частотою ω_s та хвильовим вектором k_s . Коефіцієнт F описує ефективність трансформації вхідного інформаційного сигналу $\eta(t)$ в пакети ЗОМСХ $a(t, z)$, що розповсюджуються вздовж довжини хвилеводу z . Опорний сигнал $S(-t)\exp(j\omega_s t)$, створений оберненням у часі вхідного сигналу $S(t)$, подавався на другу вхідну антену 4 і також збуджував пакети ЗОМСХ $a_2(t, z) = FS(-t)\exp(j\omega_s t + k_s z)$, що розповсюджувались уздовж довжини хвилеводу z в протилежному напрямку. Таким чином, у експерименті два хвильові пакети ЗОМСХ мають однакові несучі частоти ω_s ($f_s = \omega_s / 2\pi \cong 4700$ МГц) та однакові за модулем хвильові вектори $\pm k_s$ ($|k_s| \approx 10^2$ см⁻¹), що розповсюджуються назустріч один одному в хвилеводі з плівки ЗІГ. Нелінійна взаємодія цих зустрічних хвильових пакетів призводить до виникнення просторово-однорідної змінної намагніченості $m(2\omega_s)$ на подвійній частоті вхідного сигналу, орієнтованої паралельно до зовнішнього магнітного поля H_0 [72]. Ця змінна намагніченість збуджує коливання на частоті $2\omega_s$ у ВДР, налаштованому на цю частоту. Огинаюча цих коливань резонатора буде пропорційна кореляції $B(2\tau)$ двох сигналів $\eta(t)$ та $S(t)$ [72]. Для реєстрації цього сигналу кореляції використовувався корелятор (див. Рис. 2.6), який розміщувався в середині стандартного металевого хвилеводу, пов'язаного, у свою чергу, з квадратичним детектором та вимірювальним колом.

Схему, за якою відбувається взаємодія зустрічних імпульсів ЗОМСХ в плівці ЗІГ, зображено на Рис. 4.1. Бачимо, що в момент часу $t = 0$ від обох антен почали розповсюджуватись імпульси й, зустрівшись посередині плівки

(під резонатором), почали взаємодіяти. Момент взаємодії є часом появи сигналу кореляції T_{corr} й складає для плівки 5.1 мкм товщиною 110 нс.

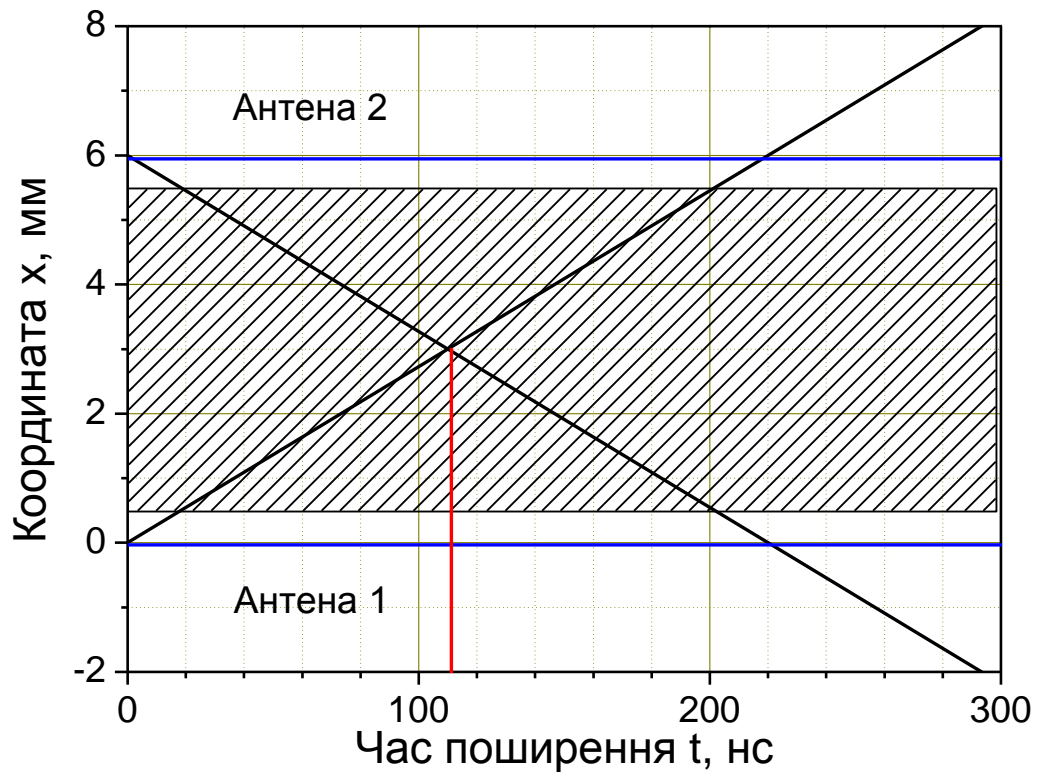


Рис. 4.1 Схема кореляції двох зустрічних імпульсів ЗОМСХ у плівці ЗІГ.

Як було показано вище, для того, щоб отримати сигнал кореляції (4.2) на вхідні антени 3 та 4 мікрохвильового конвольвера (Рис. 2.6), необхідно подати обернені в часі сигнали $S(t)$ та $S(-t)$, відповідно. Для досягнення цієї мети вхідні НВЧ сигнали прямокутної форми тривалістю $\tau_s = 100$ нс модулювались 3-х та 5-ти символним кодом Баркера, тобто несучі частоти вхідних сигналів піддавались двійковій фазовій маніпуляції від 0 до π радіан три або п'ять разів, відповідно. Наприклад, у випадку, коли використовувався 3-х символний код Баркера, вхідний сигнальний імпульс, що подавався на антену 3, протягом першої (0 – 33 нс) та другої (34-67 нс) третини тривалості імпульсу мав фазу несучої, що дорівнювала 0, а в останню третину (68 – 100 нс) тривалості імпульсу він мав фазу несучої, що

дорівнювала π (див. Рис. 4.2 (а)). Опорний сигнал, що подавався на антену 4 був обернений у часі, тобто був модульований послідовністю $(\pi, 0, 0)$ (див. Рис. 4.2 (б)). У випадку, коли використовувався 5-ти символний код Баркера модуляція для вхідного та опорного імпульсів проводилась послідовностями $(0, \pi, 0, 0, 0)$ та $(0, 0, 0, \pi, 0)$, відповідно. Модуляція фази несучої проводилась з використанням двох швидких, дискретних, напівпровідникових фазообертачів, підключених до обох вхідних антен НВЧ конвольвера (див. Рис. 2.6). Скінченний час перемикання (біля 3 нс) та невеликі ($\leq 0,8$ дБ) зміни потужностей вхідного та опорного сигналів, що спостерігаються в моменти перемикання фази (див. Рис. 4.2 (а) та (б)), обумовлені неідеальністю модуляторів фази.

У першій серії досліджень показано (див. Рис. 4.2), що рівень зовнішнього шуму був незначним порівняно з амплітудами вхідного та опорного сигналів. Експериментальні обвідні вхідного та опорного імпульсних сигналів, які отримано з використанням квадратичного детектора, підключеного до вхідних антен 3 та 4, показано на Рис. 4.2 (а) та (б).

Несучі частоти f_s, f_{ref} та потужності P_s, P_{ref} сигналів, що подаються на обидві вхідні антени дорівнюють $f_s = f_{ref} = 4715$ МГц та $P_s \cong P_{ref} = 20$ мВт. Створений у результаті нелінійної взаємодії спінових хвиль вхідного та опорного імпульсних сигналів сигнал кореляції на подвійній частоті несучого сигналу формувався та реєструвався квадратичним детектором, який приймав вихідний сигнал з ВДР (див. Рис. 2.1 та Рис. 2.6). Амплітуда напруги на детекторі U_{out} була пропорційна потужності $P_{2\omega}$ мікрохвильового сигналу кореляції (4.3). На Рис. 4.2 (в) показано обвідні вихідного сигналу кореляції з несучою частотою $f_{out} = 9430$ МГц та імпульсною потужністю 50 мкВт. Коефіцієнт білінійності B (детальніше див. [72]) у виразі $P_{2\omega} = BP_s^2$ у випадку запропонованого конвольвера був близький до $B \cong -9$ дБм.

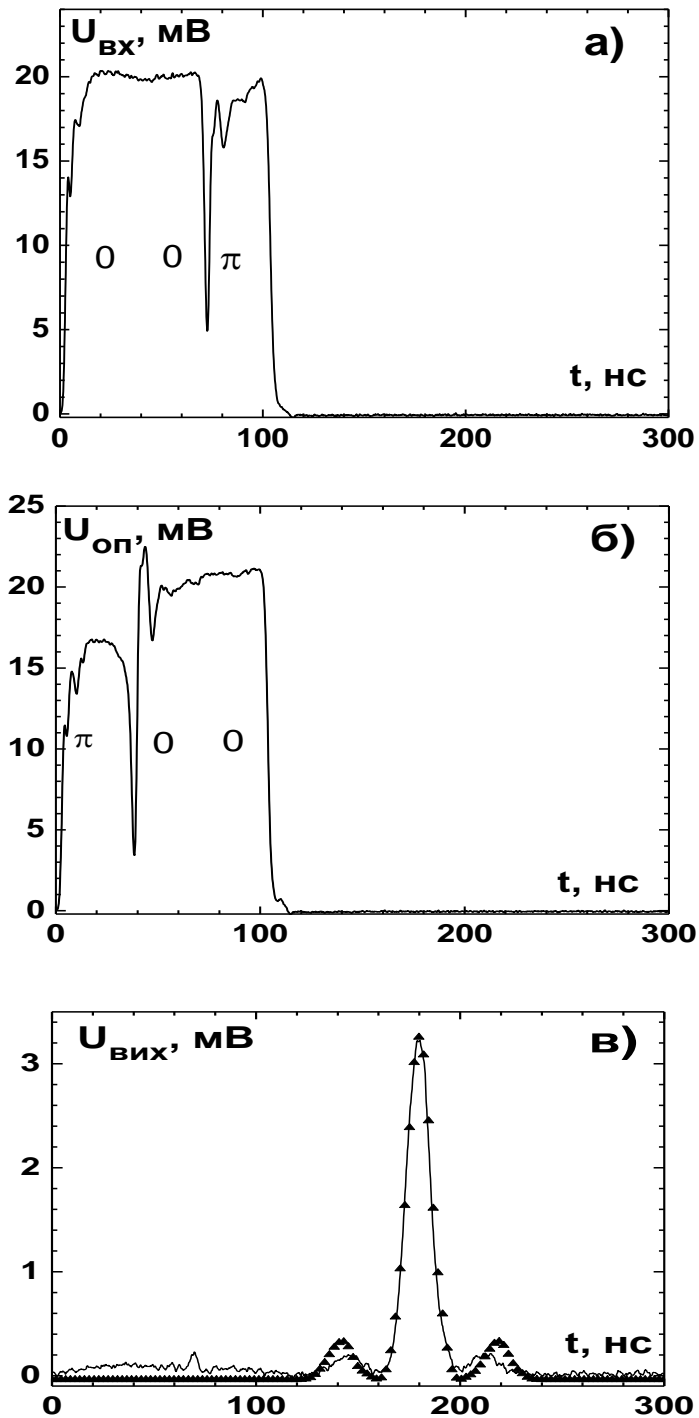


Рис. 4.2. Осцилограми (суцільні лінії) обвідних вхідного імпульсного сигналу (а), опорного імпульсного сигналу (б) та вихідного сигналу кореляції (в); \blacktriangle – теоретичний розрахунок, нормований до експерименту в точці глобального максимуму. Символи 0 та π визначають фазу несучої НВЧ у різні проміжки часу.

Час t на Рис. 4.2 визначається відносно моменту часу, коли передні фронти вхідного та опорного мікрохвильових імпульсів подано на вхідні антени 3 та 4.

У момент часу $t = t^* = 180$ нс хвильові пакети ЗОМСХ вхідного та опорного сигналів повністю перекриваються один з одним. У цей момент часу фази несучих обох імпульсів у точності співпадають. Як наслідок, вихідний сигнал на подвійній частоті матиме максимальну амплітуду. Варто зазначити, що момент часу $t = t^*$ у виразі (4.1) відповідає часу затримки $\tau = 0$, та як для довільного значення t час затримки еквівалентний $\tau = t - t^*$. Два невеликих максимуми, які спостерігаються симетрично праворуч і ліворуч відносно головного максимуму на Рис. 4.2 (в), відповідають синхронізації фаз несучих обох взаємодіючих імпульсів лише на одну третину їх тривалості. У випадку, коли для модуляції вхідних сигналів використовувався п'ятисимвольний код Баркера, амплітуда цих додаткових максимумів в обвідній кореляційного сигналу зменшується за рахунок зменшення ефективного часу синхронізації двох взаємодіючих імпульсів.

Теоретичний опис розглянутого вище кореляційного процесу можна подати за допомогою загальної теорії кореляції сигналів [90]. Сигнал згортки двох спін-хвильових пакетів $a_1(t, z)$ та $a_2(t, z)$, що розповсюджуються на устріч один одному, можна подати у формі [68, 72]:

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a_1(t, z) a_2(t, z) dz . \quad (4.4)$$

Кожен зі спін-хвильових пакетів $a_{1,2}(t, z)$ можна представити, як суперпозицію власних хвиль хвилеводу на основі плівки ЗПГ з власними частотами $\omega_k \equiv \omega_k(k)$, хвильовими числами k та амплітудами I_k

$$\begin{cases} a_1(t, z) = \sum_k I_{1k}(\omega_k) \cdot e^{-\Gamma_k t} \cdot e^{i\omega_k t - ikz} \\ a_2(t, z) = \sum_k I_{2k}(\omega_k) \cdot e^{-\Gamma_k t} \cdot e^{i\omega_k(t-\tau) - ik(l-z)} \end{cases} \quad (4.5)$$

де $\Gamma_k = \gamma \Delta H_k / 2$ – частота релаксації спінових хвиль, яка пропорційна ефективній ширині лінії ФМР, l – відстань між двома вхідними антенами 3 та 4 на Рис. 2.6, $z=0$ та $z=l$, як позиції антен відносно хвилеводу, d – товщина плівки ЗІГ.

Амплітуди спінових хвиль I_k визначаються мікрохвильовим магнітним полем $h_s(t)$, яке антена збуджує у плівці ЗІГ

$$I_k(\omega_k) = \int h_s(t) e^{-i\omega_s t} e^{\Gamma_k t + i\omega_k t} dt, \quad (4.6)$$

де ω_s – несуча частота сигналу. Мікрохвильове магнітне поле $h_s(t)$ антени залежить від її геометрії та визначається формою електромагнітних сигналів $S(t)$ та $\eta(t)$, що подаються на антену.

Сигнал конволюції (4.4) відіграє роль вимушуючого поля для ВДР та збуджує коливання амплітуди резонатора a_v

$$\mathcal{L} \{ -i\omega_v a_v + \Gamma_v a_v \} = f(t), \quad (4.7)$$

де ω_v та Γ_v – власна частота та, відповідно, власна частота релаксації коливань ВДР. Якщо припустити, що $\Gamma_k \ll \Gamma_v$, то отримаємо наступний вираз для амплітуди коливань ВДР:

$$a_v = \frac{1}{\Gamma_v} e^{-2\Gamma_k t} \sum_k I_{1k} I_{2k} e^{ikl} e^{i\omega_k(2t+\tau)}. \quad (4.8)$$

Коливання ВДР з амплітудою a_v створюють вихідний сигнал, пропорційний або кореляції (4.3), або конволюції (4.2) вхідних мікрохвильових сигналів. В експерименті цей вихідний сигнал через стандартний прямокутний хвилевід подається на квадратичний детектор.

Використовуючи вираз (4.8), можна числовим методом розрахувати теоретичну часову залежність кореляційного сигналу на виході ВДР для випадку вхідного сигналу $h_s(t)$, модульованого трисимвольним кодом Баркера та опорного сигналу, модульованого оберненим кодом Баркера (див. Рис. 4.2 (а) та (б)). У роботі використовувались такі параметри для теоретичного обчислення: $\omega_s = \omega_v / 2 = 2\pi \cdot 9400$ МГц, $\Gamma_v = 2\pi \cdot 25$ МГц, $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $d = 5,1$ мкм, $l = 6$ мм, $\Delta H_k = 0,5$ Е, тривалість вхідного і опорного мікрохвильових імпульсів вибиралась однаковою $\tau_{s1} = \tau_{s2} = 100$ нс. Також у розрахунках за рівнянням (4.8) брали максимальну суму за спіновими хвилям з хвильовим числом $|k| \leq 400$ см⁻¹ та кроком $\Delta k = 0,5$ см⁻¹. Теоретично розрахована кореляційна функція нормалізувалась до експерименту в точці глобального максимуму (коли $t = t^*$). Результируючу теоретичну залежність кореляційної функції від часу показано кривою з маркером ▲ на Рис. 4.2 (в). На цьому ж рисунку відповідну експериментальну криву показано суцільною лінією. Як бачимо, теоретичний вираз (4.8) добре відповідає якісному опису експерименту.

Проте, основною метою даного експерименту була демонстрація того, що описаний вище кореляційний приймач (Рис. 2.6) можна використовувати для прийому корисного сигналу, амплітуда якого значно нижча за рівень шуму. Для цього проведено експеримент, в якому на вхідну антену з крім корисного сигналу потужністю $P_s = 1,4$ мВт, модульованого трисимвольним кодом Баркера (див. Рис. 4.3 (а)), подавався також неперервний сигнал шуму потужністю $P_N = 14$ мВт так, що результирує значення ССШ дорівнювало 0,1.

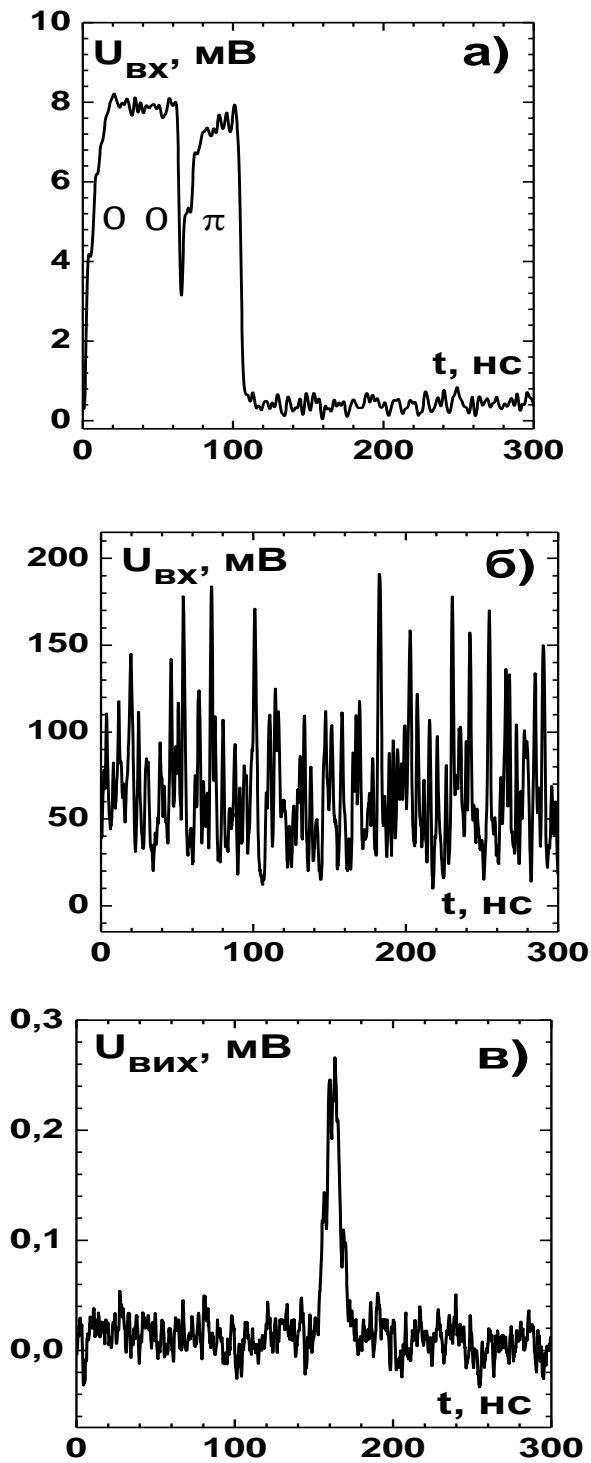


Рис.4.3. Обвідні вхідного модульованого кодом Баркера імпульсу (а), сумарного (модульований імпульс + шум) вхідного сигналу (б) та вихідного сигналу кореляції (в) для ССШ=0,1.

Сигнал шуму мав гаусів профіль з центральною частотою ~ 4700 МГц та спектральною шириною близько 200 МГц. Обвідну сумарного вхідного

сигналу показано на Рис. 4.3 (б). Як можна бачити з рисунка, у зв'язку з низьким значенням ССШ, корисний імпульсний сигнал наочно не можна виділити з рівня шуму.

Опорний сигнал подавався на другу вхідну антену й мав форму, близьку до тої, яку показано на Рис. 4.2 (б), та потужність $P_{ref} = 7$ мВт. Обвідну вихідного сигналу кореляції показано на Рис. 4.3 (в). Головний максимум кореляційного сигналу з піковою потужністю $P_{out} = 3$ мкВт добре помітний на фоні шуму, у той час, як додаткові максимуми, наявні в кореляційному сигналі без шуму (див. Рис. 4.2 (в),) тепер приховані в шумовому фоні. Таким чином, операція кореляції, створена комбінуванням (сигнал + сильний шум) вхідного сигналу (див. Рис. 4.3 (б)) та оберненого в часі опорного сигналу (див. Рис. 4.2 (б)), призводить до збільшення ССШ у вихідному сигналі кореляції більш ніж на 20 дБ. Таким чином, ССШ стає порядку 10. Подальше збільшення ССШ можливе, наприклад, за допомогою збільшення потужності імпульсного опорного сигналу P_{ref} . Було експериментально встановлено, що потужність сигналу кореляції зростає лінійно зі збільшенням потужності опорного сигналу аж до рівня $P_{ref} \leq 20$ мВт, після цього дана залежність насичується.

Хоча робота кореляційного приймача й заснована на нелінійних ефектах у феритових плівках, проте для його якісної роботи необхідно, щоб відгук такого приладу мав лінійну залежність від потужності сигналів, що потрапляють на його вхід. У іншому випадку, задача знаходження корисного сигналу та вимірювання його потужності стає досить складною. Типову залежність потужності сигналу кореляції від потужності вхідного та опорного сигналу зображено на Рис. 4.4. Криві отримано при тривалості сигналів $\tau_s = 50$ нс, тривалості накачування $\tau_p = 40$ нс та при зовнішньому магнітному полі $H_0 = 924$ Е. Присутнє помітне зменшення потужності сигналу кореляції при потужності опорного сигналу в 2 дБм за рахунок

включення нелінійних механізмів високих порядків, які не проявляються за малих потужностей сигналів.

В рамках даної частини дисертаційної роботи проведено теоретичні дослідження проблеми кореляційного виділення мікрохвильових сигналів з рівня сильного шуму. В теоретичному аналізі постійні шумові компоненти вхідного сигналу $\eta(t)$ враховано шляхом додавання шумового поля до електромагнітного поля вхідної антени $h_s(t) \rightarrow h_s(t) + h(t)[\cos \omega_s t + \varphi(t)]$, де $h(t)$, $\varphi(t)$ – стохастичні амплітуда і фаза шумової сигнальної компоненти, яка розподілена за гаусовим законом зі спектральною шириною 200 МГц.

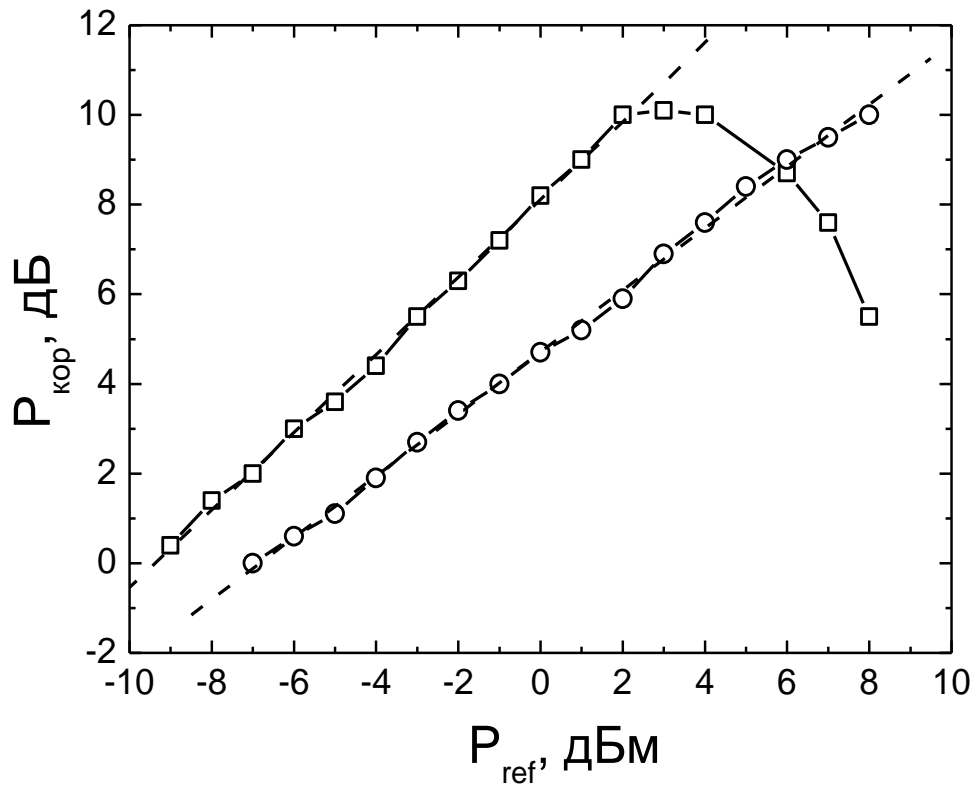


Рис. 4.4. Залежність потужності сигналу кореляції від потужності вхідного (\circ) при $P_{s2} = 80$ мВт та опорного (\square) сигналів при $P_{s1} = 20$ мВт.

ССШ у теорії розраховувалось за формулою $SNR = |h_s|^2 / \langle h^2 \rangle$.

Теоретичні розрахунки показують, що з використанням операції кореляції (4.3) можна досягти збільшення ССШ у вихідному сигналі до рівня 30 дБ.

Для порівняння експериментальних результатів із запропонованою вище теорією розроблено відповідне програмне забезпечення (програма *Correlation Calculator v 1.1*). Робоче вікно програми зображено на Рис. 4.5. На панелі *Input Parameters* вводяться вхідні дані для обчислення дисперсійної залежності, спектрів сигналів та часових профілів вхідних і вихідних сигналів.

Панель *Mode Switch* призначено для перемикання режимів обчислення, а саме тих, що використовувались в експерименті: сигнали прямокутного профілю, сигнали прямокутного профілю, модульовані три- та п'ятисимвольним кодом Баркера. Кнопки *Input Signals* та *Output Signals* на панелі *Panel Switch* перемикають вікно вхідних сигналів та сигналів у плівці з вікном вхідних сигналів у плівці для 3D випадку та вихідним сигналом кореляції для одного з режимів *Mode Switch*. Також у робочому вікні програми зображено фото експериментального корелятора на магнітостатичних хвилях у плівках ЗП, для якого проводилось математичне моделювання. За допомогою *Menu* та *Help* можна зберегти результати роботи програми, роздрукувати робоче вікно та визвати довідку про програму, а також опис до неї, відповідно. Запустити розрахунки можна за допомогою кнопки *Calculate*, очистити всі осі та підготувати програму для наступних розрахунків можна за допомогою кнопки *Clear*.

На Рис. 4.6 представлено результати, які було отримано в результаті роботи програми *Correlation Calculator v.1.1*. Можна помітити, що зі збільшенням часу експоненційно зменшується вплив шуму на сигнал кореляції, як це й було сказано вище [90]. Результати моделювання добре відповідають експериментальним даним.

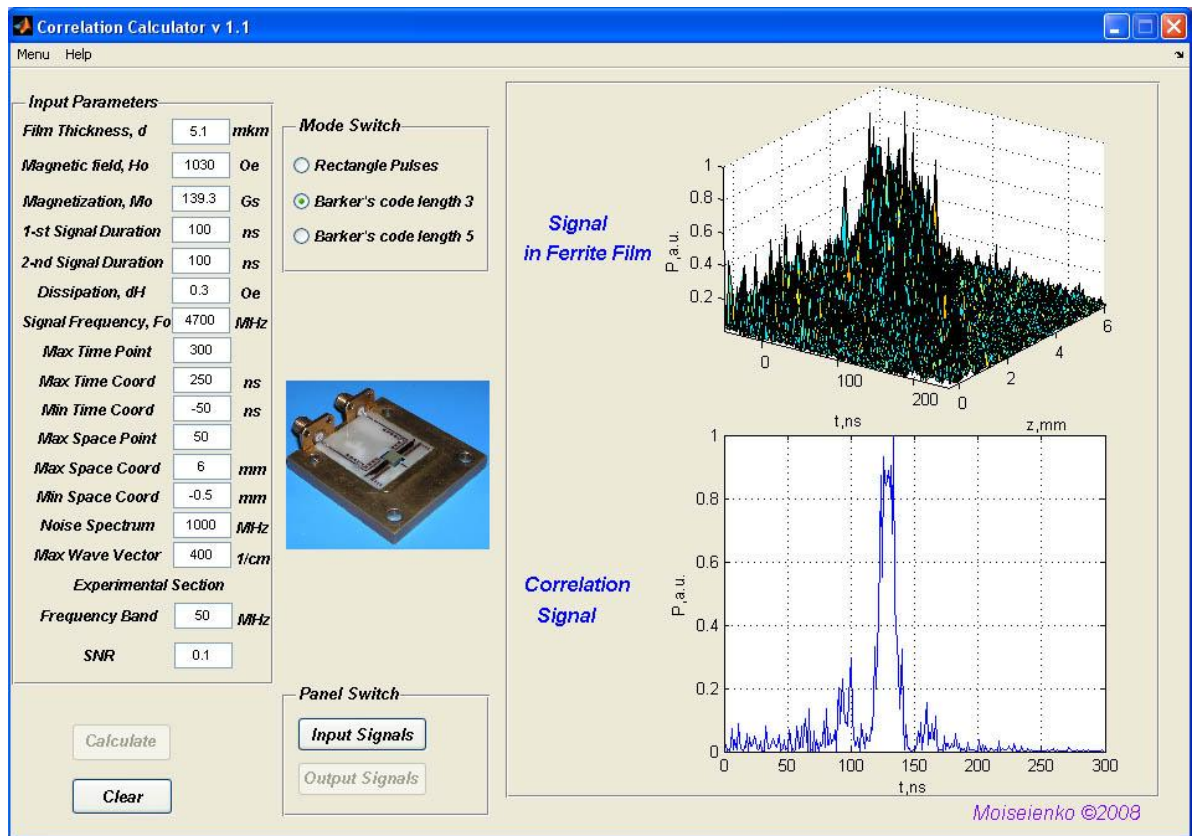


Рис. 4.5. Робоче вікно програми Correlation Calculator v 1.1. Панель з вхідним сигналом у плівці 3D та вихідним сигналом кореляції.

Для того, щоб перевірити наскільки стабільно працюватиме запропонований кореляційний приймач, проведено такий експеримент. На першу вхідну антену корелятора подавався сигнал прямокутного профілю на частоті $f_{s1} = 4655$ МГц потужністю $P_{s1} = 10$ мВт, а на другу вхідну антену корелятора подавався аналогічний сигнал, тільки частота f_{s2} його змінювалась на $\pm 10 \div 20$ МГц відносно першого. На ВДР реєструвався сигнал від їхньої взаємодії. Таким чином реалізувався нерезонансний кореляційний прийом сигналів. Результати числового моделювання та експериментальних досліджень, виконаних за вищеписаною схемою, наведено на рис 4.7.

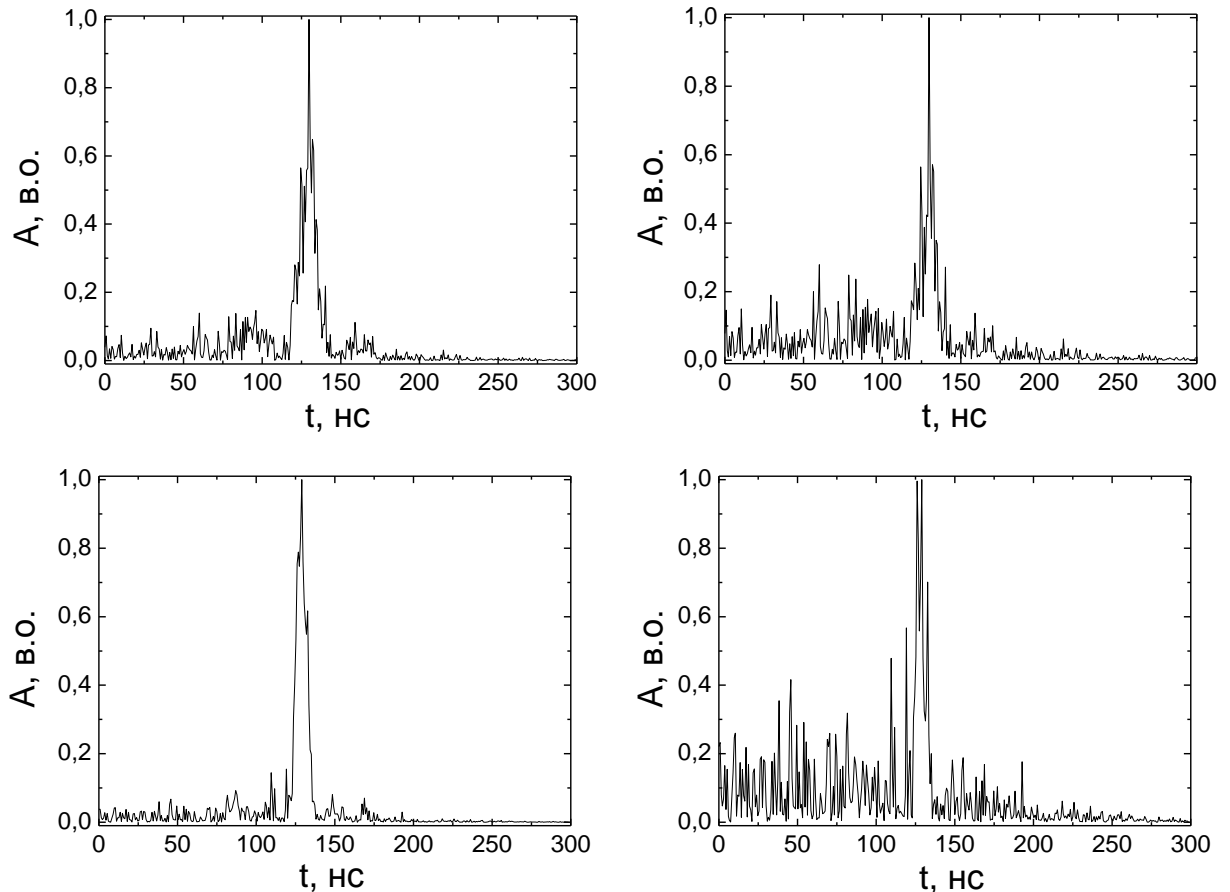


Рис. 4.6. Часові профілі сигналів кореляції отримані в результаті роботи програми Correlation Calculator v.1.1. Лівий стовпчик ССШ=1, а правий ССШ=0,1. Верхній ряд відповідає сигналам з триразовою фазовою маніпуляцією, а нижній – з п'ятиразовою.

Співпадіння теоретичних та експериментальних результатів свідчить про те, що було вибрано найбільш оптимальну математичну модель для опису нелінійних процесів, що відбуваються в магнітовпорядкованому середовищі (плівці ЗІГ). Як бачимо з Рис. 4.7, чим більша тривалість сигналів (вужчий спектр), тим швидше зменшується відгук корелятора при потраплянні на його вхід неінформаційного сигналу суміжної частоти. Так, для сигналів тривалістю $\tau_{s1} = \tau_{s2} = 100$ нс зменшення відгуку корелятора на -3 дБ відбувається при розстройці вже на 5 МГц, а для $\tau_{s1} = \tau_{s2} = 50$ нс – більш ніж на 10 МГц. Варто відзначити, що смуга такої взаємодії визначається шириною смуги сигналу, тривалість якого менша.

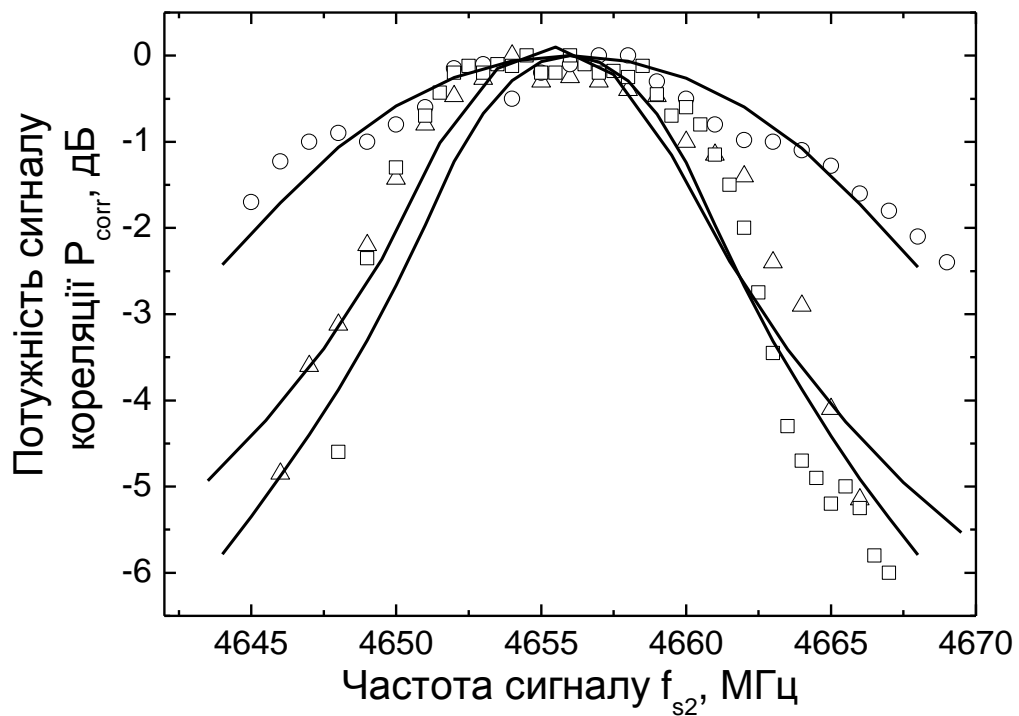


Рис. 4.7. Теоретичні та експериментальні залежності для нерезонансного кореляційного прийому сигналів. Суцільними лініями позначено результати числового моделювання. Експериментальні результати для $\tau_{s1} = \tau_{s2} = 50$ нс (\circ), для $\tau_{s1} = \tau_{s2} = 100$ нс (Δ), для $\tau_{s1} = 100$ нс й $\tau_{s2} = 1$ мкс (\square).

Отже, як це було показано теоретично та експериментально, кореляційний приймач, зображений на Рис. 2.6, можна використовувати для виділення з рівня шуму корисних сигналів, амплітуда яких істотно нижча за рівень шумів, що дозволяє підвищити ССШ у вихідному сигналі більш ніж на 20 дБ. Описаний вище кореляційний приймач може знайти практичне застосування у мікрохвильовій обробці сигналів.

4.2. Кореляційний приймач з оберненням хвильового фронту магнітостатичних хвиль.

У даній частині дисертаційної роботи представлено метод кореляційної обробки інформації, який базується на нелінійній взаємодії сигналів магнітостатичних хвиль частотою ω_s з електромагнітним накачуванням на подвійній частоті $\omega_p = 2\omega_s$ в тонких плівках ЗІГ. При цьому опорним сигналом, у даному випадку, є сигнал накачування, а потужність вихідного сигналу кореляції залежить від його частоти та тривалості.

Ідея кореляційного приймача з використанням обернення хвильового фронту магнітостатичних хвиль полягає в наступному: якщо в момент часу $t = 0$ на вхідну антену корелятора подати мікрохвильовий сигнал з частотою ω_s , то він збудить у плівці спінову хвилю з груповою швидкістю порядку 3 см/мкс. Ця хвиля буде поширюватись до вихідної антени (див. Рис.2.7). Потім у момент часу $t = T_p$ на ВДР слід подати імпульс параметричного накачування на подвійній частоті вхідного сигналу $\omega_p = 2\omega_s$. В результаті взаємодії вхідного сигналу й накачування, фотон розпадався на два магнони половинної частоти. Закон збереження енергії та імпульсу для такого процесу можна записати, як це зроблено в (1.36). Описаний вище процес ідентичний до підсилення вхідної хвилі накачуванням, проте з інверсією її в часі відносно вхідної хвилі так, щоб хвиля з частотою ω_r була фазовоспряженою. Тобто це практично система, яка в певні проміжки часу видає на ВДР тактові імпульси накачування. Коли на вхідну антену потрапляє спотворений шумом сигнальний імпульс, у результаті параметричного процесу утворюється сигнал ОХФ, який тепер вже є відгуком (сигналом кореляції) на прийнятий вхідний сигнал. Зняття сигналу кореляції відбувається з тієї ж антени, на яку потрапив вхідний сигнал. При цьому необхідно використовувати Y-циркулятор, щоб розділити вхідний та вихідний сигнали.

У такій схемі (див. Рис. 2.7) амплітуду сигналу кореляції можна регулювати за допомогою зміни потужності сигналу накачування. Його збільшення призводить до лінійного збільшення амплітуди сигналу кореляції у вузькому діапазоні потужностей. За досить великих потужностей як сигналу, так і накачування, можливе насичення та збудження спінових хвиль, які розстроюють досліджувану систему. Цей процес призведе до того, що залежність сигналу кореляції від потужності вхідного сигналу та накачування матиме вихід на характерне насичення. Оскільки до приладів, робота яких базується на нелінійних ефектах, висуваються умови на лінійність вихідного сигналу, то вищезгадані ефекти є паразитними для такої системи, і ними не можна нехтувати. Практично це можна розглянути, вивчаючи форму вихідного сигналу кореляції. Так, за порівняно малої потужності (порядку 200 мкВт) накачування сигнал кореляції має прямокутну форму і приблизно в 2 рази довший за тривалість вхідного сигналу. Цю особливість можна використовувати в лініях затримки для імпульсів МСХ [11]. Подальше збільшення потужності накачування призведе до трансформації сигналу ОХФ на сигнал дзвоноподібної форми. Причиною цього є більш краще посилення частотних компонент сигналу поблизу половинної частоти накачування $\omega_p / 2 = \omega_s$, ніж інших спектральних компонент сигналу. Потужність накачування в такому випадку досягає 500 мкВт. Якщо й далі продовжувати збільшувати потужність накачування, то відбудеться параметричне збудження спінових хвиль з великою амплітудою, вони будуть розстроювати ВДР, ефективність ОХФ буде зменшуватись через зменшення добротності. Середня потужність накачування > 1 мВт. По суті цей процес обмежується ефективністю подачі енергії накачування в плівку ЗІГ через ВДР. Цей процес має досить істотний вплив, коли на імпульсі накачування з'являється „злам”, що символізує збудження СХ та автоколивальні процеси у феритовій системі. Цей ефект негативно впливає на застосування магнітостатичних хвиль для мікрохвильової обробки інформації, тому

важливо працювати в діапазоні потужностей, де амплітуда сигналу ОХФ лінійно залежить від потужності накачування.

Іншим важливим фактором, для застосування ОХФ як мікрохвильового корелятора є узгодження мікросмужкових антен-перетворювачів з НВЧ трактом та плівкою ЗІГ. Оскільки, зазвичай, лише 30% енергії НВЧ передається від НВЧ тракту до плівки ЗІГ, інші 70% поглинаються та відбиваються від неї. Завдяки цьому впливу зменшується не лише ефективність кореляційного приймача, але й смуга пропускання корелятора, тому для отримання хороших результатів досить важливим є добре узгодження антен. Так як в роботі використовувались широкосмугові сигнали, то важливою проблемою було дослідження смуги пропускання запропонованого корелятора. Узгодження та настроювання антен проводилось тільки один раз. Для цього проведено вимірювання амплітудно-частотних характеристик корелятора за допомогою скалярного панарамного вимірювача Я2Р-67. Результати цих досліджень проілюстровано в підрозділі 2.3. Виявляється, що смуга пропускання корелятора на базі плівки ЗІГ не перевищує 200 МГц за рівнем 3 дБ. Це каже про те, що сигнали тривалістю 10-100 нс, які використовувались у роботі, проходять у системі без помітних втрат чи спотворень. Проте сигнали шумової природи, маючи значно більшу частотну смугу, втрачають значну частину своєї потужності. Цей ефект пов'язаний з дисперсійними властивостями тангенційно намагнічених плівок ЗІГ. Для теоретичного опису смуги пропускання корелятора запропоновано використання апроксимаційної функції (2.4) та (2.5).

Тепер розглянемо, як буде відбуватись процес кореляційного виділення сигналу з рівня шуму в даному випадку. В експерименті на вхід кореляційного приймача подавалась сума корисного сигналу прямокутного профілю та шумового сигналу, подібно до того, як це показано на Рис. 4.3 (б), так щоб коефіцієнт ССШ був меншим за 1. За цих умов відбудуться наступні процеси. По-перше, плівка ЗІГ, у силу своїх дисперсійних властивостей, проведе попередню фільтрацію сигналів

спінових хвиль відповідно до ширини смуги пропускання плівки ЗІГ заданої товщини (див. Рис. 2.11), що дозволить усунути всі спектральні складові сигналу шуму, які не лежать у смузі пропускання плівки при заданому зовнішньому магнітному полі. Так, на виході з плівки отримаємо сигнал прямокутної форми зі значно більшим коефіцієнтом ССШ, таким, що пороговий пристрій зможе розпізнати корисний сигнал. Якщо тепер на ВДР подати сигнал параметричного накачування за подвійною частотою, то утвориться сигнал ОХФ, для якого коефіцієнт ССШ буде ще більшим. Варто відзначити, що порередню фільтрацію досить ефективно використовувати для покращення характеристик кореляційного приймача. В цьому випадку вихідний сигнал знімається з вихідної антени на частоті, близькій до частоти вхідного сигналу (у випадку резонансного ОХФ). Це пояснюється тим, що чим більше магنونів будуть доходити до антени, тим більший струм в ній буде збуджуватись, і тим більша потужність буде накопичуватись на виході корелятора й оброблятись квадратичним детектором. Потужність вихідного сигналу залежить не тільки від потужності накачування, а й від частоти вхідного сигналу (нерезонансне ОХФ [10]). Окрім того, на сьогодні вже відомі подібні системи, робота яких заснована на параметричній взаємодії акустичних та спінових хвиль [68, 69, 75].

Експериментальні дослідження описаної вище моделі кореляційного приймача походились для імпульсних вхідних сигналів та опорного сигналу накачування (теж прямокутного профілю). Результати цих досліджень показано на Рис. 4.8. Несучі частоти f_s, f_p та потужності вхідних сигналів P_s, P_p мали такі значення: $f_s = 4700$ МГц, $f_p = 9400$ МГц, та $P_s = 1$ мВт, $P_p = 4,5$ Вт.

У даній частині роботи продемонстровано успішне функціонування кореляційного приймача на магнітостатичних хвилях з використанням ОХФ у тонких плівках ЗІГ та прийом сигналів зі ССШ, меншим за 1. Вхідний сигнал, що подавався на антену 1 приймача (Рис. 2.7), був сумою сигналу

прямокутного профілю потужністю $P_s = 1$ мВт та сигналу шуму потужністю $P_N = 10$ мВт (див. Рис. 4.8 (б)); ССШ при цьому дорівнювало 0,1.

Часовий профіль вхідного сигналу, що подавався на кореляційний приймач, зображено на Рис. 4.8(а (сигнал 1)); імпульс параметричного накачування, потужність якого сягала до 5 Вт (див. Рис. 4.8(а), накачування (2)). Скважність та потужність сигналів могла змінюватись. У результаті взаємодії сигналу з накачуванням генерується сигнал ОХФ, який по суті є сигналом кореляції. Цей сигнал реєструвався на вхідній антені після попереднього підсилення транзисторним підсилювачем та підсилювачем УКЗ-20 на 40 дБ. Обвідну цього сигналу, виміряна на квадратичному детекторі, показано на Рис. 4.8(а) (вихідний сигнал кореляції (3)).

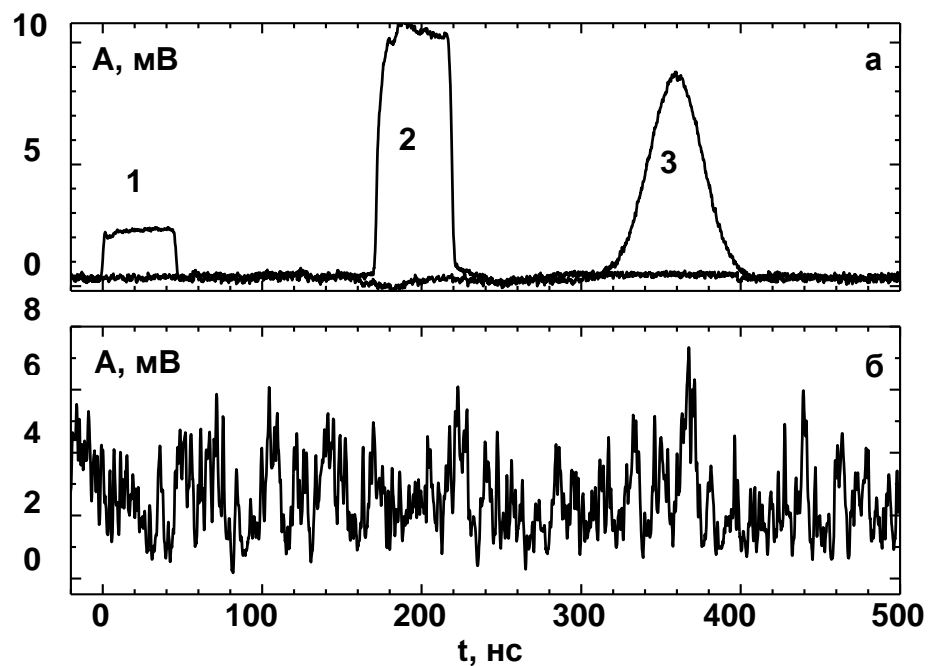


Рис. 4.8. Експериментально досліджені обвідні вхідного та вихідного сигналів з кореляційного приймача, зображеного на Рис. 2.7, для випадку потужного шумового сигналу: (а) вхідний сигнал (1), накачування (2), вихідний сигнал кореляції (3) (ССШ=10); (б) вхідний імпульсний сигнал, змішаний із сильним шумом (ССШ=0,1).

Після таких маніпуляцій з вхідним сигналом, коефіцієнт ССШ підвищувався до 10, що є прямим свідченням того, що запропонована методика кореляційної обробки інформації дозволяє підвищити ССШ на 20 дБ.

Сигнал шуму в експерименті мав гаусів профіль з центральною частотою ~ 4700 МГц та спектральною шириною, більшою за 200 МГц (порівняно зі смугою пропускання корелятора).

Незважаючи на те, що в основу роботи кореляційного приймача, як приладу, покладено явище нелінійної взаємодії сигналів, поведінка вихідного сигналу має залишатись лінійною в широкому діапазоні потужностей вхідних сигналів та накачування. Експериментальні дослідження поведінки сигналу кореляції при збільшенні потужності накачування для випадку кореляційного приймача з використанням обернення хвильового фронту магнітостатичних хвиль можна побачити на Рис. 4.9.

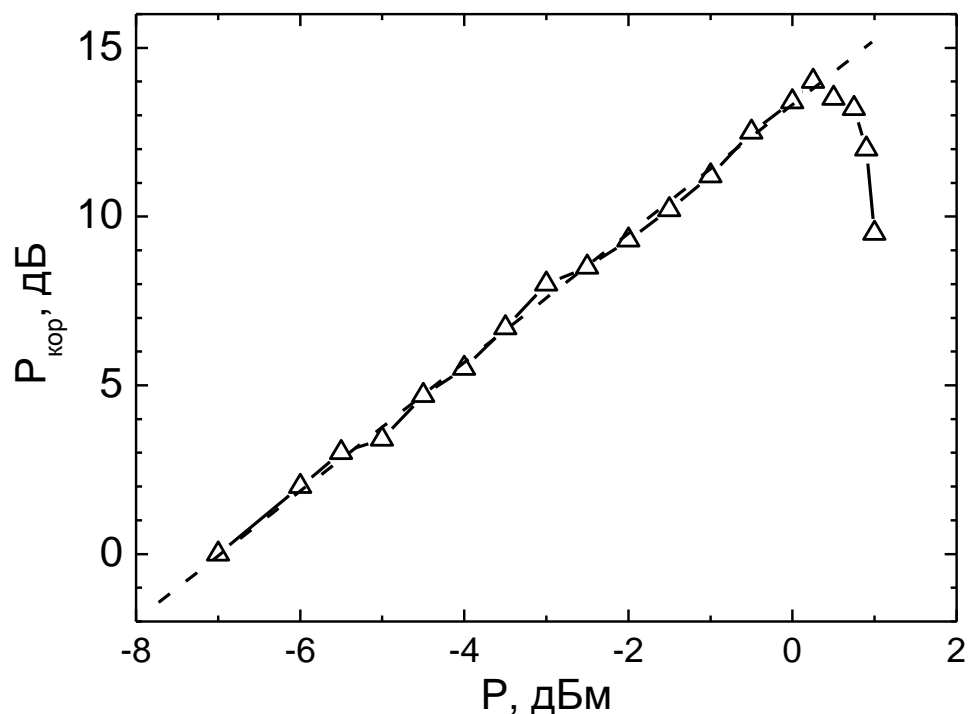


Рис. 4.9. Залежність потужності сигналу кореляції від потужності накачування (Δ) при $P_s = 2$ мВт.

Таким чином, можна бачити, що нелінійне зростання потужності сигналу кореляції, а точніше його насичення та завал, відбувається за середньої потужності накачування порядку 1 мВт, або 5,5 Вт в імпульсі. Цей ефект пов'язаний з насиченням спінових хвиль, коли свою природу починають проявляти нелінійності високих порядків та збуджуються спінові хвилі з великою амплітудою, негативно впливаючи при цьому на добротність ВДР. Поріг даного насичення можна регулювати потужністю вхідних сигналів та їх скважністю.

Отже, експериментально продемонстровані можливості кореляційного приймача, показаного на Рис. 2.7, який можна використовувати для прийому імпульсних НВЧ сигналів з амплітудою, значно меншою за рівень шумів. Робота запропонованого корелятора базується на параметричній взаємодії вхідного сигналу з накачуванням, у результаті чого можливе підвищення ССШ у вихідному сигналі приблизно на 20 дБ. Перевагою запропонованого методу виділення корисного сигналу з рівня шуму є те, що для подачі й зняття сигналів з корелятора використовується всього одна антена.

4.3. Магнітостатичний корелятор НВЧ сигналів з внутрішнім оберненням хвильового фронту спінових хвиль.

У даному підрозділі дисертаційної роботи представлено нову методику кореляційної обробки інформації на базі нелінійної взаємодії сигналів ЗОМСХ у тонких плівках ЗІГ та відповідно розроблений лабораторний макет кореляційного приймача 6-см діапазону довжин хвиль. Варто зауважити, що дану модель корелятора можна використовувати не тільки в лабораторних цілях, вона досить ефективно може використовуватись у сучасних системах обробки інформації. Так, в роботі запропоновано використовувати додатковий імпульс накачування з метою отримання оберненого в часі сигнального імпульсу, чому немає аналогів у попередніх роботах. Відгук корелятора, він же – сигнал кореляції, виникав при

нелінійній взаємодії затриманих накачуванням сигнальної та оберненої в часі хвиль. У роботі враховувалась специфіка проходження широкосмугових сигналів крізь резонансну систему хвилеводу спінових хвиль. Вдалося підвищити коефіцієнт ССШ у вихідному сигналі більш, ніж на 20 дБ.

Практично досить незручним виявляється процес вибору часу затримки опорного сигналу в ручному режимі (оператором), за рахунок чого макет такого кореляційного приймача може знайти своє застосування поки що в лабораторних цілях. Набагато краще було б, коли згаданий корелятор виконував функції «розумної» машини й створював самостійно обернений у часі опорний сигнал потрібної форми та амплітуди.

На Рис. 2.8 представлено модель корелятора, яка вирішує проблему керованої затримки опорного сигналу, сумісності входів та обернення часового профілю сигналів. Для цього проводиться інвертування одного з вхідних сигналів у часі, наприклад $S_2(t) \rightarrow S_2(-t)$. Це можливо зробити, наприклад, шляхом розміщення в каналі другого сигналу додаткового інвертора форми сигналу [68]. В такому випадку будемо мати на виході дворазово стиснений у часі вихідний сигнал кореляції, огинаючу якого можна подати у вигляді (1.55).

У даній частині дисертаційної роботи розглядається новий спосіб обернення часової форми одного з сигналів шляхом подачі на схему (див. Рис. 2.8) додаткового імпульсу накачування. Для повного розуміння запропонованого методу розглянемо фізичні процеси у феритовій плівці, які відбуваються при цьому. В момент часу $t=0$ на першу вхідну антену подається сигнальний імпульс $S_1(t)$ тривалістю τ_s , який починає поширюватись у плівці в напрямку ВДР. У наступний момент часу $t=T_p$, коли сигнальний імпульс проходить середину плівки ЗПГ і знаходиться точнісінько під ВДР, на ВДР подається імпульс накачування $P(t)$ тривалістю τ_p з несучою частотою $\omega_p = 2\omega_s$. Під дією накачування із сигнального імпульсу $S_1(t)$ утворюється два імпульси. Один з них, підсилений, продовжує

рухатись до вихідної антени, а другий, що виник у результаті параметричного обернення хвильового фронту, рухається в зворотньому напрямку – до вхідної антени [41]. При цьому його задній фронт стане переднім, а передній – заднім, тобто відбудеться інверсія часового профілю вхідного сигналу: $S_1(t) \rightarrow S_1(-t)$. Інверсія буде тим кращою, чим меншим буде співвідношення τ_p / τ_s . Якщо тепер на вхідну антену подати другий (опорний) вхідний сигнал $S_2(t)$, то в результаті його взаємодії з інвертованим першим сигналом $S_1(-t)$ буде сформовано вихідний сигнал кореляції [91]. Ясно, що для запропонованого корелятора в принципі потрібна тільки одна вхідна антена, на яку подаються обидва вхідні сигнали, вихідний же сигнал кореляції, на подвоєній частоті $2\omega_s$, знімається з ВДР. Опорний сигнал при цьому є відгалуженим вхідним сигналом, пропущеним крізь систему затримки (можна використовувати ПЛЗ).

Результати експериментів, проведених на описаному макеті корелятора, представлено на Рис. 4.10.

Так, на вхідну антену корелятора подавався НВЧ сигнал, який складався із сигналу $S_1(t) = \eta(t) \exp(j\omega_s t)$ тривалістю $\tau_{s1} = 50$ нс з несучою частотою $f_{s1} = \omega_{s1} / 2\pi \cong 4700$ МГц і хвильовим числом $|k_s| \sim 10^2$ см⁻¹ та потужністю $P_s = 1,4$ мВт, а також з неперервного сигналу шуму потужністю $P_N = 14$ мВт, так щоб ССШ дорівнювало 0,1. Сигнал шуму мав гаусовий профіль з центральною частотою приблизно 4700 МГц, його спектральна ширина перевищувала 200 МГц. У момент часу $T_p = 170$ нс на корелятор подавався сигнал накачування $P(t)$ тривалістю $\tau_p = 60$ нс з несучою частотою $f_p = \omega_p / 2\pi \cong 9400$ МГц та імпульсною потужністю до $P_p = 5$ Вт, в результаті чого виникав сигнал ОХФ ЗОМСХ $\eta^*(-t) \exp(j\omega_s t)$, обернений у часі відносно вхідного сигналу. В подальшому на ту ж саму антену в момент часу $T_{ref} = 300$ нс подавався другий затриманий сигнал $S_2(t) = S(t) \exp(j\omega_s t)$,

тривалістю $\tau_{s_2}=50$ нс з несучою частотою $f_{s_2} = \omega_{s_2} / 2\pi \cong 4700$ МГц та потужністю $P_{ref}=7$ мВт. Сигнал ОХФ виникає приблизно у той самий момент, що й затриманий сигнал $S_2(t)$.

Таким чином, у плівці назустріч один-одному розповсюджуються два спін-хвильових пакети ЗОМСХ з однаковими несучими частотами $\omega_{s_1} = \omega_{s_2} = \omega_s$ та однаковими хвильовими числами $\pm k_{s_1} = \pm k_{s_2} = \pm k_s$. У результаті нелінійної взаємодії двох зустрічних хвиль – затриманої сигнальної та оберненої накачуванням – виникало електромагнітне випромінювання на подвійній частоті вхідного сигналу $2\omega_s$, яке збуджувало коливання ВДР, налаштованого на ту ж частоту. При цьому виконувався закон збереження енергії та імпульсу (1.36).

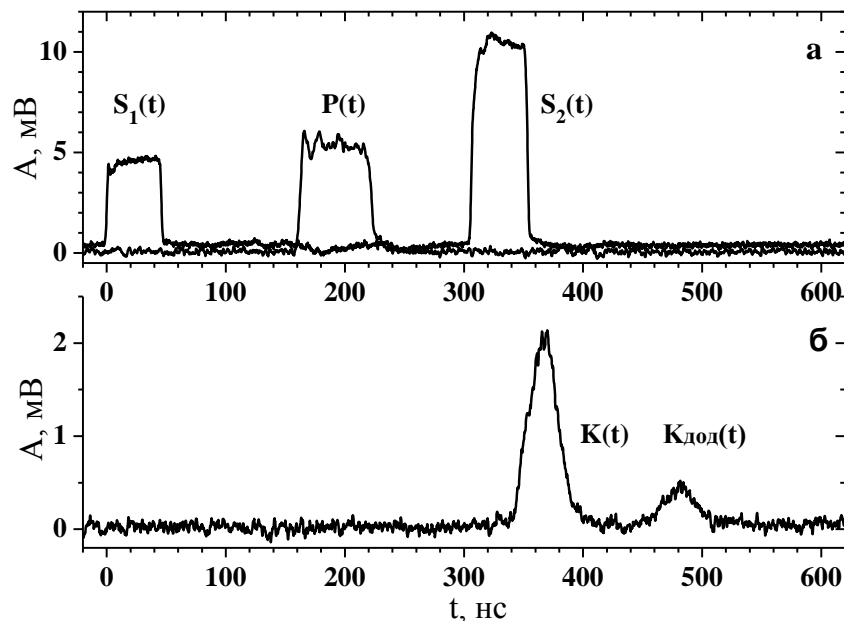


Рис. 4.10. Часові діаграми потужностей вхідних $P_{ex}(t)$ (а) та вихідних $P_{ax}(t)$ (б) сигналів магнітостатичного корелятора (див. Рис. 2.8); $S_1(t)$, $S_2(t)$ – огибаючі, відповідно, першого і другого вхідних сигналів, $P(t)$ – огибаюча імпульсу накачування; $K(t)$ – вихідний імпульс кореляції; $K_{доод}(t)$ – додатковий імпульс кореляції, що виникає завдяки відбиттю першого сигнального імпульсу від краю плівки ЗІГ.

Обвідна амплітуди коливань у ВДР пропорційна кореляційній функції $B(2\tau)$ двох сигналів $\eta(t)$ та $S(t)$, як це показано в (1.55).

На Рис. 4.11 зображено наглядну схему кореляції зустрічних імпульсів ЗОМСХ у тонких плівках ЗІГ, з використанням внутрішнього обернення часової форми сигналів. Також з Рис. 4.11 видно, що при подачі двох сигналів на одну й ту ж антену можливо виникнення додаткового сигналу кореляції, який виникає при взаємодії відбитого від краю плівки підсиленого накачуванням вхідного сигналу з опорним сигналом. Ця гіпотеза набула достовірності після перевірки експериментально й перевірки часових затримок сигналів кореляції з теоретично розрахованими. Тривалість накачування $\tau_p=60$ нс, затримка подачі накачування $T_p=170$ нс, затримка подачі опорного сигналу $T_{ref}=300$ нс. Теоретично розрахований час появи основного та додаткового сигналів кореляції, відповідно, 350 нс та 480 нс.

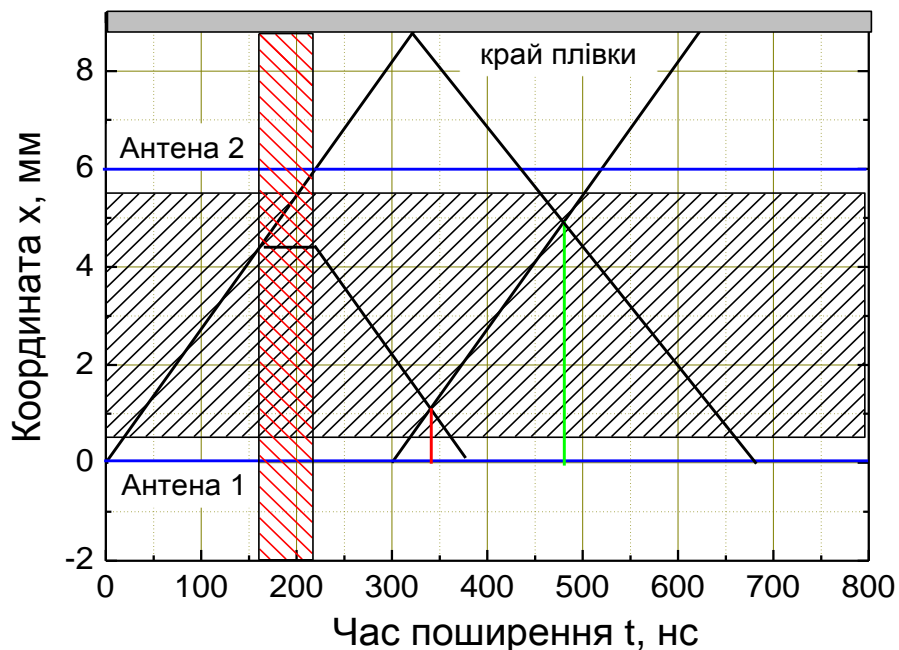


Рис. 4.11. Схема кореляції зустрічних імпульсів ЗОМСХ у плівці ЗІГ з використанням внутрішнього обернення вхідного сигналу накачуванням.

Для реєстрації сигналу кореляції $K(t)$ (див. Рис. 4.9 (б)) запропонований корелятор розміщувався в середині стандартного прямокутного хвилеводу 3-см діапазону довжин хвиль, через який енергія цього сигналу потрапляла на підсилювач і сприймалась квадратичним детектором. Сигнал з останнього подавався на вхід цифрового осцилографа Tektronix TDS3032B з частотною смугою 300 МГц.

Як можна бачити на осцилограмі (див. Рис. 4.9 (б)), із затримкою приблизно 140 нс присутній додатковий сигнал кореляції $K_{\text{доо}}(t)$. Він виникає в результаті нелінійної взаємодії підсиленого накачуванням першого вхідного сигналу, відбитого від краю плівки, та затриманого другого сигналу. При цьому він має значно меншу потужність і жодним чином не впливає на виділення корисного сигналу з рівня шуму.

Оскільки в методі використовувались широкосмугові сигнали, то, як і в попередніх моделях корелятора, проводилось урахування впливу амплітудно-частотної характеристики корелятора на проходження крізь нього сигналів. У підрозділі 2.3 запропоновано використання спеціальних функцій для теоретичного опису АЧХ корелятора. Встановлено, що смуга пропускання корелятора становить близько 200 МГц. Якщо на вхід приладу будуть потрапляти шумові сигнали зі значно більшою шириною спектра, то корелятор автоматично буде проводити попередню фільтрацію шуму, а потім фільтрацію згорткою, що значно підвищує ефективність роботи запропонованого в роботі корелятора.

Так, у результаті кореляції затриманого вхідного сигналу із сигналом ОХФ ССШ у вихідному сигналі вдалось підвищити більш ніж на 20 дБ, воно стало дорівнювати 10. Подальше збільшення ССШ можливе, наприклад, при збільшенні потужності P_p сигналу накачування або потужності опорного сигналу P_{s2} . Експериментально встановлено, що лінійне збільшення вихідної кореляційної потужності спостерігається до потужності опорного сигналу

$P_{s2} \leq 20$ мВт, після чого відбуваються насичення і деяке зменшення амплітуди сигналу кореляції.

Таким чином, у роботі досліджено кореляційний приймач, який дозволяє отримувати відгук у вигляді кореляційної функції для несиметричних у часі сигналів, таких як широкосмугові сигнали зі складною частотно-часовою структурою, на відміну від простих симетричних у часі сигналів, для яких у силу симетрії функції кореляції та конволюції (згортки) ідентичні та для кореляційної обробки можна використовувати конвольвери, у тому числі – на основі МСХ, які мають більш просту конструкцію.

В підсумку варто відзначити переваги запропонованого приладу. Перевага даного типу корелятора в тому, що немає окремого пристрою для обернення часової форми одного із вхідних імпульсних сигналів, вона виконується всередині запропонованого в роботі корелятора. Крім того, для подачі обох вхідних сигналів використовується лише одна вхідна антена.

4.4. Звуження та розширення сигналів за допомогою кореляції імпульсів магнітостатичних хвиль.

У системах обробки інформації може виникати ситуація, коли в реальному часі потрібно проводити маніпуляції з формою, фазою чи тривалістю інформаційного сигналу. Тому в даній частині дисертаційної роботи зроблено акцент на використанні параметричної взаємодії спінових хвиль у хвилеводах з тонких плівок ЗІГ для стиснення та розширення у часі імпульсів з метою їх подальшого використання у системах обробки інформації.

Теоретично та експериментально досліджено можливість використання пасивної та активної ЛЗ для кореляції імпульсів МСХ у тонких плівках ЗІГ. В основу запропонованого методу покладено явище нелінійної взаємодії спінових хвиль між собою та з параметричним накачуванням. Показано можливість стиснення та розширення сигналів ЗОМСХ, а також

досліджено залежність тривалості вихідних сигналів від потужності накачування.

Досить давно відомо, що за допомогою активної магнітостатичної лінії затримки можна обробляти сигнали на магнітостатичних хвилях тощо. На даний момент вже реалізовано контрольовану затримку та обернення хвильового фронту МСХ [92]. Методи керування сигналами та реалізація складних функцій обробки сигналів у процесі їх часової затримки добре вивчені в акустиці. Відомі конволюція, кореляція, стиснення та розширення сигналів, отриманих за допомогою багатопровідних ліній затримки з використанням параметричної взаємодії акустичних хвиль на прикладі плівок ніобату літію $LiNbO_3$ [68, 93]. Проте, використання ліній затримки на акустичних хвилях дозволяє працювати з частотами порядку 5 – 500 МГц, у той час, як лінії затримки на магнітостатичних хвилях можна використовувати на частотах в десятки гігагерц. Тому було поставлено за мету теоретично та експериментально дослідити кероване розширення та стиснення сигналів магнітостатичних хвиль.

Саме тому в даній частині дисертації розглянуто випадок взаємодії двох сигналів МСХ як однакових, так і різних частот, тобто кореляцію двох зустрічно напрямлених сигналів МСХ та кореляції сигналу МСХ з параметричним накачуванням. Сигнал кореляції в такому випадку можна записати, як це зроблено в (1.55). Причому, якщо один сигнал є вузьким імпульсом $F(\tau) = \delta(\tau)$ (може прямувати до δ - функції), то вихідний сигнал буде стиснутий в 2 рази $B(2\tau)$. Для сигналів однакової частоти, в іншому випадку, параметричне накачування призведе до розтягнення вихідного сигналу кореляції в 2 рази $B(\tau/2)$. Подібну роботу з вивчення конволюції імпульсів проведено в [72], тут же розглянуто операцію кореляції.

На базі макетів кореляторів, описаних в Розділі 2, експериментально проведено дослідження описаних вище процесів. Так, сигнал з несучою частотою $f_s \approx 4720$ МГц подавався на дотично намагнічено плівку ЗІГ

товщиною $d = 7,1 \text{ мкм}$ за допомогою вхідної антени. Плівка монтувалась у ВДР, налаштований на частоту накачування $f_p \approx 9440 \text{ МГц}$. У даному випадку використання ВДР дозволяє сконцентрувати магнітне поле хвилеводу рівномірно за всією областю плівки, так щоб на неї діяло однорідне змінне магнітне поле h_p , паралельне до постійного магнітного поля H_0 . Це значить, що для досліджень можна використовувати експериментальні секції, зображені на Рис. 2.6 та 2.7 – відповідно, для стиснення та розтягнення.

Стиснення магнітостатичних імпульсів проводилось наступним чином. На обидві антени з деякою затримкою подавались два прямокутних сигнали однакової частоти 4720 МГц , причому імпульс (1) тривалістю $\tau_{s1} = 10 \text{ нс}$, а другий імпульс (2) – $\tau_{s2} = 110 \text{ нс}$ (див. Рис. 4.12 (а)). Імпульсна потужність обох вхідних сигналів не перевищувала 1 мВт . Через те, що сигнали розповсюджувались назустріч один одному і мали однакову швидкість, результуючий сигнал був в 2 рази коротшим, ніж сигнал (2) Рис. 4.12 (б), й частота його в 2 рази більша сигнальної в силу виконання законів збереження енергії та імпульсу для магنونів (1.36). Інакше кажучи, проведено операцію кореляції. Звернемо увагу, що сигнал (1) через малу тривалість практично не впливає на вихідний сигнал, який залежить, в основному, від тривалості імпульсу (2).

Розглянутий пристрій на МСХ також можна використати і для контрольованого розширення вхідних сигналів шляхом подачі імпульсів на вхід корелятора з феритовою плівкою та ВДР. Тривалість сигналу $\tau_s = 10 \text{ нс}$, а накачування (опорного сигналу) $\tau_p = 60 \text{ нс}$. Імпульсна потужність сигналу P_s , як і в першому випадку, не перевищувала 1 мВт , а накачування P_p – 250 мВт . Сигнал на різницевої частоті буде в 2 рази довшим за τ_p (див. Рис. 4.13), але це лише для випадку малих потужностей накачування. Давно відомо, що зі збільшенням потужності накачки сигнал луни звужується.

Інакше кажучи, можна проводити операції зі стиснення магнітостатичних сигналів, отримуючи при цьому дуже вузькі імпульси.

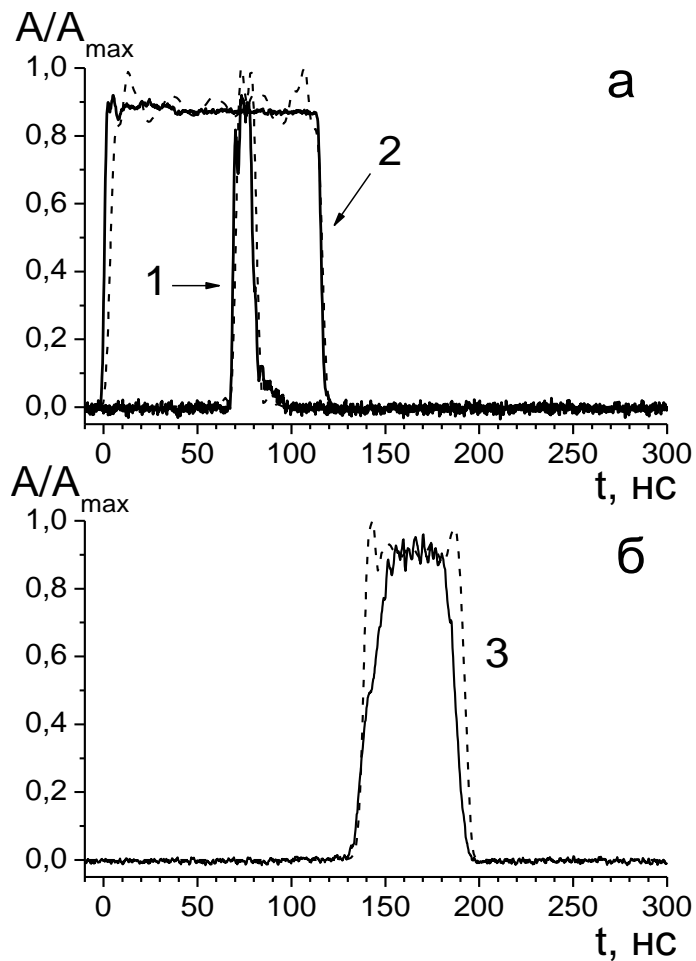


Рис. 4.12. Стиснення магнітостатичних сигналів (суцільні лінії – експеримент, пунктир – теоретичний розрахунок). (а) – вхідні сигнали на частоті 4720 МГц; (б) – вихідний стиснений сигнал на частоті 9440 МГц.

У цьому випадку, подібно до стиснення сигналів, тривалість імпульсу кореляції не залежить від тривалості сигнального імпульсу. Головним параметром тут є тривалість імпульсу накачування та його потужність.

З осцилограм на Рис. 4.13 бачимо, що є добре узгодження теоретичних та експериментальних даних. Час затримки подачі накачування $T_p = 80$ нс, а зовнішнє магнітне поле H_0 , при якому проводились вимірювання становило 939 Е. Варто також відзначити, що сигнали на

Рис. 4.12 та 4.13 нормовані до одиниці, в реальності – вони відрізняються на декілька десятків децибел.

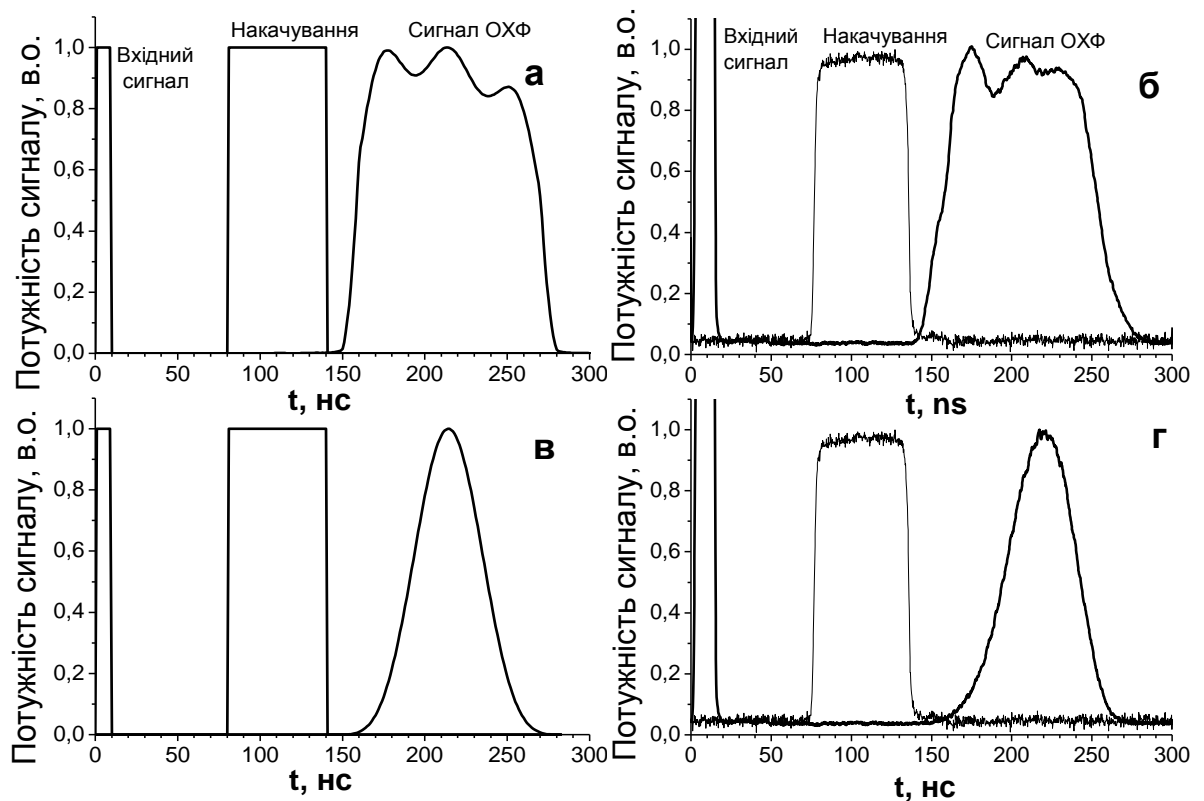


Рис. 4.13. Розширення магнітостатичних сигналів; (а) та (в) – теоретично розраховані криві $V_k h_p = 2$ МГц та 13 МГц відповідно, (б) та (г) – експериментальні осцилограми за потужностей накачування $P_p = 12,5$ мВт та 120 мВт відповідно.

У висновку варто відзначити, що використання ПЛЗ та АЛЗ на базі магнітостатичних спінових хвиль у плівках ЗІГ дозволяє здійснити кореляцію сигналів НВЧ. Експериментально на частоті 4720 МГц отримано стиснення та розширення вхідних імпульсів МСХ. При цьому проведені теоретичні розрахунки добре узгоджуються з експериментом. Будемо сподіватися, що досліджені методики знайдуть своє застосування у приладах обробки сигналів на базі магнітостатичних хвиль.

4.5. Дослідження спектрів МСХ у тонких плівках ЗІГ за допомогою нелінійної взаємодії спінових хвиль.

Як буде показано нижче, кореляцію або нелінійну взаємодію магнітостатичних хвиль можна використовувати й для дослідження властивостей середовища, в якому ці хвилі поширюються. Отже, в даній частині дисертаційної роботи представлено нову методику дослідження спектрів зворотних ЗОМСХ та ПМСХ в тонких плівках ЗІГ. В основу даної методики покладено явище нелінійної взаємодії зустрічних хвиль намагніченості в магнітних середовищах з дисперсією. Теоретичні та експериментальні дослідження проводились для сигналів прямокутної форми в 6-см діапазоні довжин хвиль. Було встановлено, що для ЗОМСХ та ПМСХ є характерним аномальне проходження сигналів вище і відповідно нижче частоти, за якої у феритовому зразку виникає ФМР, що може бути пов'язано з обмеженими розмірами плівки та кристалографічною анізотропією. Було встановлено, що запропонований метод дозволяє визначати поле, при якому у феритовому зразку виникає ФМР з точністю до 2 Е.

Основна ідея запропонованої методики полягає в дослідженні поведінки сигналу конволюції двох зустрічних сигналів МСХ при зміні зовнішнього магнітного поля, прикладеного до зразка ЗІГ (плівки) таким чином, щоб сканувати весь спектр спінових хвиль, що можуть збуджуватись у плівці за заданої геометрії поля. При цьому, якщо врахувати, що для сигналу конволюції співвідношення сигнал-шум буде більше приблизно на 25 дБ, ніж для сигналів, що розповсюджуються в плівці, то маємо значно більшу чутливість при дослідженні параметрів плівки. Оскільки у взаємодії беруть участь в основному магнони з однаковою частотою, то навіть невелика кількість цих квазічастинок може давати значний сигнал конволюції. Ця властивість може допомогти при дослідженні структури спектра спінових хвиль.

Для теоретичного опису процесів розповсюдження і нелінійної взаємодії сигналів МСХ у плівці ЗІГ використовувалась запропонована раніше модель магнітного середовища з дисперсією [83]. Для аналізу можна користуватись наближеними дисперсійними рівняннями, як, наприклад, у [30] чи [24]. Також враховувався той факт, що плівки ЗІГ різної товщини мають свою селективність. Емпіричні вирази для її опису геометрії ЗОМСХ та ПМСХ, відповідно, можна подати рівняннями (2.4) та (2.5). Варто пам'ятати, що для опису процесу підходить вираз для амплітуди електромагнітних коливань у діелектричному резонаторі (4.8), який є пропорційним до конволюції вхідних сигналів.

Експериментальне дослідження нелінійної взаємодії зустрічних сигналів прямокутної форми та однакової частоти проводились на розробленому раніше мікрохвильовому конвольвері на основі плівки ЗІГ, розміщеної всередині ВДР (див. Рис.2.6).

На Рис. 4.14 зображено результати числового моделювання нелінійної взаємодії сигналів ЗОМСХ у тонких плівках ЗІГ. З даного рисунка видно характерну залежність сигналу конволюції на виході системи від зовнішнього магнітного поля, прикладеного до зразка плівки ЗІГ. Також з вказаного графіка видно, що зі зменшенням ширини смуги пропускання експериментальної секції з плівкою зменшується і відгук системи на сумарній частоті вхідних сигналів. Це є важливим фактором в дослідженнях, де використовуються плівки різної товщини та різне узгодження мікросмужкових антен-перетворювачів, тому важливий сам вибір необхідної товщини плівки для тих чи інших досліджень.

З Рис. 4.14 також можна побачити, що за значень ширини смуги пропускання експериментальної секції порядку 200 МГц та вище ця залежність набуває прямокутного профілю. Це є прямим наслідком того, що АЧХ експериментальної секції з плівкою при збільшенні товщини плівки набуває обмеженого за частотою прямокутного профілю.

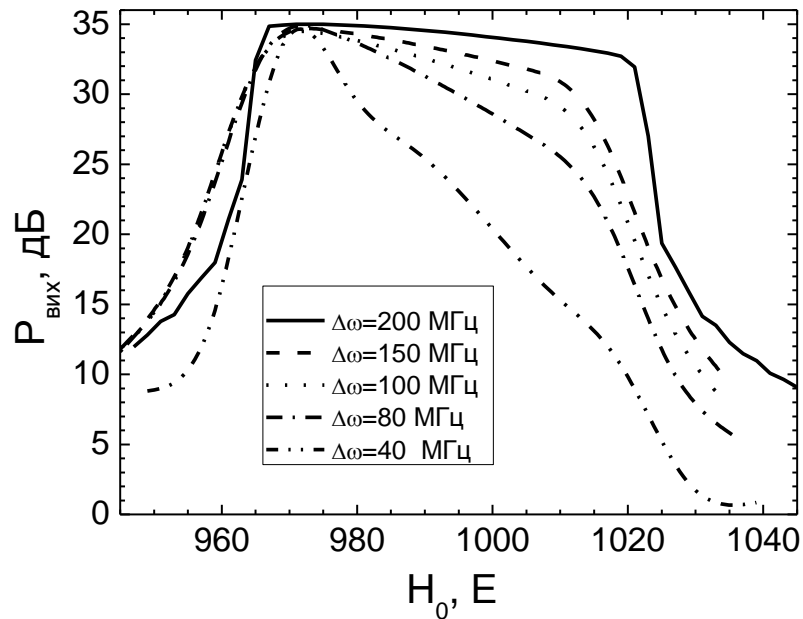


Рис. 4.14. Теоретичні залежності потужності сигналу конволюції двох сигналів прямокутної форми для різних значень ширини смуги пропускання $\Delta\omega$ експериментальної секції.

В моделюванні використовувались розраховані теоретично, за формулами, наведеними в роботі [30], значення ширини смуги пропускання для геометрії ЗОМСХ та ПМСХ, що дорівнюють 80 МГц і 170 МГц відповідно. Дані числові значення є наслідком того, що мікросмужкова антена-перетворювач шириною 25 мкм, що використовується в дослідженнях, може збудити максимальний хвильовий вектор $k_0 = 1256 \text{ см}^{-1}$, якому й відповідає максимальне значення смуги пропускання магнітної структури заданої товщини.

На Рис. 4.15 (ліворуч) представлено теоретичні та експериментальні залежності сигналу конволюції імпульсів прямокутної форми від зовнішнього магнітного поля, прикладеного до феритового зразка. Ідея експерименту полягає в тому, щоб в нелінійному середовищі скласти два сигнали від двох генераторів НВЧ та дослідити поведінку отриманого сигналу на сумарній частоті від зовнішніх параметрів. Так, від генератора Г4-81 (максимальна вихідна потужність 20 мВт) та Г0-10 (максимальна

імпульсна вихідна потужність 2 Вт) на вхідні антени експериментальної секції подавались сигнали прямокутної форми. Потужність сигналів регулювалась за допомогою прецизійних поляризаційних хвилеводних атенуаторів типу ДЗ-31. Частота обох вхідних сигналів дорівнювала $\omega_{s+} = \omega_{s-} = 2\pi \cdot 4725$ МГц, а їх тривалість $\tau_s = 100$ нс за середньої за період потужності вхідних сигналів P_s порядку -7 дБм. Знаки $+/-$ при індексах частоти визначають напрямок поширення сигнальної хвилі. Сигнал конволюції знімався на сумарній частоті вхідних сигналів $\omega_{out} = 2\pi \cdot 9450$ МГц за допомогою ВДР та подавався на каскад підсилювачів і квадратичний детектор. Обвідні досліджуваних сигналів спостерігались та фіксувались за допомогою цифрового осцилографа, а їх потужність вимірювалась компенсаційним методом з точністю до 0,1 дБ прецизійним атенуатором. Магнітне поле постійного магніту неперервно змінювалось у межах від 850 Е до 1050 Е за допомогою механічного приводу та системи розгортки поля на базі стабілізатора струму S10-C (для плавної перебудови). Таким чином, плавно змінюючи зовнішнє магнітне поле, можна керувати положенням дисперсійної залежності для заданого типу хвиль відносно частоти вхідного сигналу. В результаті взаємодії зустрічних сигналів виникав сигнал конволюції на сумарній частоті, для якого, як описано в роботі [2], співвідношення сигнал-шум збільшувалось більш ніж на 20 дБ. Таким чином, при плавній перебудові магнітним полем можна зі значно більшою чутливістю, ніж за допомогою пасивної лінії затримки [83], досліджувати спектр магنونів.

На Рис. 4.15 (праворуч) детально зображено область полів, нижче поля H_{\perp} , при якому у феритовому зразку виникає ФМР. З рисунка також видно, що на залежностях вихідного сигналу конволюції від зовнішнього магнітного поля присутня тонка структура в області поля H_{\perp} . Це можна пояснити тим, що теоретичний розрахунок спектрів МСХ проводився для феритового зразка обмеженого тільки по осі z , а в експерименті

використовувались зразки зі строго обмеженими розмірами у всіх трьох напрямках.

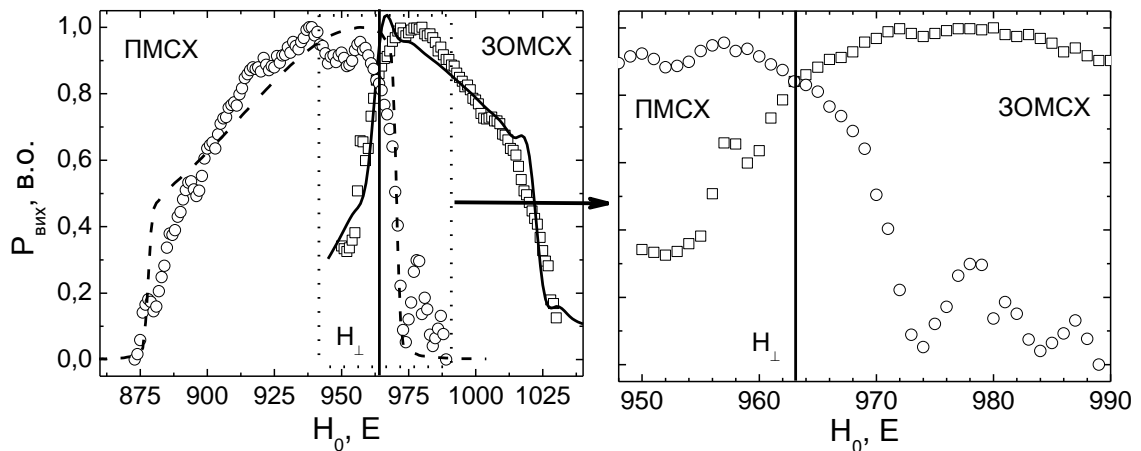


Рис. 4.15. Теоретичні й експериментальні залежності сигналу конволюції двох прямокутних імпульсів від зовнішнього магнітного поля для геометрії ЗОМСХ та ПМСХ.

Дане наближення може призвести до того, що на межі спектрів різних типів хвиль може відбуватись взаємне проникнення хвиль в області спектра, де вони як би не повинні існувати, або можливе збудження вищих мод намагніченості зі значно меншим порогом. Також у зміні структури спектра може брати участь і кристалографічна анізотропія зразка.

Враховуючи специфіку спектрів ЗОМСХ та ПМСХ, а саме – їх сусіднє положення при однаковому тангенціальному намагніченні, можна з високою точністю визначити поле H_{\perp} . Останнє твердження є можливим, оскільки для однакових частот сигналів ЗОМСХ та ПМСХ криві вихідного сигналу конволюції від зовнішнього магнітного поля повинні перетинатись саме при магнітному полі, що межею між спектрами ЗОМСХ та ПМСХ. Так, з похибкою в 2 Е було розраховано значення цього поля й складало воно 963 Е. Для порівняння, визначене іншим методом, запропонованим в [94], це значення складало 967 Е, похибка при цьому залишалась незмінною. Виходячи з усього вищесказаного, дану методику можна використовувати не

тільки для конволюції/кореляції сигналів та кореляційного прийому в діапазоні НВЧ, а й для визначення характерних параметрів плівок ЗІГ.

Таким чином, у роботі теоретично та експериментально досліджено нелінійну взаємодію зустрічних хвиль намагніченості в магнітних середовищах з дисперсією. Було встановлено, що дана методика при скануванні магнітним полем дозволяє досліджувати спектри магنونів. Чутливість даного методу дозволяє досліджувати взаємодію магنونів в області частот вище верхньої межі спектра ЗОМСХ та нижче нижньої межі спектра ПМСХ. Варто відзначити, що даний метод можна використати для точного визначення зовнішнього магнітного поля, при якому у феритовому зразку наявний ФМР, з точністю до 2 Е. Для теоретичного опису експерименту використовувалась математична модель нелінійної взаємодії МСХ у плівках ЗІГ, що враховує вплив АЧХ секції. Експериментальні результати добре відповідають теоретичному моделюванню. Таким чином, запропонована методика може знайти своє застосування для дослідження спектрів магنونів в широкому діапазоні частот.

ВИСНОВКИ

В даній роботі виконано експериментальне дослідження можливості обробки мікрохвильових сигналів за допомогою нерезонансного обернення хвильового фронту спінових хвиль, основаної на використанні паралельного параметричного накачування. Отримано такі наукові результати:

1. Експериментально досліджено явище нерезонансного ОХФ СХ паралельним параметричним накачуванням, коли частота сигналу не співпадає з половинною частотою накачування. Показано можливість його використання для задач спектрального аналізу, мікрохвильової фільтрації та розділення мікрохвильових сигналів у плівках ЗП. Встановлено, що максимальне підсилення сигналів відбувається на половині частоти накачування, а смуга підсилення залежить від його потужності та тривалості. Отримано мінімальну смугу пропускання порядку 2 МГц; вдалося реалізувати розділення імпульсних сигналів близьких частот з різницею за несучою частотою більше 20 МГц і монохроматичних – 2 МГц, що добре узгоджується з результатами числового моделювання.
2. Експериментально і теоретично досліджено ОХФ параметричним накачуванням за умов анізотропної дисперсії для випадку невзаємних ПМСХ. Виявлено, що ОХФ можливе лише з перетворенням частоти вниз, якщо пряма хвиля поширюється поблизу металізованої поверхні плівки. Максимальний зареєстрований зсув частоти досягав 800 МГц. Встановлено, що при заданому зовнішньому магнітному полі можлива стабілізація частоти оберненого сигналу при зміні частоти вхідного сигналу до 100 МГц.
3. Експериментально досліджено три різновиди кореляційних приймачів НВЧ сигналів на базі параметричної взаємодії СХ і запропоновано методику, що дозволяє використовувати лише одну антену корелятора

як для вхідного, так і для вихідного сигналів. Показано, що в такій системі можна підвищити співвідношення сигнал/шум на 20 дБ. Запропоновано методику використання ОХФ СХ для створення обернених у часі сигнальних імпульсів.

4. Запропоновано та експериментально апробовано методику дослідження спектрів СХ у тонких плівках ЗПГ за допомогою нелінійної взаємодії СХ. Встановлено, що дана методика дозволяє з похибкою в 2 Е визначати магнітне поле, що відповідає граничній частоті спектра СХ для заданої геометрії поля.

Автор висловлює подяку науковому консультанту роботи доктору фізико-математичних наук, професору, заслуженому професору Київського національного університету імені Тараса Шевченка, заслуженому діячу науки й техніки України Мелкову Г.А.

Автор також дякує співробітникам лабораторії оптичної та мікрохвильової обробки інформації та теорії середовищ факультету радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем Київського національного університету імені Тараса Шевченка за сприяння виконанню даної роботи.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Мелков Г.А. Обернення хвильового фронту з конверсією частоти в анізотропних середовищах / Мелков Г.А., Чумак А.В., Васючка В.І., Мойсеєнко В.А. // Вісник Київського Університету. Серія: фізико-математичні науки. – 2007. – вип.1. – С. 275 – 279.
2. Vasyuchka V. I. Correlation receiver of below-noise pulsed signals based on parametric interactions of spin waves in magnetic films / V. I. Vasyuchka, G. A. Melkov, V. A. Moiseienko, A. V. Prokopenko, A. N. Slavin // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2009. –321. – P. 3498 – 3501.
3. Vasyuchka V. I. Non-resonant wave front reversal of spin waves used for microwave signal processing / V. I. Vasyuchka, G. A. Melkov, A. N. Slavin, A. V. Chumak, V. A. Moiseienko, B. Hillebrands // Journal of Physics D: Applied Physics – 2010. – 43. – P.325001 (4pp).
4. Kobeliatskyi V. Correlation receiver with wav front reversal of magnetostatic waves / V. Kobeliatskyi, G. Melkov, V. Moiseienko, O. Prokopenko // Bulletin of University of Kyiv. Series: RadioPhysics & Electronics – 2010. – No.13. – P. 49-51.
5. V. A. Moiseienko Magnetostatic Correlator of Microwave Signals with the Internal Wave Front Reversal / V. A. Moiseienko, G. A. Melkov // Radioelectronics and Communications Systems – 2011, – Vol. 54, Issue 4, P. 204-207.
6. D. Bozhko Backward volume magnetostatic waves signals separation by electromagnetic pumping / D. Bozhko, G. Melkov, V. Moiseienko // Bulletin of University of Kyiv. Series: RadioPhysics & Electronics – 2011. – No.16. – P. 9-11.
7. Мойсеєнко В.А. Дослідження спектрів МСХ в тонких плівках ЗІГ за допомогою нелінійної взаємодії спінових хвиль / Мойсеєнко В.А., Мелков Г.А. // Вісник Київського національного університету імені

Тараса Шевченка. Серія: фізико-математичні науки – 2012. – № 1. – С. 279-284.

8. Мойсеєнко В.А. Про збудження магнітостатичних хвиль мікросмужковими антенами / Мойсеєнко В.А. Вісник Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Серія: фізико-математичні науки – 2012. – № 2. – С. 279-282.
9. Мелков Г.А. Использование активной линии задержки для корреляции импульсов магнитостатических волн / Мелков Г.А., Васючка В. И., Чумак А. В., Мойсеєнко В. А. // Материалы XVII международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», (КрыМиКо'2007), 10-14 сентября, 2007. – Севастополь, Крым (Украина), 2007. – С. 450 - 451.
10. Melkov G. A. Nonresonant wave front reversal / G. A. Melkov, V. A. Moysenko, V. I. Vasyuchka, A. V. Chumak, A. N. Slavin // Proceedings of the International conference “Functional Materials”, (ICFM'2007), October 1-6, 2007. – Partenit, Crimea (Ukraine), 2007. – P. 313.
11. Melkov G. A. Nonresonant wave front reversal of microwave spin waves / G. A. Melkov, V. A. Moysenko, V. I. Vasyuchka, A. V. Chumak, A. N. Slavin // Proceedings of the 52-nd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials, (MMM'2007), November 5-9, 2007. – Tampa, Florida (USA), 2007. – P. 88
12. Мойсеєнко В. А. Вузкосмуговий фільтр на магнітостатичних хвилях / В. А. Мойсеєнко, В. І. Васючка, А. В. Чумак, Г. А. Мелков // Збірник праць VII Харківської конференції молодих вчених "Радіофізика і електроніка", 12-14 грудня, 2007. – Харків (Україна), 2007. – С. 65
13. Мойсеєнко В.А. Корреляционная обработка информации в пленках железо-иттриевого граната / Мойсеєнко В.А., Васючка В.И., Слободянюк Д.В., Мелков Г. А. // Сборник трудов 4-й международной молодежной научно-технической конференции “Современные проблемы

- радиотехники и телекоммуникаций” (РТ-2008), 21-25 апреля, 2008. – Севастополь (Украина), 2008. – С. 120.
14. Melkov G.A. Correlation receiver of below-noise pulsed signals based on the parametric interactions of spin waves in magnetic films / G.A. Melkov, V.I. Vasyuchka, V.A. Moiseienko, A.N. Slavin // Proceedings of the International Magnetic Conference (Intermag 2008), May, 4-8, 2008. – Madrid (Spain), 2008. – P. 297.
 15. Мелков Г. А. Использование корреляционной обработки информации в ферромагнитных пленках для выделения сигналов из уровня шума / Мелков Г. А., Мойсеенко В. А., Прокопенко А. В., Слободянюк Д. В. // Сборник трудов XVIII-й международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2008), 8-12 сентября, 2008. Севастополь, Крым (Украина), 2008. – С. 501-502.
 16. Moiseienko V. A. Microwave correlator with wave front reversal of backward volume magnetostatic waves / V. A. Moiseienko, O. V. Prokopenko, Iu. V. Kobeliats'kyi, G. A. Melkov // Proceedings of the Ninth International Young Scientists' Conference on Applied Physics, June, 17-20, 2009, – Kyiv (Ukraine), 2009. – P. 32.
 17. Melkov G. A. Microwave division of backward volume magnetostatic waves in yttrium-iron garnet films // G. A. Melkov, V. A. Moiseienko, D.A. Bozhko // Proceedings of the V International Conference “Electronics and applied physics”, October, 21-24, 2009, – Kyiv (Ukraine), 2009. – P. 49
 18. Мойсеєнко В. А. Розділення сигналів зворотних об'ємних магнітостатичних хвиль за допомогою електромагнітної накачки / В. А. Мойсеєнко, Д. А. Божко, О. В. Прокопенко, Г. А. Мелков // Збірник праць ІХ-ї Харківської конференції молодих вчених "Електромагнетизм, фотоніка та біофізика", 1-3 грудня, 2009, – Харків (Україна), 2009. – С. 56
 19. Мойсеенко В. А. Корреляционный приёмник на магнитостатических волнах с внутренним обращением сигнала / Мойсеенко В. А.,

- Кобеляцкий В. Ю. // Сборник трудов 6-й Международной молодежной научно-технической конференции “Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций” (РТ-2010), 19-24 апреля, 2010, – Севастополь, Крым (Украина), 2010. – С. 204.
20. Borysenko O.V. Investigation of magnon spectrum in yttrium-iron garnet films using nonlinear interaction of backward volume magnetostatic wave signals / Borysenko O.V., Kobeliatskyi V.Yu., Moiseienko V.A., Melkov G.A. // Proceedings of the X-th International Young Scientists' Conference on Applied Physics, June, 16-19, 2010, – Kyiv (Ukraine), 2010. – P. 42-43.
 21. Kobeliatskyi V.Yu. Investigation of magnon spectrum in yttrium-iron garnet films using nonlinear interaction of surface magnetostatic wave signals / Kobeliatskyi V.Yu., V. A. Moiseienko // Proceedings of the VI International Conference “Electronics and applied physics”, October, 20-23, 2010, – Kyiv (Ukraine), 2010. – P. 60-61
 22. V. A. Moiseienko About excitation of magnetostatic waves by microstrip antennas / V. A. Moiseienko // Proceedings of the XII'th International Young Scientists' Conference on Applied Physics, May, 23-26, 2012, – Kyiv (Ukraine), 2012. – P. 67-68.
 23. Moiseienko V. A. Parametric frequency conversion of signal in a magnetic field regulated intermediate frequency / Moiseienko V. A., Melkov G.A. // Proceedings of the VIII International Conference “Electronics and applied physics”, October, 24-27, 2012, – Kyiv (Ukraine), 2012. – P. 60.
 24. Гуревич А. Г. Магнитные колебания и волны / А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков – М.: Наука, 1994.– 464 с.
 25. Ахиезер А.И. Спиновые волны / Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Плетминский С.В. – М.: Наука, 1967. –368 с.
 26. Вендик О.Г. Нестабильность спиновых волн в касательно намагниченных ферромагнитных пленках / Вендик О.Г.,

- Калиникос Б.А., Чарторижский Д.Н. // Физика твердого тела – 1977. – Том 19, Вып. 2. – С. 387-396.
27. Daniel M. R. Linearly dispersive delay line at microwave frequencies using magnetostatic waves / M. R. Daniel, J. D. Adam, T. W. O’Keeffe // Ultrasonics Symposium. –1979. – P. 806-809.
 28. O’Keeffe T. W. Magnetostatic surface-wave propagation infinite samples / T. W. O’Keeffe, R. W. Patterson // Journal of Applied Physics.– 1978.– V. 49, №9. – P. 4886-4895.
 29. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках / А. Г. Гуревич. – М.: Наука, 1973.– 592 с.
 30. Kalinikos B. A. Excitation of propagating spin waves in ferromagnetic films B. A. Kalinikos // Proceedings of the Institute of Electrical and Electronics Engineers.– 1980.– V. 127.– P. 4-10.
 31. Stancil D. D. Theory of magnetostatic waves / D. D. Stancil. – New York: Springer-Verlag, 1993. – 214 p.
 32. De Wames R. E. Dipole-exchange spin waves in ferromagnetic films / R. E. De Wames, T. Wolfram // Journal of Applied Physics. – 1970. – V. 41, № 3. – P. 987-993.
 33. De Wames R. E. Experimental test for pinned spins in ferromagnetic resonance / R. E. De Wames, T. Wolfram // Physical Review Letters. – 1971. – V. 26, № 23. – P. 1445-1448.
 34. Мелков Г. А. Параметрическое возбуждение спиновых волн поверхностной магнитостатической волной / Г. А. Мелков, С. В. Шолом // ЖЭТФ. – 1989. – Т. 96, Вып.2(8). –С. 712-719.
 35. Synogach V. T. Ultrashort microwave pulses generated due to three magnon interactions / V. T. Synogach, Y. K. Fetisov, K. Mathieu, C. E. Patton // Physical Review Letters. – 2000. – V. 85, № 10. – P. 2184-2187.
 36. Schlomann E., Green J., Milano V. Recent development in ferromagnetic resonance at high power levels // Journal of Applied Physics. – 1960. – Vol.31, No. 5 Suppl. – P. 386S-395S.

37. Нелинейные свойства ферритов в полях СВЧ: Сборник статей (Переведенных с английского) Под. Ред. А.Л. Микаэляна. – М.: ИЛ, – 1963. –256 с.
38. Sawado E. Scattering of spin waves by pores in ferrimagnetic materials / E. Swado // *Physical Review B*.– 1976.– V. 14, № 1.– P. 174-178.
39. Schlomann E. Instability of spin waves and magnetostatic modes in a microwave magnetic field applied parallel to the dc field / E. Schlomann, R. I. Joseph // *Journal of Applied Physics*.– 1961.– V.32, № 6.– P. 1006-1014.
40. Suhl H. Theory of Ferromagnetic Resonance at Hight Signal Powers / H. Suhl // *Journal of Physics and Chemistry of Solids* – 1957. – V. 1, №4. – P.209-227.
41. Зельдович Б. Я. Обращение волнового фронта / Б. Я. Зельдович, Р. Ф. Пилипецкий, В. В. Шкунов.– М.: Наука, 1985.– 247 с.
42. Kaplan D. E. Magnetostatic mode echo in ferromagnetic resonance / D. E. Kaplan // *Physical Review Letters*. – 1965. – V. 14, № 8. – P. 254-256.
43. Данилов В.В. Спін-хвильова електродинаміка: підручник / Данилов В.В., Зависляк І.В., Нечипорук О.Ю. – К.: ВПЦ "Київський університет", 2008 - 351 с.
44. Kurnit N. A. Obzervation of photon echo / N. A. Kurnit, I. D. Abella, S. R. Hartmann // *Physical Review Letters*. – 1964. – V. 13. – P. 567.
45. Hermann G. F. Echo processes in a plasma / G. F. Hermann, R. F. Whitmer // *Physical Review*. – 1968. – V. 143. – P. 122.
46. Alloul H. New echo phenomena in superconductors and normal metals / H. Alloul, C. Froidevaux // *Physical Review Letters*. – 1968. – V. 20, № 22. – P. 1235-1236.
47. Hahn E. L. Spin echoes / E. L. Hahn // *Physical Review*. –1950. – V.80, № 4. – P. 580-594.
48. Hahn E. L. Free nuclear induction / E. L. Hahn // *Physic Today*. –1953. – V.6, № 11, P. 4-9.

49. Kaplan D. E. Amplified ferrimagnetic echoes / D. E. Kaplan, R. M. Hill, G. F. Hermann // *Physical Review Letters*. – 1968. – V. 20, № 21. –P. 1156-1158.
50. Kaplan D. E. Amplified ferrimagnetic echoes / D. E. Kaplan, R. M. Hill, G. F. Hermann // *Journal of Applied Physics*. – 1969. – V. 40, № 3. – P. 1164-1171.
51. Kaplan D. E. Amplified ferrimagnetic echoes in coupling of monocrystal and polycrystal YIG / D. E. Kaplan, W. Y. Dobrov, G. F. Hermann // *Magnetism and Magnetic Materials: 17 AiP Apl. Conf.*, 1971. – Chicago, 1971. – P. 1569.
52. Hermann G. F. Role of mode interaction in the amplification and suppression of echoes / G. F. Hermann, D. E. Kaplan, R. M. Hill // *Physical Review*. – 1969.– V. 181, № 2. – P. 829-841.
53. Гитлин М. С. Модуляционное эхо в диспергирующих средах / М. С. Гитлин, Л. А. Островский // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. –1983.– Т.85, Вып.2(8).– С. 487-499.
54. Серга О. О. Відлуння магнітостатичних хвиль в епітаксціальних плівках фериту-гранату ітрію: дис...канд. фіз.-мат. наук: 01.04.03/ Серга Олександр Олександрович. – К., 1995. – 97 с.
55. Серга А. А. Эхо магнитостатических мод в пленках ЖИГ / А. А. Серга, А. В. Тычинский // *Письма в ЖЭТФ*. – 1994. – Т. 59, № 6, – С. 409-412.
56. Серга О.О., Тычинський О.В. Анізотропія електронної спінової луни в епітаксціальних плівках фериту-гранату ітрію // *Український фізичний журнал*. – 1993. – Т. 38, № 5. – С. 763-766.
57. Серга А. А. Особенности генерации электронного спинового эха в эпитаксиальных пленках ЖИГ в 3-см диапазоне / А. А. Серга, А. В. Тычинский // *Радиотехника и электроника*. – 1994. – Т. 39, № 5. – С. 822-826.

58. Сугаков В. И. Усиленное магнитостатическое эхо / В. И. Сугаков, А. В. Тычинский, В. В. Данилов // Радиотехника и электроника. – 1972. – Т. 17, № 4. – С. 781-786.
59. Данилов В. В. Усиленное спиновое эхо при накачке на двойной частоте / В. В. Данилов, В. И. Сугаков, А. В. Тычинский // Письма в ЖЭТФ. – 1972. – Т. 15, № 9. – С. 520-522.
60. Данилов В. В. О природе усиленного спинового эхо в ферритах / В. В. Данилов, А. В. Тычинский, В. И. Сугаков // Известия ВУЗов: Физика. – 1973. – № 3. – С. 37-40.
61. Мелков Г.А. Параметричне підсилення та обернення хвильового фронту пакетів магнітостатичних хвиль / Мелков Г.А., Серга О.О., Тиберкевич В.С., Олійник О.М. // Вісник Київського університету. Серія: фізико-математичні науки. – 1998, № 3. – С. 327-333.
62. Ярив А. Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх.– М.: Мир, 1987.– 616 с.
63. Serga A. A. Phase-sensitive Brillouin light scattering spectroscopy from spin-wave packets / A. A. Serga, T. Schneider, B. Hillebrands, S. O. Demokritov, M. P. Kostylev // Journal of Applied Physics – 2006. –Vol. 89, – P. 063506 (3 pages).
64. Demokritov S. O. Bose-Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping / S. O. Demokritov, V. E. Demidov, O. Dzyapko, G. A. Melkov, A. A. Serga, B. Hillebrands, A. N. Slavin // Nature – 2006. – Vol. 443. P. 430-433.
65. Гордон А. Л. Обращение волнового фронта линейных сигналов и солитонов магнитостатических волн / А. Л. Гордон, Г. А. Мелков, А. А. Серга, А. Н. Славин, В. С. Тиберкевич, А. В. Багада // Письма в ЖЭТФ.–1998.– Т. 67, Вып. 11.– С. 869-873.
66. P. Clausen Stimulated thermalization of a parametrically driven magnon gas as a prerequisite / P. Clausen, D. A. Bozhko, V. I. Vasyuchka, B. Hillebrands,

- G. A. Melkov, and A. A. Serga // *Physical Review B.*– 2015. – Vol. 91. – P. 220402(R) (5 pp.)
67. Schäfer S. Microwave spectral analysis by means of nonresonant parametric recovery of spin-wave signals in a thin magnetic film / S. Schäfer, A. V. Chumak, A. A. Serga, G. A. Melkov, B. Hillebrands // *Applied Physics Letters* – 2008. – Vol. 92. – P. 162514 (3 pages).
 68. Luukkala M. Acoustic Convolution and Correlation and the Associated Nonlinearity Parameters in LiNbO₃ / M. Luukkala, J. Surakka. // *Journal of Applied Physics* – 1972. – Vol. 43, No. 6. P. 2510-2518.
 69. Luukkala M. Convolution and time inversion using parametric interactions of acoustic surface waves / Luukkala M., Kino G.S. // *Applied Physics Letters* – 1971. – Vol. 18, No. 9. – P. 393-394.
 70. Thompson R.B. Nonlinear interaction of microwave electric fields and sound in LiNbO₃ / Thompson R.B., Quate C.F. // *Journal of Applied Physics* – 1971. – Vol. 42, No. 3. P. 907-919.
 71. Кудінов Є.В. Конвольвер на магнітостатичних хвилях в епітаксіальній феритовій плівці / Кудінов Є.В., Юрчак Н. С. // *Наукові вісті НТУУ “КПІ”* – 2005. – № 1. С. 21-26.
 72. Kobljanskyj Yu. V. Effective microwave ferrite convolver using a dielectric resonator / Kobljanskyj Yu. V., Melkov G. A., Serga A. A., Tiberkevich V. S., Slavin A. N. // *Applied Physics Letters*. – 2002. – Vol. 81, No. 9, – P. 1645-1647.
 73. Прокис Дж. Цифровая связь. Пер. с англ./ Под ред. Д. Д. Кловского / Прокис Дж. – М.: Радио и связь, 2000. – 800 с.
 74. Скляр Б. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. Пер. с англ./ Под ред. Е. Г. Грозы / Скляр Б. – М.: Издательский дом “Вильямс”, 2003. – 1104 с.
 75. Schulz M. Spin-wave correlator / Schulz M. // *Journal of Applied Physics* – 1972. – Vol. 43, No. 11. P. 4752-4755.

76. Camley R. E. Nonlinear mixing of bulk and surface magnetostatic spin waves / Camley R. E., Maradudin A.A. // *Physical Review Letters* – 1982. – V. 49, No. 2. – P. 168-172.
77. Pfeiffer H. Nonlinear mixing of magnetostatic volume modes / Pfeiffer H., Haubenreisser W. // *Physica Status Solidi (B)* – 1974. – Vol. 62. – P. K87-K90.
78. Parekh J. P. Theory of magnetostatic forward volume wave convolvers / Parekh J. P., Tuan H.S. // *IEEE Transactions on Magnetics* – 1984. Vol. MAG-20, No. 5. – P. 1249-1251.
79. Parekh J. P. Magnetostatic wave convolvers / Parekh J. P., Tuan H.S., Chang K. W. // *Circuits Systems Signal Process* – 1985. Vol. 4, No. 1-2. – P. 253-263.
80. Малорадский А. Г. Проектирование и расчет СВЧ элементов на полосковых линиях / Малорадский А. Г., Явич Л. Р. – М.: Советское радио, 1972. – 232 с.
81. Конструирование и расчет полосковых устройств / Под ред. И.С. Ковалева. – М.: Советское радио, 1974. – 295 с.
82. Панченко Б. А. Микрополосковые антенны / Панченко Б. А., Нефёдов Е. И. – М.: Радио и связь, 1986. – 144 с.
83. Чумак А.В. Параметричне відновлення сигналу пружно розсіяних спінових хвиль та коливань: дис. ... канд. фіз.-мат. наук: 01.04.03 / Чумак Андрій Васильович; КНУ імені Тараса Шевченка, радіофізичний факультет. –К. – 2008. –136 с.
84. Вашковский А.В. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот / Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. – Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, – 1993.
85. Adam J. D. Out of band suppression in MSW filters / Adam J. D. // *IEEE Trans. Mag.* – 1987. – Mag-23. – No. 5. – P. 3742-3744.
86. Smith K. R. The Cloning and Trapping of Magnetostatic Spin Wave Pulses by Parametric Pumping / K. R. Smith, V. I. Vasyuchka, M. Wu, G. A.

- Melkov, and C. E. Patton // *Physical Review B*.– 2007. – Vol. 76. – P. 054412-054418.
87. Melkov G. A. Reversal of momentum relaxation / G.A. Melkov, Yu.V.Kobljanskyj, A.A.Serga, V.S. Tiberkevich, A.N. Slavin. // *Physical Review Letters* – 2001. – Vol. 86, No. 21. – P. 4918-4921.
 88. Melkov G. A. Wave front reversal of nonreciprocal surface dipolar spin waves / G.A. Melkov, V.I. Vasyuchka, A.V. Chumak, V.S. Tiberkevich, and A.N. Slavin // *Journal of Applied Physics* – 2006. – Vol. 99. P. 08P513-08P515.
 89. Melkov G.A. Parametric interaction of magnetostatic waves with a nonlocal pump / Melkov G.A., Serga A.A., Slavin A.N., Tiberkevich V.S., Oleinik A.N., Bagada A.V. // *Journal of Experimental and Theoretical Physics* – 1999. – Vol. 89, No. 6. – P. 1189-1199.
 90. Kay S. M. *Fundamentals of statistical signal processing* / S. M. Kay Prentice-Hall PTR (Englewood Cliffs, N.J.), 1993. – 625 p.
 91. Ахманов С. А. Введение в статистическую радиофизику и оптику / Ахманов С.А., Дьяков Д.Е., Чиркин А.С. – М.: Нака, 1981. – 640 с.
 92. Kobljanskiy Yu.V. Active Magnetostatic Wave Delay Line for Microwave Signals / Kobljanskiy Yu.V., Melkov G.A., Pan V.M., Tiberkevich V.S., Slavin A.N. // *IEEE Transactions on Magnetics*, – 2002. – Vol. 38. p. 3102-3104.
 93. Коллинз Дж. Перспективы использования линий задержки на поверхностных волнах в качестве специальных фильтров и других устройств / Дж. Коллинз Дж., Хэгэн П. // *Электроника* – 1970, Т. 43, №2, – с. 23-35.
 94. А. Чумак Дослідження профілів вихідних імпульсів пасивної і активної ліній затримки сигналів на зворотніх об'ємних магнітостатичних хвилях / А. Чумак, В. Васючка, Ю. Коблянський // *Вісник Київського Національного Університету ім. Т. Шевченка. Серія: фізико-математичні науки* – 2004, вип.1, С. 353 - 360.