

ІНСТИТУТ МАГНЕТИЗМУ
НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ
ТА МІНІСТЕРСТВА ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ВЕРБА Роман Володимирович

УДК 537.6/.8, 537.86, 537.39

**СПІНОВІ ХВИЛІ У НАДТОНКИХ МАГНІТНИХ ПЛІВКАХ ТА
НАНОСТРУКТУРАХ ПІД ДІЄЮ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ ТА
СТРУМУ**

01.04.11 — магнетизм

Автореферат
дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

Київ — 2021

Дисертацією є наукова доповідь.

Робота виконана в Інституті магнетизму НАН України та МОН України.

Науковий консультант: доктор фізико-математичних наук, професор,
член-кореспондент НАПН України
Горобець Юрій Іванович,
Інститут магнетизму НАН України та МОН України,
директор.

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, професор
Зависляк Ігор Володимирович,
Київський національний університет імені Тараса
Шевченка, професор кафедри квантової радіофізики;

доктор фізико-математичних наук, професор
Криворучко Володимир Миколайович,
Донецький фізико-технічний інститут ім.
О. О. Галкіна, заступник директора з наукової
роботи;

доктор фізико-математичних наук, професор
Кучко Андрій Миколайович,
Університет економіки та права “Крок”, перший
проректор.

Захист відбудеться «8» квітня 2021 р. о 14 годині на засіданні спеціалізованої
вченої ради Д 26.248.01 Інституту магнетизму НАН України та МОН України
за адресою: 03142, м. Київ, бульв. Вернадського, 36-Б, конференц-зал Інститу-
ту магнетизму НАН України та МОН України.

З дисертацією можна ознайомитись у бібліотеці Інституту металофізики імені
Г. В. Курдюмова НАН України за адресою: 03142, м. Київ, бульв. Вернадсько-
го, 36, та на сайті <http://ukr.imag.kiev.ua/>.

Автореферат розісланий «2» березня 2021 р.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради
к. ф.-м. н.

Л. Є. Козлова

Д 26.248.01

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Невпинно зростаючі обсяги передачі та обробки даних та інформатизації суспільства підвищують потребу подальшого розвитку елементної бази інформаційних та комунікаційних технологій, роблячи акцент на їх швидкодії, енергоефективності та доступності для масового виробництва. Це спонукає не тільки розвивати існуючу технологію кремнієвих інтегральних схем, а й проводити дослідження і розробки альтернативних підходів, від розробки нової елементної бази класичних обчислювальних систем на основі двійкової логіки до принципово нових підходів в обробці інформації та сигналів: апаратних нейронних мереж та інших нейроморфних підходів, хвильових методів обчислень, квантових обчислень, тощо.

Одним з таких перспективних напрямків є магنونіка [1*-2*] – дослідницька галузь, основною ідеєю якої є використання спінових хвиль (СХ) у магнітовпорядкованих матеріалах як носіїв інформації для створення новітніх елементів та інтегрованих систем обробки інформації та надвисокочастотних (НВЧ) сигналів. Важливими властивостями магнітовпорядкованих матеріалів є порівняно малі втрати у магнітній підсистемі (для достатньо широкого кола матеріалів), зокрема, втрати на розповсюдження СХ, що робить магнітні системи запису та обробки інформації перспективно найбільш енергоефективними серед інших альтернатив [3*], а також велике різноманіття нелінійних ефектів – а нелінійні ефекти є принципово важливими для створення як класичних систем двійкової логіки, так і різноманітних нейроморфних систем обробки інформації. Окрім того, малі довжини СХ (до десятків й одиниць нанометрів), високі власні частоти (1-100 ГГц у феромагнетиках і більше у фери- та антиферомагнетиках), широкі можливості маніпулювання дисперсією та іншими характеристиками розповсюдження СХ відкривають широкі можливості створення окремих різноманітних нанорозмірних швидкодійоучих функціональних елементів та інтегрованих систем обробки інформації та НВЧ сигналів на основі СХ.

Галузь магنونіки активно розвивається протягом останніх двох десятиріч, і на сьогодні отримано ряд суттєвих результатів. Зокрема, успішно розроблені та досліджені прототипи багатьох окремих елементів магنونної логіки, магنونних пристроїв аналогової обробки сигналів, і елементів та систем для реалізації нейроморфних підходів до обчислень [4*-6*]. Однак, необхідно зазначити, що більшість експериментів проводилась на прототипах, які, в першу чергу, зручні для досліджень та перевірки закладених принципів роботи. Зокрема, у дослідженнях зазвичай використовувались феромагнітні хвилеводи та структури мікронного і навіть субміліметрового розміру. Однак, для створення конкурентноспроможних пристроїв необхідно переходити до наномасштабів, адже це дозволяє суттєво зменшити час затримки сигналів, а також зменшити енергетичні втрати, які, грубо, є пропорційними до об'єму магнітного матеріалу. Крім того, у більшості робіт використовується збудження СХ та вплив на них за допомогою магнітних полів, створюваних електричними струмами

у розташованих поблизу провідних ліній. Великі омичні втрати струму, які можуть на кілька порядків перевищувати втрати у магнітній підсистемі у СХ пристроях мікронних розмірів, повністю нівелюють усі переваги застосування СХ з точки зору енергоефективності. Також, такий підхід складно застосовний на наномасштабах через зростаючу індуктивність та проблеми перегрівання антен, і майже у всіх роботах ширина антени складає не менше 0.5-1 мкм.

Таким чином, існує потреба розробки інших підходів до збудження та впливу на СХ, які б були суттєво енергоефективнішими та придатними до застосування на наномасштабах. З точки зору енергоефективності найбільшу увагу приділяють впливу на магнітну підсистему електричним полем завдяки магнітоелектричним (МЕ) ефектам. При використанні МЕ ефектів залишаються лише невеликі тунельні чи паразитні струми, і омичні втрати радикально зменшуються. Серед великого різноманіття МЕ ефектів [7*] найбільшу увагу з точки зору НВЧ застосувань приділяли МЕ ефекту у композитних структурах п'єзоелектрик - феромагнетик [8*]. Із його використанням було, зокрема, реалізовано збудження та прийом СХ сигналів, модуляцію СХ, ведуться розробки електрично керованих елементів магнітної логіки та інтегрованих кіл. Не применшуючи перспективи використання даного МЕ ефекту, необхідно відзначити певні проблеми на шляху його використання у пристроях магнітоніки, такі як наявність паразитних (механічних) резонансів, сильна нелінійність та наявність гістерезису, складність локалізації деформації на наномасштабі, та ризик механічного руйнування структури при прикладанні відносно великих сигналів.

У цій роботі досліджується динаміка СХ під впливом іншого, нещодавно відкритого МЕ ефекту — ефекту електрично керованої магнітної анізотропії (ЕКМА) [9*]. Цей ефект проявляється у приповерхневому шарі провідних феромагнетиків як зміна перпендикулярної магнітної анізотропії під впливом прикладеного електричного поля (напруги). Головною, хоч і не єдиною, причиною появи ЕКМА є спин-залежне екранування електронів провідності. Оскільки ЕКМА є поверхневим ефектом, він найкраще проявляється у структурах провідний феромагнетик - діелектрик з надтонким шаром феромагнетика, товщиною порядку 1 нм. ЕКМА виявляє наступні властивості: лінійність (іноді можливе переважання квадратичного ефекту), відсутність гістерезису, високу швидкодію. За допомогою ЕКМА можна досягти значних змін магнітної анізотропії феромагнетика, зокрема, достатньої для його перемагнічування. Також, очевидно, немає ніяких проблем із застосуванням ЕКМА у нанорозмірних системах – використання діелектричного шару нанометрової товщини забезпечить локалізацію електричного поля в області під електричним контактом будь-яких потрібних розмірів. Усі ці особливості роблять ЕКМА одним з найбільш перспективних МЕ ефектів для створення енергоефективних субмікронних та нанорозмірних пристроїв та елементів магнітоніки.

Здебільшого, увага до ефекту ЕКМА приверталась з точки зору застосування в елементах магнітної пам'яті, а, отже, досліджувались процеси перемагнічування та рух доменних стінок і солітонів під впливом ЕКМА. На момент

початку дисертаційних досліджень було зроблено лише експериментальні роботи по дослідженню збудження феромагнітного резонансу (ФМР) у магнітних тунельних контактах спільним впливом ЕКМА та спін-поляризованого струму та дослідження зсуву частоти ФМР під дією статичного електричного поля [10*-11*]. Тому, вивчення можливості та перспектив створення електрично керованих пристроїв магنونіки із використанням ЕКМА необхідно починати з базових питань – збудження СХ, контроль проходження та фази СХ, і потім переходити до дослідження інших ефектів, які можуть лягти в основу створення безпосередньо елементів магنونної логіки чи допоміжних елементів магنونних інтегрованих кіл.

Іншим важливим і цікавим для застосувань методом впливу на магнітну динаміку є використання ефекту спін-трансферу (СТ), який проявляється у виникненні моменту сил, що діє на намагніченість феромагнетика, при інжекції в нього спін-поляризованого електричного струму чи чистого спінового струму завдяки спін-Холл ефекту. Хоча при використанні ефекту СТ необхідно прикладати великі густини електричного струму і енергоефективність такого методу не може конкурувати з МЕ ефектами (проте є кращою за використання мікрохвильових антен), СТ має важливу особливість – завдяки йому можна досягти принципово інших типів магнітної динаміки, зокрема, збудження автоколивань, що лежить в основі роботи магнітних наногенераторів – спін-торк та спін-Холл осциляторів (СТО та СХО) [12*]. Також, ефект СТ без жодним проблем застосовний на наномасштабі.

На відміну від динаміки намагніченості під дією ЕКМА, динаміка під впливом СТ вивчена достатньо детально і багато фундаментальних аспектів є відомими. Однак, характеристики пристроїв на основі ефекту СТ, зокрема, потужність та когерентність генерації СТО та СХО, потребують подальшого удосконалення. У сучасних експериментах отримано ряд результатів [13*], які є цікавими для потенційних прикладних застосувань, у тому числі, і для вирішення вищезазначених проблем, але які не мають пояснення в рамках розв'язаних моделей, що створює необхідність подальшого розвитку теоретичних та модельних уявлень про СХ динаміку під впливом СТ.

Актуальність теми, таким чином, пов'язана зі значними перспективами застосування СХ у новітніх системах обробки інформації та НВЧ сигналів та необхідністю розробки принципів збудження та впливу на СХ, які були б енергоефективними та придатними для застосування у субмікронних та нанорозмірних системах. Важливо зазначити, що успішна розробка таких принципів не просто підвищить енергоефективність магنونних пристроїв, але й може, за оцінками, вивести магنونіку у лідери за енергоефективністю серед інших наявних та перспективних технологій обробки інформації та сигналів. Окрім цього, важливими залишаються дослідження особливостей СХ динаміки у нанорозмірних хвилеводах та розробка методів розрахунку характеристик СХ, які є необхідними для проектування елементів та інтегрованих систем магنونіки, а також продовження вивчення динаміки СТО та СХО з метою покращення характеристик цих нанорозмірних магнітних автогенераторів.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Робота над дисертацією була виконана в Інституті магнетизму НАН України та МОН України в рамках наступних науково-дослідних робіт (НДР):

- держбюджетна НДР МОН України “Вплив електричного та магнітного полів на високочастотні та морфологічні властивості магнітних наноструктур” (№ державної реєстрації (ДР) 0115U002716);
- грант Президента України для молодих вчених на 2018 р. № Ф75/151-2018 “Нелінійні спин-хвильові процеси у феромагнітних наноструктурах з інтерфейсною взаємодією Дзялошинського-Морія” (№ ДР 0118U006294);
- конкурсна НДР молодих вчених НАН України на 2019-2020 рр. № 23-04/01 “Ефекти квантування та дипольного закріплення спінових хвиль у мікрохвильовій динаміці магнітних наноструктур” (№ ДР 0119U102487);
- держбюджетна НДР МОН України “Спінова динаміка в магнітовпорядкованих матеріалах з метаповерхнями” (№ ДР 0118U004007).

У перших трьох НДР автор дисертації був керівником роботи. Дослідження також підтримувались Дослідницькою програмою “Center of Nanoferroic Devices” Національного інституту стандартів та технологій (NIST, США) та Semiconductor Research Corporation (США), Національним науковим фондом США (U.S. NSF), гранти № ECCS-1708982 “Novel Terahertz Generators Based on Magnetic Materials” та № EFMA-1641989 “Non-Reciprocal Magneto-Acoustic Waves in Chiral Magnetic Systems”, програмою ЄС “Горизонт 2020”, Marie Skłodowska-Curie Research and Innovation Staff Exchange (RISE) project No. 644348 “MagIC – Magnonics, Interactions and Complexity: a multifunctional aspects of spin wave dynamics”, та Європейською дослідницькою радою (ERC), Starting Grant № 678309 “Magnon Circuits”.

Метою дисертації є вирішення проблеми розробки нових та удосконалення існуючих енергоефективних та сумісних з нанотехнологіями методів збудження та контролю спінових хвиль у надтонких феромагнітних плівках та хвилеводах, а також дослідження особливостей лінійної та нелінійної спин-хвильової динаміки у таких структурах і вивчення можливості застосування відповідних процесів для створення функціональних елементів магنونної логіки та інших систем спин-хвильової електроніки. *Об'єктом дослідження* є спінові хвилі у надтонких феромагнітних плівках та наноструктурах. За безпосередній *предмет дослідження* було обрано лінійну, параметричну та нелінійну НВЧ спин-хвильову динаміку у надтонких феромагнітних плівках та наноструктурах під впливом квазістатичних та НВЧ електричних полів за рахунок ефекту ЕКМА, а також спин-поляризованого електричного чи чистого спінового струму.

Для досягнення мети були сформульовані та розв'язані наступні *задачі*:

1. Теоретичний розгляд можливості збудження СХ за допомогою НВЧ електричного поля у надтонких феромагнітних плівках та наноструктурах, визначення механізмів, за якими можливе збудження.
2. Побудова теорії запорогової динаміки параметрично збуджених СХ локалізованою накачкою; встановлення механізмів, які визначають стаціонарні

амплітуди параметрично збуджених СХ.

3. Розгляд особливостей проходження СХ через ЕКМА керовану внутрішню границю розділу у феромагнетику, побудова теорії проходження СХ через внутрішню границю розділу з урахуванням впливу зміни поляризації СХ.
4. Розгляд нелінійної динаміки СХ під час проходження області локалізованої накачки, дослідження механізмів, які обмежують ефективність параметричного підсилення за великих амплітуд СХ, та розгляд можливості реалізації ефекту стабілізації амплітуди СХ.
5. Вивчення фазових характеристик параметричного підсилювача біжучих СХ, дослідження можливості корекції фазових помилок СХ сигналів.
6. Теоретичне пояснення експериментально спостережених особливостей збудження СХ мод у СТО та СХО, зокрема, визначення впливу розмірності активної області осцилятора, неоднорідностей густини спінового струму накачки та внутрішнього магнітного поля.
7. Вивчення впливу інтерфейсної взаємодії Дзялошинського-Морія (ІВДМ) на СХ динаміку у СХО та параметричних підсилювачах. Розвиток теорії збудження СХ в одно- та двовимірних СХО за наявності ІВДМ.
8. Розробка методів розрахунку сталих затухання СХ під впливом нелокальних та неоднорідних дисипативних механізмів та коефіцієнтів нелінійної СХ взаємодії за наявності ІВДМ.
9. Розгляд особливостей дисперсії та структури СХ у нанорозмірних феромагнітних хвилеводах, а також лінійної та нелінійної взаємодії СХ у дипольно взаємодіючих нанорозмірних хвилеводах.

Методи дослідження: (i) методи числового розв'язання диференціальних та інтегро-диференціальних рівнянь – у дослідженні СХ динаміки під дією локалізованої параметричної накачки та динаміки СТО й СХО; (ii) теорія збурень – при дослідженні параметричного підсилення СХ великої амплітуди та затухання СХ мод; (iii) мікромагнітне моделювання – при дослідженні проходження СХ через внутрішню границю розділу; (iv) об'єднаний метод колокації та найменших квадратів – при отриманні частоти та порогів збудження СХ у двовимірному СХО за наявності ІВДМ; (v) гамільтонів формалізм СХ динаміки та класичні перетворення Голстейна-Прімакова – при дослідженні коефіцієнтів нелінійної СХ взаємодії; (vi) аналітичні методи теорії диференціальних рівнянь, математичної фізики, математичного аналізу.

Наукова новизна одержаних результатів полягає в наступному:

1. Запропоновано та обґрунтовано спосіб збудження СХ у надтонких феромагнітних плівках та наноструктурах НВЧ електричним полем за допомогою ефекту ЕКМА у нульовому зовнішньому магнітному полі. Продемонстровано можливість ефективного параметричного зв'язку з короткими обмінними СХ у хвилеводах з планарною намагніченістю.
2. Виявлено новий механізм обмеження амплітуд параметрично збуджених СХ локалізованою накачкою – нелінійну зміну групової швидкості СХ, який починає відігравати суттєву роль при субмікронних та нанорозмірних довжинах області накачки.

3. Узагальнено теорію проходження СХ через внутрішню границю розділу з урахуванням можливої зміни векторної структури (поляризації) хвилі.
4. Виявлено та пояснено зменшення ефективності параметричного підсилення біжучих СХ при збільшенні їх амплітуди. Запропоновано спосіб мінімізації цього явища для збереження ефективності підсилення нелінійних СХ. Вперше виявлено ефект стабілізації амплітуди СХ локалізованою параметричною накачкою.
5. Запропоновано та обґрунтовано спосіб підвищення ефективності та завадостійкості параметричного підсилювача СХ за рахунок невзаємного зсуву спектру СХ, викликаного, наприклад, ІВДМ, що дає змогу локалізувати холосту хвилю.
6. Вперше виявлено та досліджено утворення стійких дисипативних дипольних магнітних солітонів — дипольних СХ булетів — у квазіодновимірних СТО та СХО.
7. Пояснено механізм зменшення фазового шуму та збільшення області одномодової генерації у СХО з неоднорідним розподілом струму накачки.
8. Систематично вивчено вплив неоднорідного ландшафту внутрішнього статичного поля на динаміку СТО та СХО, продемонстровано можливість зміни типу збудженої моди з лінійно локалізованої на самолокалізовану нелінійну (СХ булет); пояснено експериментальні дані по спостереженню мод нетипового профілю у СТО впливом асиметричної потенціальної ями.
9. Вперше розроблено теорію збудження біжучих СХ в одно- та двовимірних СТО та СХО за наявності ІВДМ, пояснено спостережені у моделюванні червоний зсув частоти генерації та зменшення порогового струму зі збільшенням величини ІВДМ, а також природу спіральних СХ.
10. Розроблено метод розрахунку характеристик спрямованого відгалужувача на основі дипольно взаємодіючих нанорозмірних хвильоводів у лінійному та помірно нелінійному режимах роботи.
11. Узагальнено метод аналізу нелінійної СХ взаємодії на основі гамільтоново-го формалізму на випадок наявності антисиметричних взаємодій. Вперше виявлено нелінійність невзаємності спектру СХ, викликаного ІВДМ.

Практичне значення одержаних результатів. Запропоновані та обґрунтовані методи збудження та впливу на СХ електричним полем за допомогою ефекту ЕКМА відкривають шлях до створення енергоефективних нанорозмірних пристроїв магنونіки, які, за оцінками, можуть стати найбільш енергоефективними пристроями обробки інформації та НВЧ сигналів серед наявних та досліджуваних альтернатив. Запропоновані методи реалізації стабілізації (нормалізації) амплітуди СХ та корекції фазових відхилень СХ за допомогою взаємодії з параметричною накачкою, які є необхідними операціями для створення інтегрованих магنونних кіл. Пояснені механізми стабілізації “великих” дипольних солітонів у СХО і СТО та впливу неоднорідності струму накачки на динаміку цих солітонів відкривають шлях до збільшення потужності генерації та підвищення когерентності СХО та СТО. Виявлений ефект нелінійності невзаємного розщеплення спектру СХ за наявності ІВДМ може лягти в основу

невзаємних пристроїв, керованих потужністю. Насамкінець, розроблені методи розрахунку дисперсійних характеристик, сталих затухання, коефіцієнтів нелінійної взаємодії СХ, а також величини дипольного зв'язку між СХ у сусідніх хвилеводах будуть корисними для планування та аналізу експериментів і розробки пристроїв в області магنونіки.

Особистий внесок здобувача. Усі аналітичні розрахунки, представлені в роботі, окрім отримання наближеного загального розв'язку для профілів СХ у СХО з ІВДМ та аналізу кутової залежності хвильового числа, проведені автором особисто. Автором також проведені числові моделювання динаміки намагніченості на основі вкорочених рівнянь під дією параметричної накачки та СТ, аналіз симетрії дипольних полів поверхневих СХ мод, запропоновані пояснення появи спіральних мод у СХО з ІВДМ та ефекту розкріплення профілів СХ мод у нанорозмірних хвилеводах, та зроблені оцінки енергоспоживання параметричного підсилювача на основі ЕКМА. Мікромагнітне моделювання проходження СХ через ЕКМА-керовану область проведене автором особисто, інші мікромагнітні моделювання проведені співавторами публікацій: М. Карпентієрі, Дж. Фіноккіо, Чі Ванг, Т. Шнайдер, Ю.-Дж. Чен, М. Мосхені. При цьому автор брав безпосередню участь у розробці методики та обробці даних мікромагнітного моделювання динаміки СХ під впливом ЕКМА. Експерименти проведені співавторами (групи І. Криворотова та А. Чумака); автор брав безпосередню участь в обробці експериментальних даних по збудженню параметричного резонансу у наноточці НВЧ електричним полем та надавав рекомендації щодо коригування методики та подальших вимірів. У публікаціях [2-3, 5, 8, 10, 12, 14-15, 18-19] автор, спільно з проф. А.Славіним та В. Тиберкевичем брав участь у постановці задачі; в усіх опублікованих статтях автор брав участь в обговоренні результатів та написанні тексту. Співавторами публікацій захищено наступні дисертації: Liu Yang, "Magnetization dynamics in Pt/Ni₈₀Fe₂₀ nanowires induced by spin Hall effect", Ph.D. thesis, University of California Irvine, 2015 (експериментальні дослідження динаміки СХО); Qi Wang, "Linear and nonlinear spin waves in nanoscale magnonic structures for data processing", Ph.D. thesis, Technical University of Kaiserslautern, 2019 (мікромагнітні дослідження СХ у нанорозмірних хвилеводах, мікромагнітні та експериментальні дослідження спрямованого СХ відгалужувача).

Апробація результатів дисертації. Основні результати, викладені в дисертації, доповідались та обговорювалися на науковому семінарі Інституту магнетизму НАН України та МОН України, на семінарі лабораторії квантової електроніки Київського національного університету імені Тараса Шевченка, а також були представлені на 14 конференціях:

- 58th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials (Denver, CO, USA, November 4-8, 2013);
- 2014 IEEE International Magnetism Conference (INTERMAG) (Dresden, Germany, 4-8 May 2014);
- 59th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials (Honolulu, HI, USA, November 3-7, 2014);

- 2015 IEEE International Magnetism Conference (INTERMAG) (Beijing, China, 11-15 May 2015);
- XI international conference “Electronics and applied physics” (Kyiv, October 21-24, 2015);
- 2016 Joint MMM-INTERMAG Conference (San Diego, CA, USA, 11-15 January 2016);
- Baltic Spin 2016 (Jurmala, Latvia, 9-13 August 2016);
- 61th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials (New Orleans, LA, USA, 31 October - 4 November 2016);
- 2017 IEEE International Magnetism Conference (INTERMAG) (Dublin, Ireland, 24-28 April 2017);
- 62nd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials (Pittsburgh, PA, USA, 6-10 November 2017);
- 3rd International Advanced School on Magnonics 2018 (Kyiv, 17-21.09.2018);
- 2019 Joint MMM-INTERMAG conference (Washington, DC, USA, January 14-18, 2019);
- 9th IEEE International Conference on Nanomaterials: Applications & Properties (NAP-2019) (Odesa, September 15-20, 2019);
- 64th Annual conference on Magnetism and Magnetic Materials (Las Vegas, NV, USA, November 4-8, 2019).

Усього представлено 24 доповіді та постерні презентації, з них 13 – особисто автором, включаючи 3 запрошені доповіді [22, 31, 40].

Публікації. Усього за результатами дисертації опубліковано 47 друкованих праць. Основні результати відображені в одному розділі колективної монографії [1], 19 статтях у наукових фахових журналах [2-20], з яких 17 ([2-16, 18, 20]) опубліковані у журналах, які входять до квартилю Q1 відповідно до Scimago Scientific Journal Rankings (SJR), та 24 тезах та працях конференцій [21-44]. Додатково результати відображені у 3 статтях [45-47]. Статті [5] та [6], а також [17] та [46] опубліковані в одному випуску (номері) журналу.

Структура та обсяг дисертації. Дисертація підготована у вигляді наукової доповіді. До основної частини дисертації включено 19 статей у фахових наукових журналах, які згруповані у 5 розділів. Загальний обсяг дисертації – 249 сторінок, з яких основна частина складає 194 сторінки.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У **вступі** обґрунтовано актуальність теми, вказано зв'язок роботи з науковими програмами та темами, сформульовано мету і задачі дослідження, викладено наукову новизну та практичну цінність роботи, відображено апробацію результатів роботи та вказано кількість публікацій за темою дисертації.

У **першому розділі** “Збудження спінових хвиль надвисокочастотним електричним полем” розглядається можливість збудження біжучих СХ у нанорозмірних феромагнітних хвилеводах за допомогою ефекту ЕКМА. Принципова

ідея збудження СХ завдяки ЕКМА є простою (Рис. 1(а)) – достатньо на поверхні наносмужки феромагнетик-діелектрик створити локальний провідний затвор і прикласти до нього НВЧ напругу (іншим контактом є провідна підкладка, на якій вирошена наносмужка). Завдяки малій товщині діелектричного шару (1-2 нм, зазвичай) можна з гарною точністю вважати, що електричне поле $\mathbf{i}$, відповідно, модуляція анізотропії локалізовані під затвором і є однорідними в цій області; це наближення використовується в усій роботі.

З точки зору практичних застосувань дуже бажано працювати без прикладання статичного магнітного поля, адже це сприяє спрощенню системи та зменшенню її габаритів. За рахунок анізотропії форми та обмінної взаємодії нанорозмірні магнітні хвилеводи за відсутності зовнішнього магнітного поля можуть існувати у стійкому однорідному (чи квазіоднорідному) статичному стані, який є найбільш цікавим з точки зору застосувань, як найбільш детермінований та відтворюваний. Залежно від товщини хвилеводу h його статична намагніченість $\mathbf{M}_0$ може бути спрямована перпендикулярно площині хвилеводу (при $h < h_{\text{cr}}$) або по осі хвилеводу (при $h > h_{\text{cr}}$), що пов'язано з перпендикулярною поверхневою анізотропією (типові значення критичної товщини h_{cr} складають порядку 1 нм). У роботі розглянуті обидва випадки.

Спочатку розглядається випадок перпендикулярної намагніченості $\mathbf{M}_0/M_s = \boldsymbol{\mu} = \mathbf{e}_z$. НВЧ електричне поле $E(t)$ призводить до модуляції поверхневої перпендикулярної анізотропії $\Delta K_s = \beta E$ і, відповідно, до появи НВЧ компоненти ефективного магнітного поля $\mathbf{B}_{\text{eff}} = 2\beta E(t)/(M_s h)\mathbf{e}_z$, яка також спрямована по осі z (тут β – магнітоелектричний коефіцієнт, M_s – намагніченість насичення). Тобто, ефективне НВЧ поле паралельне до статичної намагніченості, що відповідає відомому випадку “паралельної параметричної накачки”. У цьому випадку лінійне збудження СХ неможливе, натомість, можливе параметричне збудження на половині частоти зовнішнього сигналу (у нашому випадку – прикладеної напруги) при перевищенні певного порогу (E_{th}). Задачею роботи було визначення ефективності параметричного зв'язку та порогів збудження.

Ефективність параметричної взаємодії дорівнює $V_{kk} = -i\gamma\langle \mathbf{m}_k^* \cdot \mathbf{m}_k^* \rangle / (2A_k)$, де $\mathbf{m}_k$ – профіль СХ моди з хвильовим числом $k = k_x$ (хвильове число визначається частотою накачки ω_p та законом дисперсії СХ ω_k як $\omega_p = 2\omega_k$), $A_k = i\langle \mathbf{m}_k^* \cdot \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{m}_k \rangle$ – стала нормування, і $\langle \dots \rangle$ позначає усереднення по об'єму. Мінімальний поріг збудження визначається як $E_{\text{th},\text{min}} = \Gamma_k M_s h / (2V_{kk}\beta)$, де $\Gamma_k = \varepsilon\alpha_G\omega_k + \Delta\omega_{\text{nu}}$ – стала затухання, що складається з гільбертового доданку та неоднорідного уширення лінії. СХ збуджуються при цьому порозі у випадку прикладання НВЧ напруги до всього зразка, при збудженні локалізованою накачкою довжиною L_g (див. Рис. 1(а)) поріг зменшується через радіаційні втрати, як це відомо для параметричного збудження, і визначається з рівняння $\sqrt{(V_{kk}b_{\text{th}})^2 - \Gamma_-^2} / \Gamma_- = -\text{tg} \left[\sqrt{(V_{kk}b_{\text{th}})^2 - \Gamma_-^2} L_g / v \right]$, де $\Gamma_- = \Gamma_k - \alpha V_{kk}b_{\text{th}}$, b_{th} – ефективне магнітне поле порогу ($E_{\text{th}} = M_s h b_{\text{th}} / 2\beta$), $\alpha = \tilde{b}_{2k} / \tilde{b}_0$ – коефіцієнт неадіабатичності ($\tilde{b}_k$ – Фур'є-компонента просторового профілю накачки $b_p(x)$), і v – групова швидкість СХ.

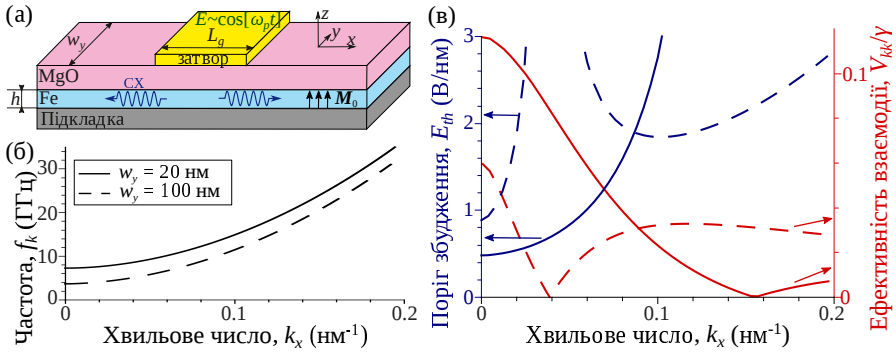


Рис. 1. (а) – Схематичне зображення структури для збудження СХ НВЧ напругою. (б) – Спектр СХ у наносмужці Fe/MgO різної ширини. (в) – Залежність ефективності параметричного зв’язку (права вісь) та мінімального порогу параметричного збудження (ліва вісь) у наносмужці Fe/MgO з перпендикулярною намагніченістю; суцільні та штрихові лінії відповідають різній ширині наносмужки, як на панелі (б).

Ефективність параметричної взаємодії, фактично, визначається еліптичністю прецесії ($V_{kk} \sim m_{k,x}^2 - m_{k,y}^2$), її залежність, а також залежність мінімального порогу від хвильового числа СХ зображена на Рис. 1(в). Розрахунки проведені для основної (однорідної) моди наносмужки Fe/MgO, які є типовою комбінацією матеріалів для спостереження ЕКМА, з товщиною Fe $h = 0.75$ нм. Видно, що більша ефективність взаємодії і менші пороги спостерігаються у вузьких наносмужках в області відносно малих хвильових чисел, що пояснюється впливом анізотропії форми. Характерні значення порогів у $0.5 - 1$ В/нм є досяжними в експерименті, подальше зменшення порогу можливе шляхом використання матеріалів з більшою ефективністю ЕКМА (наприклад, гарні перспективи є у структур SrTiO_3/Fe , $\text{Cr}/\text{Fe}/\text{MgO}$) та підвищення якості виготовлення надтонких плівок (зменшення неоднорідного уширення). Зв’язок з короткими СХ ($k_x \gtrsim 0.05$ нм $^{-1}$) є ускладненим, він може бути реалізованим у більш ширших наносмужках, в яких, однак, наявність багатьох вироджених СХ мод може вносити особливості і додаткові складнощі.

Детальніші уявлення про процес збудження СХ дають результати мікромagnetного моделювання (Рис. 2). Серед іншого, важливо відзначити можливість збудження СХ великої амплітуди (кут прецесії намагніченості до 45°). Стійкість таких нелінійних СХ пояснюється сильно розрідженим спектром СХ у наносмужці, що суттєво зменшує можливості розвитку різноманітної багатомангонної нестійкості. Незважаючи на велику амплітуду СХ, генерація характеризується високим ступенем монохроматичності, і тільки при найбільших досліджених амплітудах у частотному спектрі з’являються піки-сателіти. Крім того, відзначимо гарне співпадіння теоретично розрахованих порогів зі змодельованими.

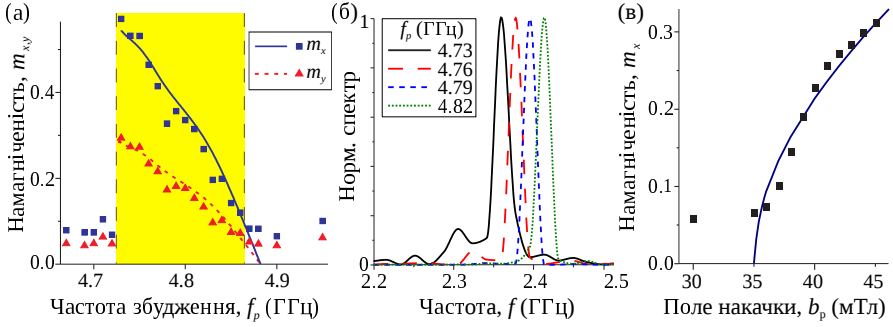


Рис. 2. Амплітуда збуджених СХ (максимальна амплітуда в області накачки), як функції частоти накачки (а) та її амплітуди (в), та спектри коливань намагніченості (б). (б) та символи у (а, в) – мікромагнітне моделювання, лінії у (а), (в) – теорія (рівняння (2)). В (а) виділено область параметричного збудження СХ, в якій частота коливань намагніченості рівна половині частоти накачки. Параметри: наносмузка CoFeB, перпендикулярна статична намагніченість, $h = 0.8$ нм, $w_y = 20$ нм, $L_g = 40$ нм. Поле ефективної накачки в (а, б) $b_p = 50$ мТл (відповідає $E = 0.78$ В/нм), частота у (в) $f_p = 4.8$ ГГц.

Перейдемо до випадку намагніченості вздовж осі наносмузки ($\mu = e_x$). У цьому випадку НВЧ напруга призводить до модуляції ефективного магнітного поля $\Delta \mathbf{B}_{\text{eff}}(t, \mathbf{r}) = 2\beta E(t, \mathbf{r})m_z(t, \mathbf{r})/(hM_s)\mathbf{e}_z$. Отже, змінна компонента ефективного поля паралельна складовій *динамічної* намагніченості і прямо впливає на неї. Однак, як видно, спектр $\mathbf{B}_{\text{eff}}$ не містить частоти зовнішнього збудження, а, натомість, містить комбінаційні частоти від частот НВЧ напруги та коливань динамічної намагніченості. Таким чином, лінійне збудження СХ у цьому випадку також неможливе (лінійне збудження можливе при статичній намагніченості, нахилений до площини наносмужки), а збудження СХ можливе за параметричним механізмом.

Ефективність параметричного зв'язку в цьому випадку дорівнює $|V_{kk}| = \gamma \langle |m_{k,z}|^2 \rangle / 2A_k$, тобто, є пропорційною *перпендикулярній динамічній компоненті намагніченості*, а не еліптичності прецесії, як у випадку класичної паралельної накачки. Це, по-перше, призводить до більшої ефективності параметричної взаємодії і, відповідно, менших порогів збудження (див. Рис. 3(а)), незважаючи на більшу товщину наносмужки порівняно з вище розглянутим випадком перпендикулярної намагніченості (нагадаємо, що ЕКМА – поверхневий ефект). Найголовніше, однак, що у цьому випадку параметричний зв'язок залишається ефективним в усьому діапазоні хвильових чисел, в тому числі і для обмінних СХ, для яких $|V_{kk}| \rightarrow \gamma/4$ (що, зазвичай, є найбільшим значенням для всього спектру СХ). Варто відзначити, що такий тип параметричного зв'язку неможливо отримати при використанні НВЧ магнітного поля, а тільки завдяки модуляції анізотропії (через МЕ ефект чи магнітострикцію).

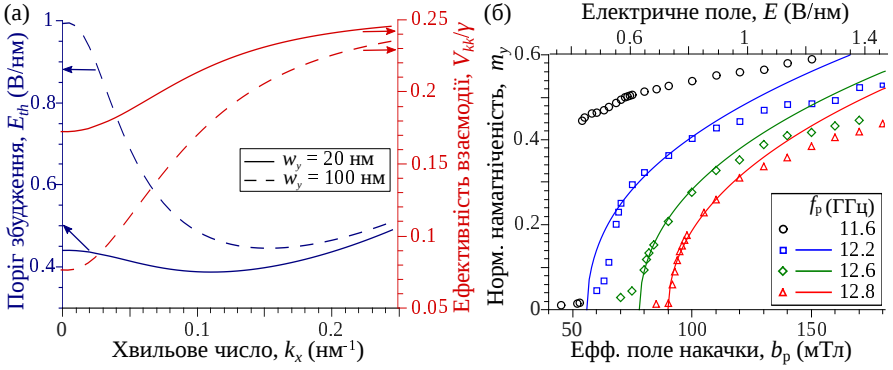


Рис. 3. (а) – Ефективність параметричного зв'язку (права вісь) та мінімальний поріг параметричного збудження (ліва вісь) у наносмужці Fe(1 нм)/MgO з планарною намагніченістю. (б) – Амплітуда збуджених СХ локалізованою накачкою ($L_g = 100$ нм) у наносмужці шириною $w_y = 20$ нм за різної частоти накачки f_p ; символи – мікромагнітне моделювання, лінії – теорія (2).

Серія мікромагнітних моделювань публікацій підтвердила параметричне збудження СХ у досліджуваній системі (Рис. 3(б)). Теоретично розраховані та отримані з моделювання пороги збудження показують гарне співпадіння, окрім випадку $\omega_p/2\pi = 12.8$ ГГц, для якого теорія дає завищене значення порогу, оскільки не враховує зміну профілю СХ в області накачки при розрахунку коефіцієнту неадиабатичності. Відзначимо, що, окрім біжучих СХ, у моделюванні спостерігалось збудження локалізованої моди (див. дані для частоти накачки $f_p = 11.6$ ГГц). У цьому випадку частота збудженої моди є меншою за найменшу частоту у спектрі СХ за рахунок від'ємного нелінійного зсуву частоти, що призводить до локалізації моди та жорсткого характеру збудження цієї моди.

Вище визначені пороги збудження СХ. Амплітуди параметрично збуджених СХ, як відомо, визначається різноманітними нелінійними процесами. В об'ємних зразках основним з таких лімітуючих процесів є 4-магنونна взаємодія між парами збуджених СХ з протилежними хвильовими векторами, яка описується доданком гамільтоніану $\mathcal{H} = \sum_k S_k c_k^* c_{-k}^* c_k c_{-k}$, де c_k – амплітуда СХ. З урахуванням цієї взаємодії та нелінійного зсуву частоти T_k просторово-часова динаміка огибаючих (повільних амплітуд) $a_1(x, t)$ та $a_2(x, t)$ СХ з протилежними хвильовими числами k та $-k$ описується відомою системою рівнянь:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x} + \Gamma \right) a_1 = -iV\tilde{b}_0 a_2^* - iV\tilde{b}_{2k} a_1^* - i(T|a_1|^2 + 2S|a_2|^2) a_1, \quad (1)$$

де $V = V_{kk}$, і друге рівняння системи отримується заміною $a_{1,2} \rightarrow a_{2,1}$ та $v \rightarrow (-v)$. Аналітичного розв'язку дана система рівнянь не має, однак, наближено,

максимальна амплітуда СХ (на лівому та правому краях зони накачки для a_2 та a_1 відповідно) описується залежністю $|a_{\max}| \approx C (|b_p V|^2 - |b_{th} V|^2)^{1/4} / \sqrt{2|S|}$ з коефіцієнтом $C \in [1, 2] \in f(v/(\Gamma L_g))$. Ця залежність, однак, дає значення, завищені майже у два рази порівняно з мікромагнітним моделюванням.

Отже, існують додаткові механізми, які обмежують ріст параметричної нестійкості. У дисертації встановлено, що найважливішим з таких механізмів є зміна групової швидкості СХ. Справді, внаслідок нелінійного зсуву частоти спектр СХ зміщується при зростанні амплітуди СХ, тому фіксованій частоті (рівній половині частоти накачки) відповідає інше значення хвильового числа k_x і, відповідно, групової швидкості. У випадку феромагнітних наносмужок у нульовому магнітному полі нелінійний зсув частоти від'ємний (в обох випадках перпендикулярної та планарної статичної намагніченості), принаймні для малих та помірних k_x , тому зростання амплітуди СХ призводить до збільшення їх групової швидкості, а, отже, і радіаційних втрат. З урахуванням цього механізму та використовуючи наближення СХ спектру $\omega_k \approx \omega_0 + \omega_2 \lambda_{ex}^2 k_x^2$ (яке є адекватним наближенням для надтонких наносмужок), було отримано наступне наближене рівняння для амплітуд збуджених СХ:

$$|a_i|_{\max} = \frac{C}{\sqrt{2|S|}} \left[\sqrt{|b_p V|^2 - |b_{th} V|^2 + \tilde{T}^2} - \tilde{T} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

де $\tilde{T} = (\omega_2 \lambda_{ex}^2 C_v C^2 |T_k|) / (L_g^2 |S|)$, та $C_v \in [1, \pi] = f(\Gamma L_g / v, \alpha)$. Варто відзначити, що при $\tilde{T} \gg \Gamma_k$ (що виконується у досліджуваних випадках), амплітуда СХ слабо залежить від коефіцієнту C , який не можна знайти аналітично, тому можна використовувати значення $C = 2$, як для випадку великих радіаційних втрат.

Використовуючи рівняння (2) вдалось досягнути гарного опису мікромагнітних даних, як зображених на Рис. 2(а), так і серії інших даних; зв'язок між динамічною намагніченістю, яка визначалась у моделюванні та повільними амплітудами $a_{i,\max}$ наведених у дисертації. В області невеликого перевищення порогу параметричного збудження рівняння (2) спрощується до $|a_{i,\max}| \approx L_g / (2\lambda_{ex} \sqrt{2\omega_2 C_v |T|}) \sqrt{|Vb_p|^2 - |Vb_{th}|^2}$, тобто, має місце *якісна* зміна – замість кореню четвертого ступеню, який присутній у залежності без урахування зсуву групової швидкості, з'являється квадратний корінь. Ця якісна зміна також була помітна і в результатах мікромагнітного моделювання, і використання (2) дозволило отримати гарний опис залежностей амплітуди СХ від амплітуди накачки (див. Рис. 2(в) та Рис. 3(б), в останньому для побудови теоретичних залежностей використовувались значення порогів, визначених з даних моделювання, а не теоретично розрахованих, див. пояснення вище). Насамкінець, відзначимо, що вивчений додатковий механізм не є унікальним для нанорозмірних зразків, але є характерним саме для них, адже для його появи необхідна суттєва дисперсія групової швидкості СХ, яка завжди присутня у спектрі СХ надтонких плівок та хвилеводів, однак може бути незначною для дипольних СХ у товстих зразках.

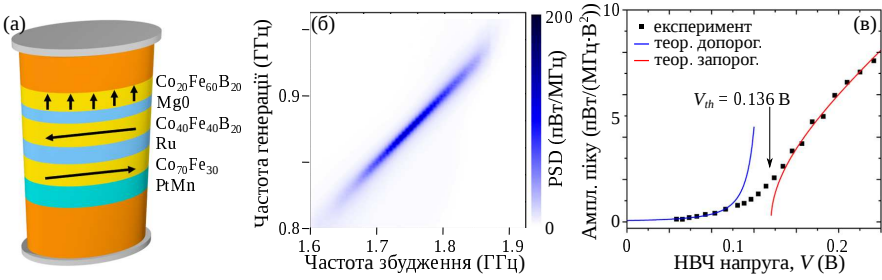


Рис. 4. Схематичне зображення досліджуваного зразка (а), спектр потужності генерації при $V = 0.185 \text{ В}$ (б), та залежність потужності генерації (амплітуда піку у спектрі потужності) від амплітуди НВЧ напруги V (в).

В останньому підрозділі розділу 1 представлено результати експериментального дослідження параметричного резонансу магнітної наноточки, збудженого електричним полем (експеримент проведений групою І. Криворотова) та порівняння експериментальних результатів з теоретичними. Схематичне зображення зразка наведене на Рис. 4(а) – це багатошаровий наностовпчик з вільним шаром $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ товщиною 1.58 нм та еліптичним перерізом у площині $70 \text{ нм} \times 150 \text{ нм}$. На спектрі коливань намагніченості (Рис. 4(б)), який отриманий шляхом вимірювання напруги змішування, чітко видно параметричне збудження коливань намагніченості – їх частота рівна половині частоти накачки. Аналіз показав, що у досліджуваній геометрії до параметричного збудження може призвести лише ефект ЕКМА (внесок СТ не має відповідної складової). Оскільки в експерименті залежність потужності генерації від амплітуди накачки згладжена внаслідок впливу теплових флуктуації, то значення порогу визначалось шляхом апроксимації залежності подальше від порогу – до порогу має місце залежність $P \sim (V_{th} - V)^{-2}$, а за порогом – $P \sim \sqrt{V^2 - V_{th}^2}$. Отримане значення становить $V_{th} = 0.136 \text{ В}$, що є близьким до теоретично розрахованого $V_{th} = 0.156 \text{ В}$. Незначна відмінність викликана неідеальністю зразка і відповідною зміною профілю збудженої моди.

У другому розділі “Амплітудно-фазовий контроль спінових хвиль квазі-статичним електричним полем” досліджені особливості проходження СХ через область з відмінною анізотропією (утворену, зокрема, внаслідок прикладання локального електричного поля). Принципова ідея амплітудно-фазового контролю за допомогою електричного поля є повністю аналогічна до такого контролю за допомогою магнітного поля – на шляху проходження СХ розташовується затвор, прикладання напруги до якого змінює дисперсію СХ в області під затвором і, відповідно, призводить до зміни амплітуди та фази переданої СХ і появи відбитої СХ. Однак, при використанні ЕКМА є суттєва особливість – сильна зміна анізотропії призводить також і до суттєвої зміни векторної структури (поляризації) СХ, як це показано на Рис. 5(а), де відбувається навіть зміна великої і малої осей еліпсу прецесії. При прикладанні

магнітного поля зміна поляризації також присутня, однак, за однакових змін частоти СХ, зміна поляризації у випадку використання ЕКМА є значно більшою. Розвинені раніше теорії проходження СХ є скалярними і не враховували поляризацію СХ.

У дисертації розвинута векторна теорія проходження СХ через внутрішню границю розділу. Використовувалось наближення різкої границі і вважалось, що області до границі і за нею відрізняються тільки дисперсією $\omega_{k,i}$ та векторною структурою СХ $\mathbf{m}_{k,i}$; напрям статичної намагніченості, обмінна стала вважались незмінними (врахувати більш загальний випадок не є проблемою і варто очікувати якісно аналогічних результатів), також вважався незмінним поперечний профіль СХ. Також було знехтувано динамічною дипольною взаємодією у рівняннях руху, вона враховувалась лише для розрахунку спектру і структури СХ (таке наближення гарно працює для надтонких плівок і не надто довгих СХ, див. нижче).

Показано, що для задоволення граничних умов неперервності намагніченості та її похідної недостатньо врахувати падаючу, відбиту, та передану СХ. Додатково, біля границі з'являються локалізовані СХ $\mathbf{m}(x) \sim \exp[\pm \kappa x]$, де $\kappa^2 = 2\omega_k |\mathbf{m}_k|^2 / (\omega_M \alpha_{ex}^2 A_k) - k^2$. Структура цих СХ визначається як $\mathbf{m}_{ev} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{m}_k^*$, вони є ортогональними до біжучих СХ відповідної частоти ($\mathbf{m}_{ev}^* \cdot \mathbf{m}_k = 0$) та мають довжину локалізації рівну або меншу за довжину хвилі відповідної біжучої СХ. З урахуванням локалізованих СХ були отримані вирази для коефіцієнтів відбиття R та проходження T СХ, зокрема,

$$R = \frac{(k_0 - k_1)(\kappa_0 + \kappa_1) - i\mathcal{E}_{01}^2(k_0 - i\kappa_1)(k_1 + i\kappa_0)}{(k_0 + k_1)(\kappa_0 + \kappa_1) - i\mathcal{E}_{01}^2(k_0 + i\kappa_1)(k_1 + i\kappa_0)}, \quad (3)$$

де $\mathcal{E}_{01} = |(\mathbf{m}_{k,0} \cdot \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{m}_{k,1}) / (\mathbf{m}_{k,0}^* \cdot \mathbf{m}_{k,1})|$ слугує мірою відмінності поляризацій в областях "0" та "1".

Різниця поляризації призводить до збільшення коефіцієнту відбиття СХ, зокрема, навіть за рівних хвильових чисел падаючої та переданої СХ з'являється ненульове відбиття, як показано на Рис. 5(б) (така ситуація може виникати, коли області відрізняються тільки напрямком осі ефективної анізотропії, але не величиною). Крім того, у відбитій та переданій СХ з'являється зсув фаз $\Delta\varphi$, який може набувати будь-яких значень в діапазоні $[\pi, \pi]$ (Рис. 5(в)), в той час як у скалярному випадку $\Delta\varphi = 0$ для переданої СХ і $\Delta\varphi = 0$ або $\Delta\varphi = \pi$ для відбитої. При цьому зміна коефіцієнту відбиття є квадратичною функцією $\mathcal{E}_{01}$, а зсув фаз – лінійною (Рис. 5), тому перший ефект досить складно спостерігати навіть за великих прикладених електричних полів, на відміну від зсуву фаз. Скінченню область з відмінною анізотропією СХ може проходити резонансно (за малого затухання), незважаючи на проходження двох границь зі зміною поляризації, що є певним аналогом резонансного тунелювання у квантовій механіці. Резонансна умова $k_1 L_g + \psi = \pi n$, $n \in \mathbb{Z}$, звісно, змінюється порівняно зі скалярним випадком за рахунок появи фази ψ . У дисертації наведені наближені вирази для ψ в окремих граничних випадках.

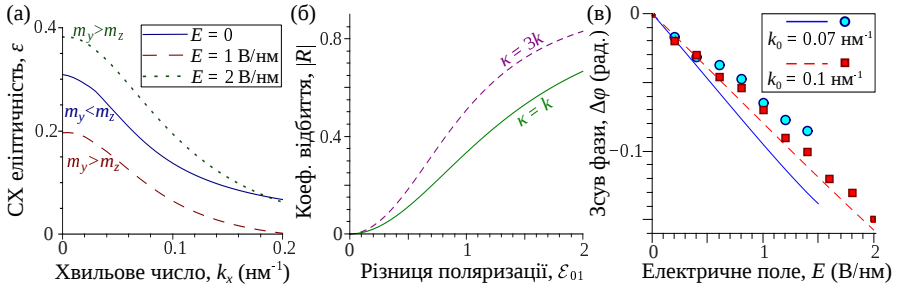


Рис. 5. (а) – Зміна еліптичності прецесії під впливом електричного поля. (б) – Залежність коефіцієнту відбиття від різниці поляризацій перед та за внутрішньою межею розділу у випадку $k_0 = k_1$. (в) – Додатковий зсув фаз СХ, відбитої від ЕКМА керованої області; символи – мікромагнітне моделювання, лінії – теорія. Розрахунки у (а) та (в) виконані для Fe/MgO наносмужки, $w_y = 20$ nm, $h = 0.86$ nm, статична намагніченість – по осі наносмужки (вісь x).

Описані вище ефекти характерні для СХ з домінуючою обмінною взаємодією. При зростанні ролі дипольної взаємодії, наприклад, при збільшенні товщини плівки чи наносмужки або зменшенні хвильового числа СХ, ефект різниці поляризації зменшується. Це, зокрема, видно з Рис. 5(в) – для меншого значення k_0 зсув фази стає меншим за передбачений теорією. Причиною є відсутність прямої чутливості дипольної взаємодії до векторної структури СХ, адже магнітостатичні граничні умови вимагають неперервності компонент магнітного поля та індукції, а не намагніченості. У дисертації показані випадки, коли дипольні СХ можуть проходити границю розділу без відбивання незважаючи на різну векторну структуру.

Наведені закономірності справедливі для СХ у плівках та наносмужках з напрямком статичної намагніченості перпендикулярно площині плівки, у площині вздовж напрямку розповсюдження СХ, та будь-яким проміжним напрямком. Однак, СХ у плівках та хвилеводах з намагніченістю в площині перпендикулярно напрямку поширення СХ (“геометрія Деймона-Ешбаха”, ДЕ) є особливими. В товстих плівках основна СХ мода у цій геометрії є локалізованою біля поверхні (“поверхнева магнітостатична хвиля”) і невзаємною – СХ, що розповсюджуються в протилежних напрямках, локалізовані на протилежних поверхнях. Очевидно, що така локалізація змінює особливості проходження СХ. Однак, у тонких плівках внаслідок впливу обмінної взаємодії локалізація зникає і СХ може мати практично однорідний профіль по товщині плівки чи наносмужки. Тим не менше, мікромагнітне моделювання (проведене співавторами публікацій) показало суттєві відмінності у розповсюдженні СХ у геометрії ДЕ. Зокрема, було показано суттєве зменшення відбиття від поверхневих дефектів СХ-ДЕ порівняно зі СХ у намагніченій вздовж напрямку поширення наносмужці. Тобто, СХ-ДЕ є стійкими до розсіювання, і ця стійкість зберігається

допоки основна (нижня) СХ мода не є виродженою з вищими товщинними модами, а, отже, стійкість проявляється сильніше в тонших зразках, у яких спектральна щілина між основною і першою модами більша.

Ці особливості пояснюються різною симетрією динамічних полів СХ. Векторна структура дипольних полів “звичайних” СХ при оберненні напрямку розповсюдження виявляє дзеркальну симетрію відносно площини, перпендикулярної напрямку розповсюдження – $H_x(z) \rightarrow -H_x(z)$, а H_z (H_y) залишається незмінною (x - напрямок розповсюдження). Така симетрія є типовою для багатьох хвиль різної природи, наприклад, аналогічну симетрію мають розподіли зміщення та швидкості в акустичних хвилях. На противагу, поля СХ-ДЕ виявляють осьову симетрію відносно центру плівки, $H_{x,y}(z) \rightarrow H_{x,y}(-z)$. Як наслідок, профілі дипольних полів падаючої та відбитої СХ-ДЕ є принципово різними, що унеможливує появу відбитої СХ без появи додаткових мод, якими можуть бути локальні моди та, за межами спектральної щілини, вищі товщинні біжучі СХ моди. Важливо відзначити, що суттєва відмінність профілів дипольних полів СХ-ДЕ присутня навіть у дуже тонких плівках, коли динамічна намагніченість є повністю однорідною, адже ця відмінність породжена не профілем намагніченості, а недіагональною компонентою тензора динамічного розмагнічування. Хоча у дисертації детально досліджені плівки залізо-іттрієвого гранату (ЗІГ), у тонких хвилеводах провідних феромагнетиків очікуються такі ж ефекти. Справді, обмінна довжина у типових провідних феромагнетиків (Fe, CoFeB) у 4-5 разів менша за обмінну довжину у ЗІГ, тому ефекти, продемонстровані для ЗІГ товщиною 30 нм будуть проявлятися у плівках провідних феромагнетиків товщиною 5 нм і менше, для яких, зокрема, можливе електричне керування із використанням ЕКМА.

Третій розділ має назву “Взаємодія біжучих спінових хвиль з локалізованою параметричною накачкою”. Відомо, що за допомогою параметричної накачки, прикладеної на шляху поширення СХ (як, наприклад, зображено на Рис. 8(а)), можна підсилити СХ. Процес параметричного підсилення у лінійному режимі добре вивчений, і використання ЕКМА у якості накачки не вносить ніяких змін у нього, окрім ефективності параметричного зв'язку, яка обговорена вище. У дисертації зроблені оцінки втрат в ЕКМА параметричному підсилювачі, які складаються з діелектричних втрат та омичних втрат тунельного струму. Для наносмужки CoFeB(1 нм)/MgO(2.6 нм) та довжини області накачки $L_a = 100$ нм було отримано значення 150 пВт, що дорівнює 3 аДж/операцію при тривалості СХ імпульсу 20 нс (параметри взяті з оцінок магнетонного напівсуматора). Це значення на 4-5 порядків менше за втрати при використанні класичної накачки магнітним полем НВЧ струму. Більше того, воно є сумірним з втратами безпосередньо в магнетонній системі (кілька аДж/біт для цього ж дизайну напівсуматора). Отже, використання ЕКМА, справді, може радикально підвищити енергоефективність пристроїв магнетоники і наблизити її до теоретичних лімітів.

Як показано вище, у феромагнітних наносмужках можливе збудження та поширення СХ великої амплітуди, і взаємодія таких СХ з параметричною нака-

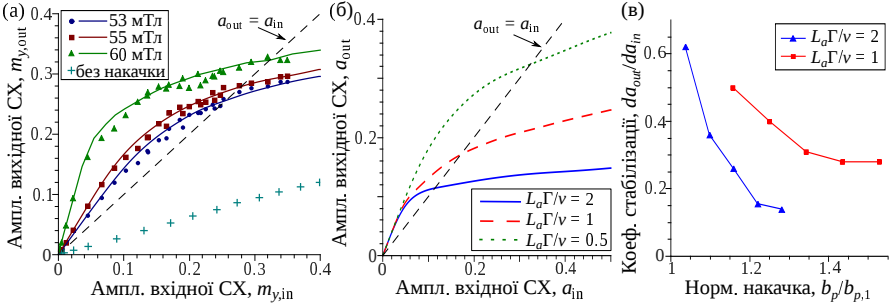


Рис. 6. Прогідні характеристики області адіабатичної параметричної накачки за різних амплітуд накачки (а) та довжин області накачки (б), та залежність коефіцієнта стабілізації від амплітуди накачки (в). Символи в (а) – мікромагнітне моделювання, інші дані – розв’язок рівняння (1). Параметри в (а): Fe(1 нм)/MgO наносмушка шириною 20 нм, $L_a = 500$ нм, довжина CX $\lambda_{SW} = 500$ нм, поріг збудження (ефективне поле) за цих значень $b_{th} = 64$ мТл. У (б) амплітуда накачки змінювалась, щоб забезпечити однакове підсилення в лінійному режимі. $b_{p,1}$ у (в) – величина накачки, за якої коефіцієнт підсилення в лінійному режимі $K = 1$.

чкою виявляє свої особливості. На Рис. 6(а) представлені результати мікромагнітного моделювання прохідних характеристик області адіабатичної параметричної накачки ($|\tilde{b}_{2k}| \ll |\tilde{b}_0|$) у стаціонарному режимі. Як видно, зі зростанням амплітуди вхідної CX, ефективність параметричного підсилення зменшується, а при ще більших амплітудах хвиля стає практично нечутливою до накачки (ця область не показана на рисунку). Причиною цього є нелінійна 4-магنونна взаємодія, яка, як і у випадку параметричного збудження, призводить до зменшення передачі енергії від накачки до CX при зростанні амплітуди останніх. Змодельовані залежності вдалось писати за допомогою моделі (1) з невеликою зміною ефективного нелінійного коефіцієнту $\tilde{S} = S - T/2$ порівняно з теоретично розрахованим (неточності розрахунку пов’язані, найімовірніше, з неврахованими нерезонансними тримагнотними процесами).

З Рис. 6(б) видно, що область амплітуд вхідної CX, за яких зберігається лінійний режим підсилення, тобто, параметричне підсилення залишається ефективним, залежить від співвідношення довжини області накачки до довжини вільного пробігу CX – при зменшенні області накачки перехід до нелінійного режиму підсилення відбувається при більших амплітудах CX (аналітичні оцінки відповідних амплітуд наведені в дисертації). Отже, для ефективного підсилення CX не малої амплітуди потрібно використовувати короткі області накачки (збільшуючи, очевидно, при цьому амплітуду накачки).

З отриманих залежностей видно ще одну особливість. За певної амплітуди вхідної CX a_0 амплітуда вихідної CX стає рівна їй, $a_{out} = a_{in} = a_0$. При цьому похідна прохідної характеристики в цій точці $da_{out}/da_{in}|_{a_0} < 1$. Отже, пара-

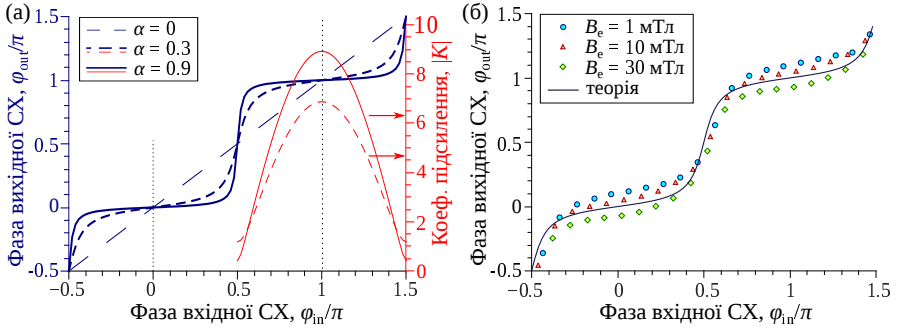


Рис. 7. (а) – Фазові прохідні характеристики (ліва вісь) та фазова залежність коефіцієнту підсилення (права вісь, криві показані в області $[0.5\pi, 1.5\pi]$ і періодично продовжуються в область $[-0.5\pi, 0.5\pi]$) за різного рівня неадіабатичності накачки. (б) – Фазові прохідні характеристики за різної амплітуди СХ (характеризується полем збудження СХ B_e), символи – мікромагнітне моделювання, лінія – теорія, параметри як на Рис. 6, окрім $L_g = 50$ нм, $\lambda_{\text{SW}} = 210$ нм, $b_p = 100$ мТл.

метричний підсилювач в цій області працює як стабілізатор амплітуди СХ – при надходженні на вхід СХ з певним розкидом амплітуд поблизу a_0 на виході розкид амплітуд є меншим зі збереженням середнього значення a_0 . Кількісно ефект стабілізації характеризується похідною $da_{\text{out}}/da_{\text{in}}$ – чим вона менша, тим краще. Як видно з Рис. 6(в), краща стабілізація досягається при використанні відносно довгих областей накачки і при роботі поблизу порогу параметричного збудження. Звісно, використання довжин накачки сумірних з довжиною вільного пробігу СХ не є практичним. Виходом може бути локальна зміна дисперсії (наприклад, за рахунок зміни ширини наносмужки чи прикладання статичного електричного поля) в області накачки, так що довжина вільного пробігу зменшуватиметься в області накачки (за рахунок зменшення групової швидкості СХ на заданій частоті) і буде суттєво більшою за її межамі.

Окрім стабілізації амплітуди СХ, за допомогою параметричної накачки можна досягти і стабілізації фази СХ, що є важливим для систем магнотної логіки як з фазовим кодуванням, так і амплітудним (оскільки логічні елементи часто використовують інтерференцію СХ). Для реалізації стабілізації фази необхідно використовувати неадіабатичну накачку, Фур'є компонента якої $\tilde{b}_{2k} \neq 0$, чого можна досягти за рахунок малої довжини затвору (меншої за довжину СХ) або просторової неоднорідності накачки (наприклад, замість одного затвору використати ґратку затворів). Взаємодія СХ з неадіабатичною накачкою вже вивчалась в літературі, і фазова залежність коефіцієнту підсилення є відомою, однак фазові прохідні характеристики не досліджувались. Теоретично розраховані фазові прохідні характеристики зображені на Рис. 7(а). При ненульовому ступені неадіабатичності $\alpha = |\tilde{b}_{2k}/\tilde{b}_0|$ характеристика стає силь-

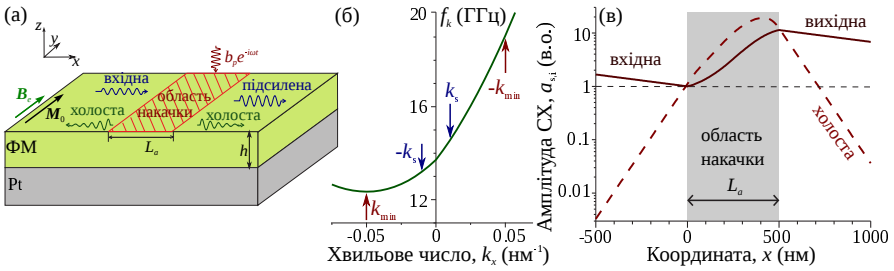


Рис. 8. (а) – Схематичне параметричного підсилення СХ у плівці з ІВДМ. (б) – Спектр СХ у $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (0.7 нм)/Pt плівці у полі $B_e = 0.1$ Тл. (в) – Профілі (огиначаючі) СХ для вхідної СХ з $k = -k_{\min} = 0.05 \text{ нм}^{-1}$ та амплітуди накачки $b_p = 2.5\Gamma/V_{kk}$.

но нелінійною, і ній чітко проявляються близькі до горизонтальних ділянки – “плато стабілізації”. У межах цих плато фаза вихідної хвилі мало змінюється незважаючи на значну зміну фазу вхідної СХ. Важливо, що відстань між сусідніми плато складає рівно π радіан, що ідеально підходить для систем магнетронної логіки з фазовим кодуванням, адже у них відстань між логічними “0” та “1” також складає π . Вищезгадана залежність амплітуди вихідної СХ від її фази (див. Рис. 7(а)) обмежує практично досяжну величину корекції фазових помилок СХ приблизно до $|\Delta\varphi| \lesssim \pi/4$. За допомогою мікромagnetного моделювання було показано, що ефект стабілізації є стійким по відношенню до амплітуд вхідної СХ – в усій області амплітуд СХ, за яких СХ є стійкими, фазові прохідні характеристики є практично ідентичними з невеликим зсувом характеристики як цілої внаслідок нелінійного набігу фаз (Рис. 7(б)).

Окрім ЕКМА у надтонких плівках можуть спостерігатися інші цікаві ефекти, зокрема, інтерфейсна взаємодія Дзялошинського-Морія (ІВДМ). Для її комбінації з ЕКМА достатньо виростити плівку чи наносмужку на підкладці з важкого металу, наприклад, Pt. ІВДМ, як відомо, може призводити до невзаємності спектру СХ, якщо плівка чи наносмужка намагнічені в площині перпендикулярно до напрямку поширення хвилі (як мінімум, статична намагніченість має мати ненульову компоненту в цьому напрямку). Особливість невзаємності, викликаной ІВДМ, полягає в тому, що за достатньої величини ІВДМ мінімум спектру зсувається з $k_x = 0$ до $k_x = k_{\min} \neq 0$, а в області хвильових чисел $|k_x| < |k_{\min}|$ СХ з протилежними значеннями хвильового вектора стають співнаправленими, тобто, мають однаковий знак групової швидкості (Рис. 8(б)). Ці особливості, звісно, впливають на процес параметричного підсилення. У випадку адіабатичної накачки (критерій для такого виду спектру даний в дисертації) параметрична накачка призводить до взаємодії сигнальної СХ з хвильовим числом k_s тільки зі СХ з протилежним хвильовим числом $-k_s$ (за умови, що частота накачки $\omega_p = \omega_{k_s} + \omega_{-k_s}$). Отже, в області $k_s \in (0, -k_{\min})$ сигнальна і холоста СХ стають співнаправленими, що

призводить до: (i) відсутності паразитного впливу холостої СХ на попередньо розташований елемент у магнотонному колі та (ii) можливості безпечно досягати великих рівнів підсилення, адже параметричне збудження СХ з теплового рівня в такому випадку неможливе, і немає ризику перевищити поріг параметричної нестійкості. Найбільш цікавий випадок реалізується, коли $k_s = -k_{\min}$ ($k_s = 0.05 \text{ нм}^{-1}$ у розглянутому випадку, Рис. 8(б)), адже групова швидкість холостої СХ стає нульовою, тобто холоста хвиля стає еванесцентною і локалізована поблизу області накачки (див. профілі на Рис. 8(в), профілі отриманні з розв'язку (1) без врахування нелінійних доданків та із врахуванням дисперсії групової швидкості за допомогою доданку $i(\sigma_i/2)\partial^2 a_i^*/\partial x^2$). Локалізація холостої СХ призводить до збільшення ефективності параметричного підсилення, адже зникають радіаційні втрати холостої хвилі, а також нівелює можливий паразитний вплив холостої СХ на сусідні елементи магнотонного кола за умови дотримання відстані у 100-200 нм між ними. Відзначимо, що більшість інших відомих способів отримання невзаємності СХ не дозволяє реалізувати вищепописані необхідні особливості спектру, хоча є і винятки, наприклад, невзаємні СХ у магнотонних кристалах на основі ґраток магнітних наноточок.

Четвертий розділ присвячений дослідженню СХ динаміки під впливом спин-трансферу (СТ) і має назву “Вплив дипольної взаємодії, неоднорідності внутрішнього поля та струму, та взаємодії Дзялошинського-Морія на спин-хвильову динаміку у спин-торк осциляторах”. З літератури відомо про визначальний вплив коефіцієнту нелінійного зсуву частоти СХ $N = T_k|_{k \rightarrow 0}$ на динаміку спин-торк та спин-Холл осциляторів (СТО та СХО) – у випадку $N > 0$ можливе збудження біжучих СХ, а у випадку $N < 0$ збуджується нелінійна самолокалізована мода (солітон), яку часто називають СХ булетом. Щоправда, збудження булету було відоме у двовимірних СТО та СХО (з вільним шаром у формі плівки) з активною зоною (областю протікання струму) розміром кількесот нанометрів і менше, а при більших розмірах активної зони замість когерентного збудження відбувається підсилення сукупності теплових СХ мод. У нещодавніх експериментах по дослідженню СХО на основі магнітних наносмужок було, однак, виявлено стійку одномодову генерацію, незважаючи на від'ємний нелінійний зсув частоти та відносно велику ($L_a = 1.8 \text{ мкм}$) активну зону [13*], що суперечить відомим раніше закономірностям. Збільшення активної зони осцилятора цікаве з практичної точки зору для підвищення потужності генерації.

Для пояснення цих особливостей було проведено моделювання динаміки намагніченості в рамках нелінійного рівняння Гінзбурга-Ландау:

$$\partial b / \partial t + (i + \alpha_G) \hat{\Omega} * b + iN|b|^2 b - \sigma J(y) (1 - |b|^2) b = 0, \quad (4)$$

де $b = b(y, t)$ – комплексна амплітуда динамічної намагніченості, σ – ефективність СТ, і $J(y)$ – профіль густини струму накачки. Відмінністю від попередніх робіт є врахування в операторі

$$\hat{\Omega} * b \equiv \omega_0 b - \omega_M \lambda_{\text{ex}}^2 \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} + \frac{\omega_M^2}{2\omega_0} \int G_{yy}(y - y') b(y') dy', \quad (5)$$

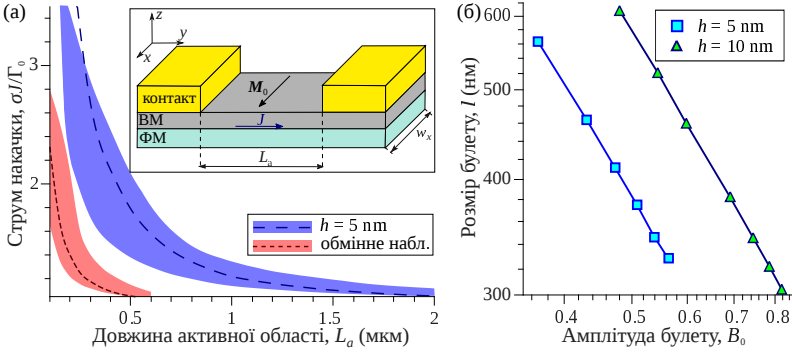


Рис. 9. (а) – Область одномодової генерації СХО (суцільна заливка) в обмінному наближенні та із врахуванням дипольної взаємодії; штрихові лінії позначають формальний поріг збудження лінійної моди. На вставці – модель СХО на основі наносмужки, ВМ – важкий метал, ФМ – ферромагнетик. (б) – Залежність ширини булету від його амплітуди (подвійна логарифмічна шкала). Параметри моделювання: $\omega_0 = 0.25\omega_M$, $N = -0.1\omega_M$, $\lambda_{\text{ex}} = 5.5 \text{ nm}$, $\alpha_G = 0.02$, $w_x = 200 \text{ nm}$.

окрім обмінної взаємодії, також й інтегрального доданку, що описує динамічну дипольну взаємодію, у якому G_{yy} – yy -компонента магнітостатичної функції Гріна; також вище $\omega_0 = \omega(k_y = 0)$. Модель СХО зображена на Рис. 9(а), досліджується еволюція намагніченості лише по одній координаті y (одновимірний модель), а профіль струму накачки вважається прямокутним – $J(y) = J$ в активній зоні довжиною L_a та $J(y) = 0$ за її межами.

Моделювання показало, що на порозі генерації $J_{\text{th},1}$ збуджується самоізолювана СХ мода, тобто магнітний солітон (СХ булет), про що свідчить ненульова амплітуда моди на порозі збудження та зменшення її розміру зі зростанням струму накачки (див. Рис. 10(б)). Ці властивості є ідентичними до тих, що спостерігаються й у використуваному раніше обмінному наближенні. Однак, як видно з Рис. 9(а) дипольна взаємодія призводить до суттєвого зростання порогу збудження булету. Так само зростає поріг переходу у двомодову генерацію $J_{\text{th},2}$ (на Рис. 9(а) показано область між цими порогами), а також формальний поріг збудження лінійних СХ (поріг збудження при $N = 0$), відстань до якого визначає рівень теплових флуктуацій в системі. У реальній системі внаслідок впливу теплових флуктуацій стійка одномодова генерація буде спостерігатись, якщо перший поріг генерації достатньо відокремлений (суттєво більше за рівень теплових флуктуацій) від порогу двомодового режиму і формального порогу лінійних СХ, інакше замість одномодового режиму спостерігатиметься хаотичне перемикання між різними режимами або повністю хаотична динаміка. Як очевидно з Рис. 10(а), дипольна взаємодія суттєво збільшує відстань між вищезазначеними порогами при фіксованій довжині активної області і розширює область стійкої генерації до $L_a \sim 1 - 2 \text{ мкм}$. Стабілізуючий вплив

дипольної взаємодії пояснюється додатковим виносом енергії з активної зони, він наближено пропорційний до групової швидкості дипольних СХ (v при $k \rightarrow 0$) і зростає зі збільшенням товщини наносмужки. У двовимірній системі (плівка) дипольна взаємодія не може стабілізувати “великі” мікронні булети внаслідок своєї анізотропії, так як групова швидкість для певних напрямків поширення СХ стає від’ємною. У подальшому детальні експериментальні дослідження переходу від одно- до двовимірного осцилятора [14*] підтвердили висновки цієї роботи.

Відзначимо, що дипольні СХ булети є чисто дисипативними солітонами, так як для них не виконується критерій Лайтхілла $N(\partial^2\omega/\partial k^2) < 0$, і можуть спостерігатись лише в активній системі, на відміну від обмінних булетів. У дисертації досліджені властивості дипольних булетів, зокрема, емпіричним способом встановлено закон локалізації булету $l = C/B_0^\beta$ (див. Рис. 9(б)), де l – ширина булету (на половині амплітуди), B_0 – його амплітуда, показник $\beta \sim 1.25 - 1.35$, на відміну від обмінних булетів, для яких $\beta = 1$ та малоамплітудних дипольних солітонів з $\beta = 2$.

Колегами з Університету Каліфорнії в Ірвайні були проведені експериментальні дослідження СХО на основі наносмужки $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(5 \text{ нм})/\text{Pt}(7 \text{ нм})$ змінного перерізу – ширина наносмужки змінювалась від 190 нм до 250 нм в межах активної зони довжиною $L_a = 1.9 \text{ мкм}$, і результати порівнювались з випадком рівної наносмужки шириною 190 нм. Експеримент показав, що СХО з наносмушкою змінного перерізу виявляє більшу стійкість і когерентність одномодової генерації, а саме: меншу мінімальну напівширину лінії генерації (1 МГц проти 2.4 МГц), вдвічі більшу область струмів, за яких спостерігається одномодова генерація, а також майже втричі більшу відстань між частотами у двомодовому режимі генерації (194 МГц проти 77 МГц).

Ці особливості були пояснені з використанням моделі (4), у якій виявилось достатньо врахувати неоднорідність густини струму накачки $J = J(y) \sim 1/w(y)$. В одномодовому режимі неоднорідність струму накачки призводить до зміщення булету в область менших струмів (Рис. 10(д)), що підвищує стійкість булету до більших усереднених струмів накачки. Також це означає існування додаткової сили, яка визначає позицію булету (на додачу до граничних умов на краях активної області), яка призводить до зменшення флуктуацій позиції булету та, відповідно, до звуження лінії генерації. У двомодовому режимі, замість періодичних осциляцій між одно- та двосолітонними станами, які мають місце у рівній наносмужці (Рис. 10(в)), у наносмужці змінного перерізу співіснують два булети, розділені в просторі (Рис. 10(е)). Так як ці булети знаходяться в різній усередненій густині струму накачки, їх амплітуда помітно відрізняється, що призводить до збільшення різниці їх власних частот внаслідок нелінійного зсуву частоти. Загалом, моделювання якісно і з гарним кількісним співпадінням відтворило спостережені ефекти (Рис. 10(а, г)), а в подальшому вищеописані особливості були підтверджені у безпосередніх дослідженнях просторової динаміки намагніченості за допомогою розсіяння світла Бріллоена [15*].

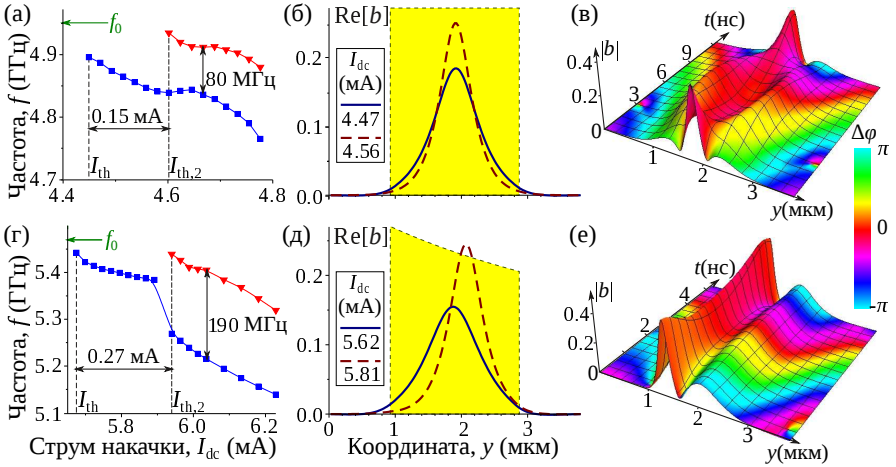


Рис. 10. Залежності частоти генерації від струму накачки (а, г), профілі збудженої СХ моди на порозі генерації та при більшому струмі (б, д), та часова еволюція динамічної намагніченості у двомодовому режимі, де за допомогою кольорової шкали позначено різницю фаз коливань намагніченості в різних точках осцилятора (в, е). Верхня панель (а-в) – випадок рівної наносмужки, нижня панель (г-е) – випадок наносмужки змінного перерізу. Пунктиром у (б, д) показано профіль густини струму.

Окрім неоднорідності струму накачки, у СТО та СХО може існувати і неоднорідність енергетичного ландшафту, наприклад, профілю статичного поля, викликана магнітним полем струму чи/та дипольними полями закріпленого магнітного шару (у СТО). У дисертації вплив такої неоднорідності вивчається на прикладі одновимірної обмінної моделі. Потенціальна яма моделюється прямокутним профілем частоти локального феромагнітного резонансу (ФМР) $\omega_0(y)$ у (5), як показано на Рис. 11(а). Розрахунки показали, що за достатньо великої глибини та малої ширини потенціальної ями поріг збудження лінійно локалізованої моди стає меншим за поріг булету, незважаючи на від'ємний нелінійний зсув частоти. Отже, у такій ямі на порозі буде збуджуватись лінійна мода, що і підтвердилось у моделюванні рівняння (4), див. Рис. 11(б). Зміна типу збудженої моди призводить до зміни режиму збудження автогенератора – від жорсткого до м'якого, хоча цю зміну може бути важко помітити внаслідок впливу теплових шумів. Профілі СХ моди у випадку симетричного розташування ями відносно активної зони (як на Рис. 11(а)) слабо якісно змінюються при цьому переході, адже і булет, і лінійна мода є експоненціально локалізованими за межами активної області або ями, відповідно. Однак, різниця у профілях стає суттєвою у несиметричній ямі, яка може утворюватись внаслідок комбінації магнітних полів струму та закріпленого шару у СТО. У цьому випадку булет залишається стаціонарною модою, а лінійна мода набу-

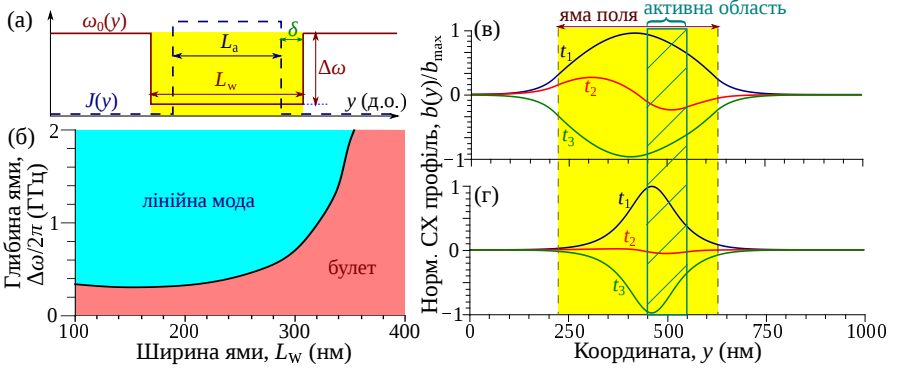


Рис. 11. (а) – Модель СТО з потенціальною ямою. (б) – Фазова діаграма типу генерації СТО. (в, г) – Миттеві профілі (через проміжки у чверть періоду коливань) збудженої моди у несиметричній ямі: лінійна мода (в) при $\Delta\omega = 2\pi \times 1$ ГГц та булет (г) при $\Delta\omega = 2\pi \times 0.25$ ГГц. Параметри: $\omega_M = 2\pi \times 30$ ГГц, $\omega_2 \lambda_{\text{ex}}^2 = 1.4 \times 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, $\alpha_G = 0.01, N = -2\pi \times 3$ ГГц, $L_a = 100$ нм (тільки (б)), локальна частота ФМР в межах ями $\omega_{0,w} = 2\pi \times 6.9$ ГГц.

ває квазібіжучого характеру (Рис. 11(в, г)). Така зміна була спостережена у [16*], однак, була інтерпретована як збудження “ p -подібного” солітону на порозі генерації, що, на думку автора, є хибним, адже жодних підстав збудження такого солітону (другої моди булету) замість звичайного булету на порозі не відомо.

В останніх двох підрозділах розглянуто динаміку СХО за наявності ІВДМ, яка завжди присутня у СХО і роль якої зростає зі зменшенням товщини феромагнітного шару. Колегами з Університету Мессіни було проведено мікромагнітне моделювання у СХО на основі Pt(5 нм)/CoFe(1 нм) плівки, намагніченої під кутом до площини (для реалізації додатного нелінійного зсуву частоти) з типовою для СХО трикутною геометрією концентраторів струму (Рис. 12(а)). Моделювання показало, що при малих та помірних значеннях ІВДМ збудженою модою є лінійна незв’язна біжуча СХ, зразок профілю якої показаний на Рис. 12(а). При цьому виявилось, що частота збуджених СХ та поріг збудження зменшуються зі збільшенням ІВДМ, хоча остання залежність мало помітна при малих значеннях ІВДМ (Рис. 12(б, в)).

Для пояснення спостережених особливостей було розроблено аналітичну теорію збудження СХ у СХО з ІВДМ, як для одновимірного випадку (точна теорія), так і для двовимірного (наближена із використанням методу колокації - найменших квадратів). В обох випадках було встановлено однаковий червоний зсув частоти генерації $\Delta\omega = -\omega_M \tilde{D}^2 / (4\tilde{\lambda}^2)$, квадратичний за ефективною сталою ІВДМ $\tilde{D}$, який повністю відповідає спостереженому в моделюванні, див. Рис. 12(б) (а також в моделюванні інших авторів). Цей зсув дорівнює величині

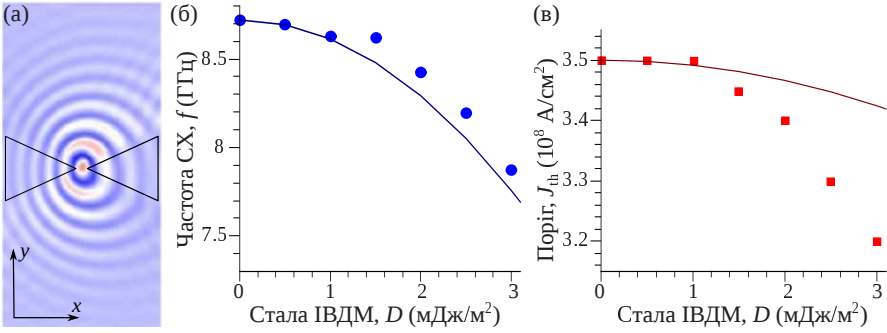


Рис. 12. (а) – Мікромагнітний профіль збудженої невзаємної СХ у СХО з ІВДМ, розмір показаної області – 1.5 мкм×3 мкм, трикутниками позначені концентратори струму. (б) і (в) – Залежність частоти генерації на порозі та порогу збудження від ІВДМ, символи – мікромагнітне моделювання, лінії – теорія.

пониження дна спектру, викликаного ІВДМ (див. зразок спектру на Рис. 8(б)). Таким чином, відстань частоти генерації від дна спектру визначається тільки обмінною взаємодією та розміром активної зони, а ІВДМ призводить до рівномірного лінійного зсуву хвильових векторів збуджених СХ. Для малих значень ІВДМ теорія показала відсутність прямого зв'язку порогового струму з ІВДМ, слабкий зв'язок присутній тільки за рахунок зменшення частоти генерації і, відповідно, пропорційних до неї гільбертових втрат, що й було спостережено у моделюванні (Рис. 12(в)). При більших значеннях ІВДМ поріг генерації зменшується швидше за теоретично розрахований у наближеній 2D моделі. Окрім невзаємних циліндричних СХ, моделювання показало можливість збудження спіральних СХ при більших значеннях ІВДМ та струму накачки. Детальний аналіз показав, що ці хвилі є наслідком гіротропного руху динамічного скирміону в активній області, який слугує джерелом випромінювання спіральних СХ.

У **п'ятому розділі** “Розрахунок дисперсійних залежностей, сталих затухання та коефіцієнтів нелінійної взаємодії спінових хвиль у нанорозмірних магнітних хвилеводах” розглядаються питання, які безпосередньо не пов'язані зі взаємодією електричних полів та струмів зі СХ, але є необхідними для розрахунку характеристик та проектування будь-яких нанорозмірних пристроїв та систем магнетіки, у тому числі електрично керованих. Спочатку, представлений метод розрахунку сталих затухання СХ мод за наявності різних механізмів дисипації, які описуються дисипативним доданком $\mathbf{T} = M_s^{-1} \left(\mathbf{M} \times \left(\hat{\mathbf{D}} * \partial_t \mathbf{M} \right) \right)$, подібним до доданку Гільберта. Такий доданок описує як безпосередньо гільбертове затухання (при $\hat{\mathbf{D}} = \alpha_G \hat{\mathbf{I}}$), так і різноманітні неоднорідні та нелокальні механізми, зокрема, поздовжню та поперечну спінову дифузію, які стають важливими у провідних феромагнетиках при зменшенні характерних масштабів

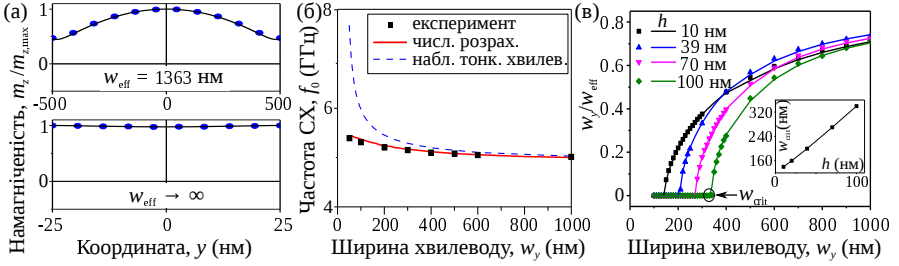


Рис. 13. (а) – Профіль основної (квазіоднорідної) СХ моди хвильоводу ЗІГ шириною 1 мкм (зверху) та 50 нм (знизу). (б) – Залежність частоти ФМР у хвильоводі ЗІГ від його ширини. Товщина хвильоводу у (а, б) $h = 39$ нм. (в) – Залежність оберненої ефективної ширини від фізичної ширини хвильоводу; на вставці показано залежність критичної ширини від товщини хвильоводу для ЗІГ.

динамічної чи/та статичної намагніченості до нанорозмірів, та спінову накачку у сусідній немагнітний шар (виразу для $\hat{D}$ для всіх механізмів наведені в дисертації). Стала затухання СХ моди розраховується як $\Gamma_\nu = (\omega_\nu/A_\nu)\langle \mathbf{m}_\nu^* \cdot \hat{D} * \mathbf{m}_\nu \rangle$, де $\mathbf{m}$ – профіль СХ моди, отриманий у консервативному наближенні (аналітично або за допомогою числового чи мікромагнітного моделювання). За допомогою формалізму, для перевірки, було відтворено кілька літературних результатів (затухання гіротропної моди вихору, затухання вищих товщинних мод у двошаровій плівці феромагнетик - немагнітний метал), які їх авторами було отримано у значно більш громіздкий спосіб.

Далі розглянуто особливості дисперсії та структури СХ мод у феромагнітних хвильоводах при зменшенні їх ширини до нанорозмірів. У достатньо широких хвильоводах зі статичною намагніченістю вздовж осі хвильоводу профіль СХ є частково закріпленням на латеральних краях хвильоводу внаслідок ефективного дипольного закріплення спінів (Рис. 13(а)). Цей ефект часто описують введенням “ефективної ширини хвильоводу” $w_{eff} > w$, так що профіль основної (квазіоднорідної) СХ моди описується як $m \sim \cos[\pi y/(2w_{eff})]$. Очікувано, що при зменшенні ширини хвильоводу профіль моди ставатиме більш рівномірним і, за певного значення ширини, стане практично однорідним, що пов’язано зі зростанням впливу обмінної взаємодії. Однак, теоретичні розрахунки та мікромагнітне моделювання показало, що перехід до однорідного профілю відбувається за більших товщин, ніж можна було очікувати, оскільки, окрім обмінної взаємодії, цьому сприяє також і зменшення неоднорідності динамічних дипольних полів на краях хвильоводу через зменшення відношення ширини хвильоводу до його товщини. Таким чином, класична наближена теорія СХ мод у хвильоводах (так зване наближення тонкого хвильоводу) є застосовною за умови приблизно $w_y \gtrsim 10h$. За менших ширин хвильоводу стає помітною різниця як профілів, так і частот СХ мод, що було підтверджено, зокрема, експериментальними даними (Рис. 13(б)). Емпіричним шляхом було встанов-

лено, що перехід до вільного профілю СХ моди відбувається при критичній ширині $w_{\text{crit}} \approx 2.2h + 6.7\lambda_{\text{ex}}$ (Рис. 13(в)); за цієї і меншої ширини можна використовувати інший метод наближеного розрахунку СХ дисперсії. В області ж $w_{\text{crit}} < w \lesssim 10h$ потрібно використовувати повні інтегро-диференціальних рівняння для розрахунку дисперсії. Насамкінець зазначимо, що у дисертації розглядаються хвильоводи залізо-іттрієвого гранату (ЗІГ), для яких наявні експериментальні дані. Однак, вищеописані явища не менш важливі і для надтонких хвильоводів з металевих феромагнетиків. Наприклад, оцінка для хвильоводу Fe товщиною 1 нм дає $w_{\text{crit}} \approx 25$ нм, що знаходиться якраз в області інтересу з точки зору магнонних застосувань.

У підрозділах 5.3 та 5.4 побудована теорія СХ відгалужувача на основі дипольно взаємодіючих хвильоводів (див. Рис. 14(а)). Принцип дії відгалужувача простий і відомий – якщо розташувати хвильоводи достатньо близько один від одного, то дипольна взаємодія між ними призводить до розщеплення дисперсії СХ у хвильоводі на колективні симетричну та антисиметричну моди (“С” та “АС” на Рис. 14(б)), інтерференція між якими призводить до періодичної передачі СХ енергії з одного хвильоводу в інший і зворотно. Напівперіод передачі енергії (“довжина передачі”) визначається різницею хвильових чисел колективних мод на частоті збудження, $L_c = \pi/|k_s - k_{\text{as}}|$. У дисертації побудована теорія розрахунку дисперсії колективних СХ мод, як для випадку паралельної намагніченості хвильоводів, так і для антипаралельної намагніченості. Теорія дуже добре описує результати мікромагнітного моделювання, а також дозволила описати результати експерименту (Рис. 14(б)). Як видно, залежно від частоти СХ, а також від довжини відгалужувача, енергія СХ може передаватись в один або інший хвильовід, ділитись в різних пропорціях між ними, що дозволяє використовувати відгалужувач для реалізації багатьох функціональних елементів у магнонних колах: схрещення хвильоводів, подільник потужності, частотний демультіплексор, тощо, в тому числі, динамічно перебудовних.

У дисертації розглянутий також нелінійний режим роботи відгалужувача, коли амплітуди вхідної СХ стає достатньо великою. Показано, що головним нелінійним механізмом, який найперше вступає в дію за помірних потужностей СХ, є нелінійний зсув частоти СХ, який із гарною точністю є однаковим для обох колективних мод та дорівнює нелінійному зсуву в ізольованому хвильоводі. При збільшенні потужності вхідної СХ спектр колективних СХ зсувається, і частота збудження починає відповідати іншим значенням хвильових чисел колективних мод. Сильна залежність дипольної взаємодії і, відповідно, розщеплення мод від середнього значення хвильового числа призводить до залежності довжини передачі від потужності СХ. У результаті, вихід відгалужувача залежить від потужності СХ, і може відбуватись перемикання його стану, як зображено на Рис. 14(г) – за малих потужностей (0 дБм поля збудження в експерименті) енергія передається у 2-й хвильовід, а за більшої потужності (10 дБм) залишається у першому. Цей ефект можна використовувати для побудови різноманітних логічних елементів магноники. Також у дисертації показано, що якщо є необхідність забезпечення роботи різних відгалужувачів

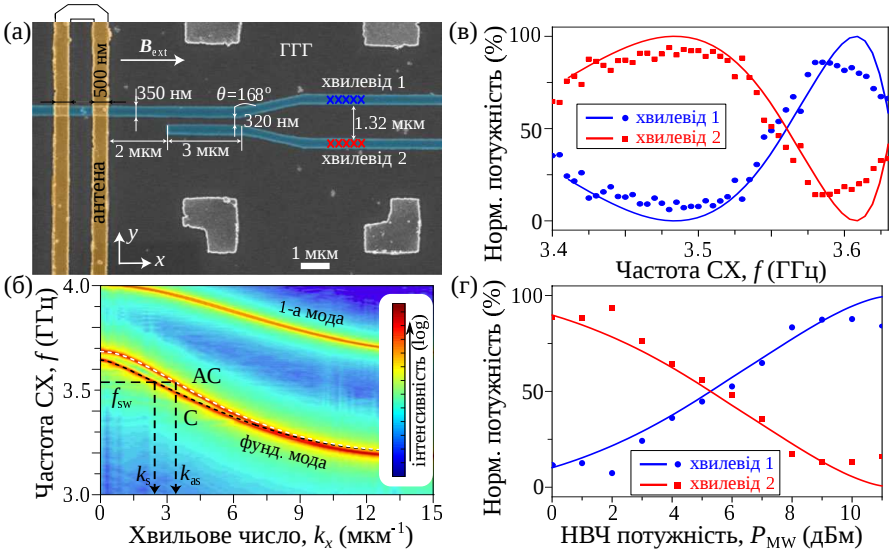


Рис. 14. (а) – Зображення досліджуваного СХ відгалужувача, отримане методом скануючої електронної мікроскопії. (б) – Спектр колективних СХ, кольорова шкала – мікромагнітне моделювання, штрихові лінії – теорія. (в) та (г) – Залежність відносної потужності на виході хвильоводів від частоти СХ при малій потужності (0 дБм) та від потужності збудження при частоті 3.52 ГГц; символи – експеримент, лінії – теорія.

у різних режимах на однаковій частоті, то це забезпечується вибором довжини відгалужувача – чим більше довжин передачі вміщується в довжину відгалужувача, тим за меншої потужності у ньому проявляються нелінійні ефекти.

Відзначимо також, що теоретичні розрахунки характеристик відгалужувача також проведені для хвильоводів ЗІГ, для яких були наявні експериментальні та мікромагнітні дані. Однак, такий СХ відгалужувач можна створити і на основі тонких металевих хвильоводів, адже суттєво більша намагніченість насичення та менша мінімально можлива відстань між хвильоводами (внаслідок простішої технології літографії порівняно з ЗІГ) дозволяє отримати суттєвий дипольний зв'язок незважаючи на малу товщину хвильоводів. Наприклад, для хвильоводів Fe товщиною 2 нм, шириною 20 нм та відстанню між хвильоводами 5 нм довжина передачі на частотах 15-20 ГГц складає $L_c = 60 - 300$ нм, що є абсолютно прийнятним для застосувань.

В останньому підрозділі розглянуто метод розрахунку коефіцієнтів нелінійної взаємодії СХ у плівках та наноструктурах за наявності ІВДМ. Стандарним методом дослідження таких процесів є гамільтонів підхід для СХ динаміки, який широко застосовувався для дослідження нелінійних СХ процесів у різноманітних системах. Однак, у попередніх роботах враховувались лише си-

метричні магнітні взаємодії, такі як магніtodипольна, обмінна, та анізотропія. ІВДМ, на противагу, є антисиметричною взаємодією – оператор, який її описує, змінює знак при інверсії координат $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$. Окрім ІВДМ, антисиметричними є також об'ємна взаємодія Дзялошинського-Морія та спин-флексоелектрична взаємодія. Врахування таких взаємодій не можливе із використанням стандартного методу, і він потребує модифікації. У дисертації із використанням формалізму “ефективного СХ тензора” записані вирази та досліджено симетрію коефіцієнтів розкладу гамільтоніану у такому більш загальному випадку наявності симетричних та антисиметричних взаємодій одночасно, отримані вирази для коефіцієнтів u - v перетворення Боголюбова, які дозволяють діагоналізувати квадратичну частину гамільтоніану, а також вирази для коефіцієнтів три- та чотиримагнетної взаємодії.

У якості прикладу досліджено нелінійний зсув частоти СХ у плівці та наносмузці за наявності ІВДМ. Як вже вказувалось вище, ІВДМ призводить до невзаємності спектру СХ (у геометрії ДЕ), а саме до появи невзаємного лінійного доданку $\omega_k \sim \tilde{D}k_x$. Розрахунки показали, що нелінійний зсув частоти також є невзаємним, і невзаємний доданок має знак, протилежний до знаку лінійного доданку, $T_k \sim -\tilde{D}k_x$. Таким чином, ступінь невзаємності спектру СХ (зокрема, різниця $\omega_k - \omega_{-k}$) зменшується зі збільшенням амплітуди СХ, що може бути використано для побудови перебудовних невзаємних пристроїв, керованих потужністю вхідного сигналу.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі запропоновано та обґрунтовано шлях вирішення проблеми створення енергоефективних та придатних до застосування на наномасштабах способів збудження та контролю СХ у пристроях магнетіки, а також покращення характеристик та надання додаткової функціональності магнітним наногенераторам на основі ефекту СТ. Проведені аналітичні та числові дослідження лінійної та нелінійної динаміки СХ у надтонких феромагнітних плівках і наноструктурах під дією електричного поля (за рахунок ефекту ЕКМА) або спінового струму та одержані наступні наукові результати:

1. Вперше продемонстровано можливість збудження СХ НВЧ електричним полем за допомогою ефекту ЕКМА у феромагнітному хвилеводі чи наноелементі за відсутності зовнішнього магнітного поля. Встановлено, що у цьому випадку збудження можливе лише за механізмом параметричного збудження. При цьому, у випадку перпендикулярної статичної намагніченості взаємодія НВЧ модульованої анізотропії, викликаної НВЧ електричним полем, зі СХ аналогічна до параметричної взаємодії з паралельною накачкою і визначається еліптичністю прецесії СХ. Натомість, у випадку площинної намагніченості параметричний зв'язок відбувається через перпендикулярну компоненту динамічної намагніченості. Останній механізм є більш ефективним і, найголовніше, не має обмежень щодо довжини СХ, зокрема, він ефективно працює і в обмінній області спектру СХ. Теоретичні розрахунки успішно підтверджені

спільним експериментом по параметричному збудженню основної моди магнітної наноточки за допомогою НВЧ напруги.

2. Розроблено нелінійну теорію параметричного збудження СХ у нанорозмірних хвилеводах локалізованою накачкою. Вперше встановлено, що окрім фазового механізму обмеження росту параметричної нестійкості, який є єдиним суттєвим механізмом в об'ємних зразках, у нанорозмірних хвилеводах стає важливим додатковий механізм, а саме нелінійна зміна групової швидкості СХ. Поява цього механізму призводить не лише до зменшення амплітуд збуджених СХ, а й до якісно інших залежностей потужності збуджених СХ від потужності накачки при невеликих перевищеннях порогу – замість кореневої залежності має місце лінійна залежність.

3. Продemonстровано вплив різниці поляризації СХ, яка, зокрема, виникає при локальному прикладанні квазістатичного електричного поля, на проходження СХ через внутрішню границю розділу. По-перше, поблизу границі розділу з'являються експоненційно локалізовані СХ, з довжиною локалізації рівною або меншою за довжину біжучої СХ відповідної частоти та поляризацією, ортогональною до поляризації біжучої СХ. По-друге, з'являється додатковий зсув фаз відбитої та переданої хвиль, який, залежно від різниці поляризацій, може приймати будь-яке значення в діапазоні $[-\pi, \pi]$. По-третє, різниця поляризації призводить до зменшення коефіцієнту проходження та збільшення коефіцієнту відбивання СХ. При цьому, зміна фази лінійна щодо різниці поляризації, а зміна коефіцієнтів проходження та відбивання – квадратична, тому при помірних прикладених електричних полях помітно проявляється тільки перший ефект. Незважаючи на різницю поляризації, СХ може проходити скінченну область з відмінною анізотропією резонансно, однак резонансні умови відрізняються від класичних внаслідок вищеприписаного додаткового зсуву фаз. Встановлені залежності є характерними для СХ з домінантною обмінною взаємодією. У дипольній області спектру вплив поляризації може зникати повністю. Вищевказані властивості, однак, не стосуються розповсюдження СХ в геометрії ДЕ. Внаслідок іншої симетрії динамічних дипольних полів, розсіяння та відбивання цих хвиль має суттєві особливості. Зокрема, такі СХ демонструють стійкість до розсіяння на поверхневих дефектах і зменшене відбивання, навіть в короткохвильовій (переважно обмінній) частині спектру та плівках і хвилеводах нанорозмірної товщини.

4. Вперше продемонстровано ефект зменшення ефективності параметричного підсилення біжучої СХ локалізованою накачкою при збільшенні амплітуди вхідної хвилі, що пояснюється нелінійною чотиримагнотною взаємодією сигнальної та холостої хвиль. Характерна амплітуда вхідної СХ, за якої проявляється ефект, обернено залежить від довжини області накачки, тому для підсилення СХ відносно великої амплітуди необхідно використовувати накачку з довжиною локалізації, суттєво меншою за довжину вільного пробігу СХ. За певного значення вхідної амплітуди СХ, яке визначається довжиною та величиною накачки, можлива реалізація стабілізації амплітуди СХ – амплітуда вхідної та вихідної хвиль стають однаковими, а розкид амплітуд (шуми) змен-

пуються після проходження області накачки. Ефект стабілізації амплітуди краще проявляється за великих довжин накачки.

5. Вперше запропоновано використання неадіабатичної параметричної накачки для корекції фази СХ. Продemonстровано, що фазова прохідна характеристика СХ у цьому випадку стає нелінійною і проявляє “плато стабілізації”, розділені між собою різницею фаз у π радіан, що ідеально підходить для корекції фазових помилок у системах магнетронної логіки. Внаслідок залежності амплітуди вихідної СХ від її фази досяжна на практиці величина помилок, які можуть бути успішно виправленими, обмежена величиною приблизно $|\Delta\varphi| < \pi/4$. Встановлено, що ефект фазової стабілізації є стійким по відношенню до амплітуди вхідної хвилі.

6. Пояснено ряд експериментів по збудженню СХ у спин-торк та спин-Холл осциляторах. Вперше встановлено вирішальну роль дипольної взаємодії у стабілізації магнітних солітонів – СХ булетів – в квазіодновимірних СТО, що дозволяє реалізувати стійку монохроматичну генерацію в осциляторах з активною областю довжиною в одиниці мікрометрів і, таким чином, підвищити потужність осцилятора. При цьому, на відміну від обмінних СХ булетів, дипольні СХ булети є чисто дисипативними солітонами. Продemonстровано, що неоднорідний профіль густини спінового струму призводить до появи додаткової зворотної сили, що діє на СХ булет, а також до просторового рознесення булетів у режимі двомодової генерації. У підсумку, така неоднорідність густини струму накачки призводить до збільшення когерентності та стабільності режиму одномодової генерації СТО. Також продemonстровано, що наявність потенціальної ями може змінювати тип збудженої моди у СТО з нелінійного булету на лінійно локалізовану моду за умови достатньої глибини потенціальної ями та її розмірів, сумірних із розмірами активної зони. Така зміна типу моди проявляється зміною типу збудження автогенератора – з жорсткого на м'який режим збудження, а у випадку несиметричного розташування ями та активної зони також можлива суттєва якісна зміна профілів СХ моди.

7. Досліджено вплив ІВДМ на параметричні процеси та динаміку СХО. Вперше запропоновано спосіб збільшення ефективності та завадостійкості параметричного підсилювача за рахунок невзаємності СХ, викликаній ІВДМ – при цьому стає можливим вибір робочої точки так, що холоста хвиля стає еванесцентною. Розроблено теорію збудження невзаємних СХ у СТО з квазіодновимірною та двовимірною активною зоною за наявності ІВДМ. Пояснено появу червоного зсуву частоти генерації зі збільшенням ІВДМ, який, як виявилось, дорівнює пониженню дна спектру СХ, та слабку залежність порогу генерації від ІВДМ при помірних величинах ІВДМ. Пояснено природу появи спіральних СХ мод при відносно великій ІВДМ – ці СХ є наслідком гіротропного руху динамічного скирміону в активній області осцилятора.

8. Розроблені методики для розрахунку дисперсійних характеристик, сталих затухання СХ у нанорозмірних феромагнітних хвильоводах за наявності неоднорідних та/або нелокальних механізмів дисипації, а також коефіцієнтів зв'язку між СХ у дипольно взаємодіючих хвильоводах. Виявлено явище “роз-

кріплення” профілю моди при зменшенні ширини хвилеводу менше за певне критичне значення, яке пов’язане не тільки зі зростанням впливу обмінної взаємодії, а й зі зменшенням неоднорідності динамічних дипольних полів на краях хвилеводу. Проаналізовано нелінійні механізми, які впливають на СХ у дипольно взаємодіючих хвилеводах. Встановлено, що при помірних амплітудах СХ єдиним суттєвим механізмом є нелінійний зсув спектру СХ, як цілого; розроблено метод розрахунку характеристик спрямованого СХ відгалужувача у помірно нелінійному режимі.

9. Узагальнено метод розрахунку коефіцієнтів нелінійної СХ взаємодії на випадок наявності несиметричних магнітних взаємодій, наприклад, ІВДМ, отримані готові для використання рівняння для розрахунку нелінійних коефіцієнтів у намагнічених до насичення феромагнітних плівках та наносмужках. Вперше продемонстровано нелінійність невзаємного зсуву спектру СХ, викликаного ІВДМ – при збільшенні амплітуди СХ невзаємне розщеплення спектру СХ зменшується, що може бути використаним для створення невзаємних пристроїв, керованих потужністю.

Насамкінець, варто відзначити, що частина з описаних явищ є загальною і не обмежуються СХ динамікою під дією ефекту ЕКМА. Зокрема, виявлені явища стабілізації амплітуди та фази СХ можуть бути реалізовані і з будь-яким іншим типом НВЧ параметричної накачки. Те ж саме стосується і способу підвищення завадостійкості параметричного підсилювача, у якому, до того ж, можливо використання невзаємності СХ іншої природи (наприклад, у ґратках наноточок). Загальні ж методики розрахунку характеристик СХ знайдуть своє застосування при розрахунку і проектуванні будь-яких магнітонних систем на основі нанорозмірних феромагнітних хвилеводів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- 1.* V. V. Kruglyak, et al., Magnonics, *J. Phys. D* **43**, 264001 (2010).
- 2.* A. V. Chumak, et al., Magnon spintronics, *Nat. Phys.* **11**, 453 (2015).
- 3.* D. E. Nikonov, I. A. Young, Overview of Beyond-CMOS Devices and a Uniform Methodology for Their Benchmarking, *Proc. IEEE* **101**, 2498 (2013).
- 4.* A. V. Chumak, et al., Magnon transistor for all-magnon data processing, *Nat. Commun.* **5**, 4700 (2014).
- 5.* A. Khitun, et al., Magnonic logic circuits, *J. Phys. D* **43**, 264005 (2010).
- 6.* K. Vogt, et al., Realization of a spin-wave multiplexer, *Nat. Commun.* **5**, 3727 (2014).
- 7.* M. Fiebig, Revival of the magnetoelectric effect, *J. Phys. D* **38**, R123 (2005).
- 8.* N. X. Sun, G. Srinivasan, Voltage control of magnetism in multiferroic heterostructures and devices, *SPIN* **2**, 1240004 (2012).
- 9.* S. Miwa, et al., Perpendicular magnetic anisotropy and its electric-field-induced change at metal-dielectric interfaces, *J. Phys. D* **52**, 063001 (2019).
- 10.* J. Zhu, et al., Voltage-Induced Ferromagnetic Resonance in Magnetic Tunnel Junctions, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 197203 (2012).

- 11.* S.-S. Ha, et al., Voltage induced magnetic anisotropy change in ultrathin $\text{Fe}_{80}\text{Co}_{20}|\text{MgO}$ junctions with Brillouin light scattering, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 142512 (2010).
- 12.* S. I. Kiselev, et al., Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current. *Nature* **425**, 380 (2003).
- 13.* Z. Duan, et al., Nanowire spin torque oscillator driven by spin-orbit torques, *Nat. Commun.* **5**, 5616 (2014).
- 14.* A. Smith, et al., Dimensional crossover in spin Hall oscillators, *Phys. Rev. B* **102**, 054422 (2020).
- 15.* K. Wagner, et al., Injection locking of multiple auto-oscillation modes in a tapered nanowire spin Hall oscillator, *Sci. Rep.* **8**, 16040 (2018).
- 16.* S. Bonetti, et al., Direct observation and imaging of a spin-wave soliton with p-like symmetry, *Nature Commun.* **6**, 8889 (2015).

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. **R. Verba**, M. Carpentieri, G. Finocchio, V. Tiberkevich, and A. Slavin, Chapter 13 – Parametric excitation and amplification of spin waves in ultrathin ferromagnetic nanowires by microwave electric field. In: *Spin wave confinement: Propagating waves (2nd edition)*, ed. by S. O. Demokritov (Pan Stanford Publishing, Singapore, 2017), p. 385-426.
2. **R. Verba**, V. Tiberkevich, I. Krivorotov, and A. Slavin, Parametric excitation of spin waves by voltage-controlled magnetic anisotropy, *Phys. Rev. Appl.* **1**, 044006 (2014).
3. **R. Verba**, V. Tiberkevich, and A. Slavin, Influence of interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction on the parametric amplification of spin waves, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 112402 (2015).
4. L. Yang, **R. Verba**, V. Tiberkevich, T. Schneider, A. Smith, Z. Duan, B. Youngblood, K. Lenz, J. Lindner, A. N. Slavin, and I. N. Krivorotov, Reduction of phase noise in nanowire spin orbit torque oscillators, *Sci. Rep.* **5**, 16942 (2015).
5. **R. Verba**, M. Carpentieri, G. Finocchio, V. Tiberkevich, and A. Slavin, Excitation of propagating spin waves in ferromagnetic nanowires by microwave voltage-controlled magnetic anisotropy, *Sci. Rep.* **6**, 25018 (2016).
6. A. Giordano, **R. Verba**, R. Zivieri, A. Laudani, V. Puliafito, G. Gubbiotti, R. Tomasello, G. Siracusano, B. Azzerboni, M. Carpentieri, A. Slavin, and G. Finocchio, Spin-Hall nano-oscillator with oblique magnetization and Dzyaloshinskii-Moriya interaction as generator of skyrmions and nonreciprocal spin-waves, *Sci. Rep.* **6**, 36020 (2016).
7. Y.-J. Chen, H. K. Lee, **R. Verba**, J. A. Katine, I. Barsukov, V. Tiberkevich, J. Q. Xiao, A. N. Slavin, and I. N. Krivorotov, Parametric resonance of magnetization excited by electric field, *Nano Lett.* **17**, 572 (2017).
8. **R. Verba**, M. Carpentieri, G. Finocchio, V. Tiberkevich, and A. Slavin, Excitation of spin waves in an in-plane-magnetized ferromagnetic nanowire using

- voltage-controlled magnetic anisotropy, *Phys. Rev. Appl.* **7**, 064023 (2017).
9. Q. Wang, P. Pirro, **R. Verba**, A. Slavin, B. Hillebrands, and A. V. Chumak, Reconfigurable nanoscale spin-wave directional coupler, *Sci. Adv.* **4**, e1701517 (2018).
 10. **R. Verba**, M. Carpentieri, G. Finocchio, V. Tiberkevich, and A. Slavin, Amplification and stabilization of large-amplitude propagating spin waves by parametric pumping, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 042402 (2018).
 11. R. Zivieri, A. Giordano, **R. Verba**, B. Azzerboni, M. Carpentieri, A. N. Slavin, and G. Finocchio, Theory of nonreciprocal spin-wave excitations in spin Hall oscillators with Dzyaloshinskii-Moriya interaction, *Phys. Rev. B* **97**, 134416 (2018).
 12. **R. Verba**, V. Tiberkevich, and A. Slavin, Damping of linear spin-wave modes in magnetic nanostructures: Local, nonlocal, and coordinate-dependent damping, *Phys. Rev. B* **98**, 104408 (2018).
 13. M. Mohseni, **R. Verba**, T. Brächer, Q. Wang, D. A. Bozhko, B. Hillebrands, and P. Pirro, Backscattering Immunity of Dipole-Exchange Magnetostatic Surface Spin Waves, *Phys. Rev. Lett.* **122**(19), 197201 (2019).
 14. **R. Verba**, M. Carpentieri, Y.-J. Chen, I. N. Krivorotov, G. Finocchio, V. Tiberkevich, and A. Slavin, Correction of Phase Errors in a Spin-Wave Transmission Line by Nonadiabatic Parametric Pumping, *Phys. Rev. Appl.* **11**, 054040 (2019).
 15. **R. Verba**, V. Tiberkevich, and A. Slavin, Hamiltonian formalism for nonlinear spin wave dynamics under antisymmetric interactions: Application to Dzyaloshinskii-Moriya interaction, *Phys. Rev. B* **99**, 174431 (2019).
 16. Q. Wang, B. Heinz, **R. Verba**, M. Kewenig, P. Pirro, M. Schneider, T. Meyer, B. Lägél, C. Dubs, T. Brächer, and A. V. Chumak, Spin Pinning and Spin-Wave Dispersion in Nanoscopic Ferromagnetic Waveguides, *Phys. Rev. Lett.* **122**(24), 247202 (2019).
 17. **R. V. Verba**, Interplay of linear and nonlinear localization mechanisms in spin-torque oscillators with a field well, *Ukr. J. Phys.* **64**(10), 947 (2019).
 18. **R. Verba**, V. Tiberkevich, and A. Slavin, Spin-wave transmission through an internal boundary: Beyond the scalar approximation, *Phys. Rev. B* **101**, 144430 (2020).
 19. **R. V. Verba**, V. S. Tiberkevich and A. N. Slavin, Dipole-dominated dissipative magnetic solitons in quasi-one-dimensional spin-torque oscillators, *Фізика низьких температур* **46**, 920 (2020). [*Low Temp. Phys.* **46**, 773 (2020)].
 20. Q. Wang, M. Kewenig, M. Schneider, **R. Verba**, F. Kohl, B. Heinz, M. Geilen, M. Mohseni, B. Lägél, F. Ciubotaru, C. Adelman, C. Dubs, S. D. Cotozana, O. V. Dobrovolskiy, T. Brächer, P. Pirro and A. V. Chumak, A magnonic directional coupler for integrated magnonic half-adders, *Nature Electronics* **3**, 765 (2020).
 21. **R. V. Verba**, V. S. Tiberkevich, I. N. Krivorotov, and A. N. Slavin, Parametric excitation of spin waves in thin films by electric field. In: *58th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials. Abstracts. (Denver, CO, USA,*

November 4 - 8, 2013), GB-04, p. 621.

22. **R. V. Verba**, V. S. Tiberkevich, and A. N. Slavin, Voltage control of spin waves in ultra-thin ferromagnetic waveguide. In: *INTERMAG 2014. Digest book (Dresden, Germany, 4 - 8 May 2014)*, AH-11, p. 237.
23. **R. V. Verba**, V. S. Tiberkevich, and A. N. Slavin, Damping of spin wave modes in the presence of spin pumping and spin diffusion. In: *INTERMAG 2014. Digest book (Dresden, Germany, 4 - 8 May 2014)*, HH-2, p. 3210.
24. **R. Verba**, V. Tiberkevich, O. Gorobets, and A. Slavin, Resonant and nonresonant transmission of spin waves through a barrier induced by voltage-controlled magnetic anisotropy. In: *59th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials. Abstracts (Honolulu, HI, USA, November 3 - 7, 2014)*, p. 250.
25. **R. V. Verba**, V. S. Tyberkevych, and A. N. Slavin, Excitation of propagating spin waves in an in-plane magnetized ferromagnetic strip by voltage-controlled magnetic anisotropy. In: *2015 IEEE International Magnetism Conference (INTERMAG) (Beijing, China, 11 - 15 May 2015)*, DB-02.
26. **R. V. Verba**, V. S. Tyberkevych, and A. N. Slavin, Influence of interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction on parametric amplification of spin waves in ultrathin magnetic films. In: *2015 IEEE International Magnetism Conference (INTERMAG) (Beijing, China, 11 - 15 May 2015)*, GT-12.
27. **Verba R. V.**, Dipolar stabilization of a large size bullet mode in one-dimensional spin-torque oscillators. In: *Proceedings of the XI international conference "Electronics and applied physics" (Kyiv, October 21-24, 2015)*, p. 28.
28. **R. V. Verba**, L. Yang, V. Tyberkevych, T. Schneider, A. Smith, Z. Duan, J. Lindner, A. N. Slavin, and I. Krivorotov, Enhancement of single bullet mode stability in nanowire spin-Hall oscillator with spatially nonuniform current bias. In: *MMM — INTERMAG 2016 Joint Conference. Abstracts (San Diego, CA, USA, 11 - 15 January 2016)*, p. 899.
29. Y. Chen, H. Lee, **R. V. Verba**, J. Katine, I. Barsukov, V. Tyberkevych, A. N. Slavin, and I. Krivorotov, Parametric excitation of magnetization by electric field. In: *MMM — INTERMAG 2016 Joint Conference. Abstracts (San Diego, CA, USA, 11 - 15 January 2016)*, p. 915.
30. **R. V. Verba**, M. Carpentieri, G. Finocchio, V. Tyberkevych, and A. N. Slavin, Excitation of propagating spin waves in ferromagnetic nanowires by microwave voltage-controlled magnetic anisotropy. In: *MMM — INTERMAG 2016 Joint Conference. Abstracts (San Diego, CA, USA, 11 - 15 January 2016)*, p. 956.
31. **R. Verba**, L. Yang, V. Tiberkevich, T. Schneider, A. Smith, Z. Duan, B. Youngblood, K. Lenz, J. Lindner, A. Slavin, and I. Krivorotov, Effect of dipolar interaction and bias nonuniformity on nanowire spin-Hall oscillator dynamics. In: *Baltic Spin 2016. Abstract book (Jurmala, Latvia, 9-13 August 2016)*, p. 22.
32. A. Giordano, **R. V. Verba**, R. Zivieri, A. Laudani, V. Puliafito, G. Gubbiotti, R. Tomasello, G. Siracusano, B. Azzerboni, M. Carpentieri, A. N. Slavin, and G. Finocchio, Spin-Hall nano-oscillator with oblique magnetization and Dzyaloshinskii-Moriya interaction as generator of skyrmions and nonreciprocal spin-waves. In: *61th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials*.

Abstracts (New Orleans, USA, 31 October – 4 November 2016), p. 122.

33. A. Chumak, Q. Wang, P. Pirro, B. Hillebrands, **R. V. Verba**, and A. N. Slavin, Reconfigurable nano-scale spin-wave directional coupler. In: *61th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials. Abstracts (New Orleans, LA, USA, 31 October – 4 November 2016)*, DB-02, p. 344.
34. **R. V. Verba**, V. Tyberkevych, and A. N. Slavin, Stabilization of spin wave amplitude by parametric pumping in ferromagnetic nanowires. In: *61th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials. Abstracts (New Orleans, LA, USA, 31 October – 4 November 2016)*, DB-06, p. 346.
35. Y. Chen, **R. V. Verba**, V. Tyberkevych, A. N. Slavin, and I. Krivorotov, Parametric amplifier of spin waves using electric field. In: *61th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials. Abstracts (New Orleans, LA, USA, 31 October – 4 November 2016)*, FE-09, p. 603.
36. **R. V. Verba**, V. S. Tiberkevich, and A. N. Slavin, Linear and nonlinear spin-wave mode localization in a spin-torque oscillator with a field well. In: *2017 IEEE International Magnetism Conference (INTERMAG) (Dublin, Ireland, 24-28 April 2017)*, BC-08.
37. **R. V. Verba**, M. Carpentieri, Y. Chen, V. Tyberkevych, G. Finocchio, I. Krivorotov, and A. N. Slavin. Correction of phase errors in spin wave signals by nonadiabatic parametric pumping. In: *62nd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials. Abstracts (Pittsburgh, PA, USA, 6-10 November 2017)*, AE-04, p. 24.
38. A. Chumak, Q. Wang, B. Heinz, M. Kewenig, M. Schneider, T. Fischer, T. Meyer, B. Lagel, T. Lober, P. Pirro, C. Dubs, **R. V. Verba**, and T. Bracher. Spin-wave dynamics in yttrium iron garnet nano-structures. In: *62nd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials. Abstracts (Pittsburgh, PA, USA, 6-10 November 2017)*, AE-10, p. 27.
39. **R. V. Verba**, V. Tyberkevych, and A. N. Slavin. Nonlinear spin-wave interaction in ultrathin ferromagnetic films with interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction. In: *62nd Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials. Abstracts (Pittsburgh, PA, USA, 6-10 November 2017)*, FD-10, p. 556.
40. **R. Verba**, Voltage-controlled magnonics. In: *3rd International Advanced School on Magnonics 2018 (17–21 September, 2018, Kyiv, Ukraine)*, p. 36.
41. **R. V. Verba**, R. Zivieri, A. Giordano, B. Azzarboni, M. Carpentieri, A. N. Slavin, and G. Finocchio, Nonreciprocal spin waves in spin-Hall oscillators with Dzyaloshinskii-Moriya interaction. In: *2019 Joint MMM-INTERMAG conference. Book of Abstracts (January 14-18, 2019, Washington, DC, USA)*, p. 66.
42. A. Chumak, Q. Wang, B. Heinz, **R. V. Verba**, M. Kewenig, P. Pirro, M. Schneider, B. Lagel, C. Dubs, and T. Bracher, Spin-Wave Modes in sub-100 nm YIG Waveguides. In: *2019 Joint MMM-INTERMAG conference. Book of Abstracts (January 14-18, 2019, Washington, DC, USA)*, HE-07, p. 791.
43. **R. Verba**, Q. Wang, A. Chumak, Nonlinear Operation of Nanoscale Spin-Wave Directional Coupler. In: *Proceedings of the 2019 IEEE 9th International Conference on Nanomaterials: Applications & Properties (NAP-2019) (September*

15-20, 2019, Odesa, Ukraine), p. 02M03-1.

44. Q. Wang, M. Kewenig, M. Schneider, **R. V. Verba**, B. Heinz, M. Geilen, M. Mohseni, B. Lägel, F. Ciubotaru, C. Adelman, S. Cotofana, C. Dubs, T. Brächer, P. Pirro and A. Chumak, Realization of a Nanoscale Magnonic Directional Coupler for All-Magnon Circuits. In: *64th Annual conference on Magnetism and Magnetic Materials. Abstracts (November 4-8, 2019, Las Vegas, NV, USA)*, CE-08, p. 258.
45. M. Mohseni, M. Kewenig, **R. Verba**, Q. Wang, M. Schneider, B. Heinz, F. Kohl, C. Dubs, B. Lägel, A. A. Serga, B. Hillebrands, A. V. Chumak, and P. Pirro, Parametric Generation of Propagating Spin Waves in Ultrathin Yttrium Iron Garnet Waveguides, *Phys. Status Solidi RRL* **14**, 2000011 (2020).
46. O. V. Prokopenko, D. A. Bozhko, V. S. Tyberkevych, A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, O. Dzyapko, **R. V. Verba**, A. V. Talalaevskij, D. V. Slobodianiuk, Yu. V. Kobljanskyj, V. A. Moiseienko, S. V. Sholom, and V. Yu. Malyshev, Recent trends in microwave magnetism and superconductivity, *Ukr. J. Phys.* **64**(10), 888 (2019).
47. B. Heinz, Q. Wang, **R. Verba**, V. Vasyuchka, M. Kewenig, P. Pirro, M. Schneider, T. Meyer, B. Lägel, C. Dubs, T. Brächer, O. Dobrovolskiy, and A. Chumak, Temperature Dependence of Spin Pinning and Spin-Wave Dispersion in Nanoscopic Ferromagnetic Waveguides, *Ukr. J. Phys.* **65**(12), 1094 (2020).

АНОТАЦІЯ

Верба Р. В. Спінові хвилі у надтонких магнітних плівках та наноструктурах під дією електричного поля та струму. – Наукова доповідь.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.11 – магнетизм. – Інститут магнетизму Національної академії наук України та Міністерства освіти і науки України, Київ, 2021.

Дисертація присвячена вирішенню наукової проблеми розробки нових та удосконалення існуючих енергоефективних та сумісних з нанотехнологією методів збудження та контролю спінових хвиль (СХ) у надтонких феромагнітних плівках та хвилеводах.

Продемонстровано можливість збудження СХ у надтонких феромагнітних хвилеводах НВЧ електричним полем за рахунок ефекту електрично керованої магнітної анізотропії. Запропоновані методи стабілізації амплітуди та фази СХ за допомогою параметричної накачки. Продемонстровано способи підвищення потужності, когерентності та стабільності одномодової генерації у спин-Холл осциляторах. Розроблені методи розрахунку дисперсії, сталих затухання СХ, дипольної взаємодії між СХ, коефіцієнтів нелінійної СХ взаємодії у нанорозмірних феромагнітних хвилеводах.

Ключові слова: спінова хвиля, магنونіка, електрично керована магнітна анізотропія, ефект спин-трансферу, феромагнітні наноструктури, параметричні процеси, магнітні солітони, спин-торк осцилятор, багатомэгنونні процеси.

АННОТАЦИЯ

Верба Р. В. Спиновые волны в сверхтонких магнитных пленках и наноструктурах под действием электрического поля и тока. – Научный доклад.

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.11 – магнетизм. – Институт магнетизма Национальной академии наук Украины и Министерства образования и науки Украины, Киев, 2021.

Диссертация посвящена решению научной проблемы разработки новых и усовершенствования существующих энергоэффективных и совместимых с нанотехнологией методов возбуждения и контроля спиновых волн (СВ) в сверхтонких ферромагнитных пленках и волноводах.

Продемонстрирована возможность возбуждения СВ в сверхтонких ферромагнитных волноводах СВЧ электрическим полем за счет эффекта электрически управляемой магнитной анизотропии. Предложенные методы стабилизации амплитуды и фазы СВ с помощью параметрической накачки. Продемонстрированы способы повышения мощности, когерентности и стабильности одномодовой генерации в спин-Холл осцилляторах. Разработанные методы расчета дисперсии, постоянных затухания СВ, дипольного взаимодействия между СВ, коэффициентов нелинейного СВ взаимодействия в наноразмерных ферромагнитных волноводах.

Ключевые слова: спиновая волна, магноника, электрически управляемая магнитная анизотропия, эффект спин-трансфера, ферромагнитные наноструктуры, параметрические процессы, магнитные солитоны, спин-торк осциллятор, многомагнонные процессы.

ABSTRACT

Verba R. V. Spin waves in ultrathin magnetic films and nanostructures under electric fields and currents. – Scientific report.

Thesis for a scientific degree of Doctor of Science in Physics and Mathematics, specialty 01.04.11 – Magnetism. – Institute of Magnetism of National Academy of Sciences of Ukraine and Ministry of Education and Science of Ukraine, Kyiv, 2021.

The thesis is devoted to the solution of scientific problem of the development of novel and improvement of existing methods of spin wave (SW) excitation and control in ultrathin ferromagnetic films and waveguides, which would be suitable for the creation of energy-efficient nanoscale elements of magnonic logic and other spin-wave electronics systems.

The possibility of SW excitation by a microwave electric field via the voltage-controlled magnetic anisotropy (VCMA) is demonstrated. In zero external magnetic field, the excitation is possible only via the parametric excitation mechanism. More efficient parametric interaction is realized in the case of in-plane static magnetization, moreover, it has no restrictions on the SW wavelength. The parametric

excitation of the fundamental mode of a magnetic nanodot by a microwave voltage is realized experimentally.

A nonlinear theory of parametric SW excitation in nanosized waveguides by a localized pumping is been developed. An additional mechanism limiting the parametric instability growth at nanoscale is found, namely, the nonlinear change of the group velocity.

A theory of SW transmission passing through an internal boundary accounting for the polarization variation is developed. A change of polarization is shown to lead to three effects: (i) the appearance of localized SWs near the boundary, (ii) an additional phase shift of both the transmitted and reflected SWs, and (iii) a decrease of the transmission rate. Dipolar interaction is shown to diminish the effect of polarization difference. SWs in the Damon-Eshbach geometry are found to demonstrate specific properties, in particular, immunity to back-scattering on a surface defect even in nanoscale-thickness films, which is related to a different symmetry of their dipolar fields.

The efficiency of parametric amplification is found to decrease with an increase of the input SW amplitude. To amplify relatively large-amplitude SWs one needs to use a pumping with a localization length, which is significantly smaller than the mean free path of the wave. At a certain input SW amplitude the amplifier works as a stabilizer of SW amplitude. The amplitude stabilization is more pronounced at large pumping lengths. The effect of SW phase correction by a nonadiabatic parametric pumping is demonstrated and is confirmed to be robust respective to the input SW amplitude.

Several experimental results on the SW excitation in spin-torque and spin-Hall oscillators (STO and SHO) are explained. It is shown that in quasi-one-dimensional STO the dipolar interaction could stabilize micron-sized SW bullets. An increase of the coherence and stability of the single-bullet generation regime by tapering a nanowire forming SHO is demonstrated. The possibility of the excited mode variation from SW bullet to linear localized mode in the presence of a potential well is demonstrated.

Enhancement of the efficiency and robustness of a parametric amplifier by interfacial Dzyaloshinski-Moriya interaction (IDMI) is demonstrated. The Hamiltonian formalism for the nonlinear SW interaction is generalized to the case of the presence of IDMI. The nonlinearity of SW nonreciprocity, induced by IDMI, is demonstrated. The theory of excitation of nonreciprocal SWs in one- and two-dimensional STOs in the presence of IDMI, explaining, in particular, generation frequency red shift, is developed.

Methods for calculation of the dispersion, damping rates in the presence of inhomogeneous and/or nonlocal dissipation mechanisms, as well as of the SW coupling strength in nearby located dipolarly coupled waveguides, are developed.

Keywords: spin wave, magnonics, voltage-controlled magnetic anisotropy, spin-transfer-torque, ultrathin ferromagnetic films, magnetic nanostructures, parametric processes, magnetic solitons, spin-torque oscillator, multimagnon interaction.

Підписано до друку 01.03.2021. Формат 60х90/16мм.

Обл.-вид. арк. 1,9. Ум.-друку. арк. 1,9

Папір офісний. Друк цифровий. Тираж 100 прим.

Видавництво по пр. Повітрофлотський, 50/2, 03151, м. Київ.

Свідцтво про внесення до державного реєстру

Серія В03 № 465168 від 11.09.2008 р.