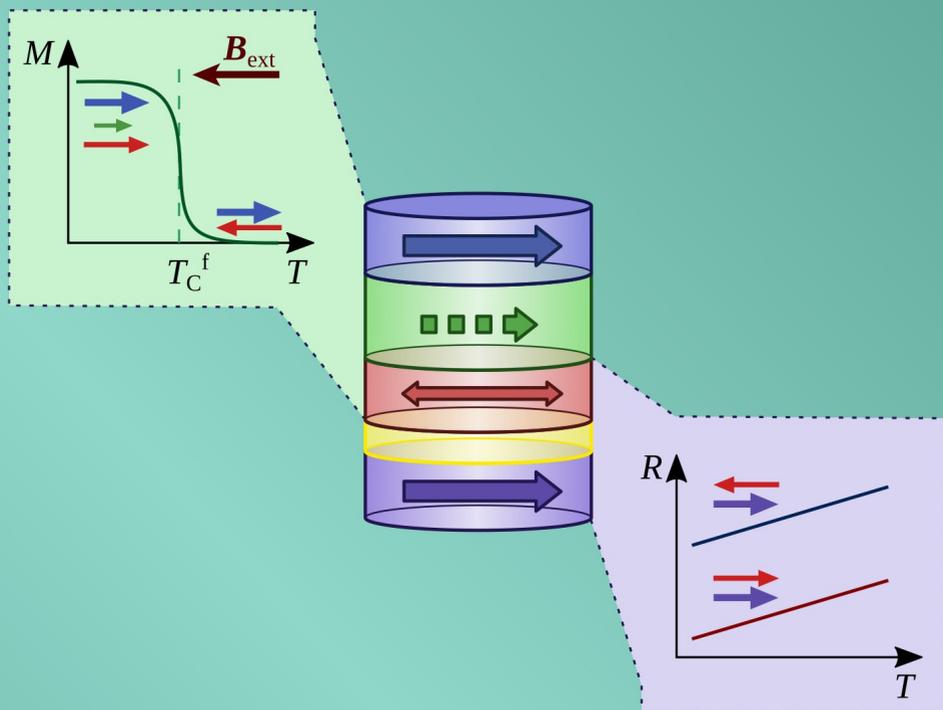


МАГНІТНА ТА ТЕРМОІНДУКОВАНА ДИНАМІКА У НАНОЕЛЕМЕНТАХ СИНТЕТИЧНИХ АНТИФЕРОМАГНЕТИКІВ



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

**МАГНІТНА ТА
ТЕРМОІНДУКОВАНА ДИНАМІКА
У НАНОЕЛЕМЕНТАХ
СИНТЕТИЧНИХ
АНТИФЕРОМАГНЕТИКІВ**

Монографія

ХАРКІВ
«ДІСА ПЛЮС»
2023

УДК 537.6/8

ББК 22.334

М12

Автори:

Р. В. Верба, Ю. І. Джежеря, В. Ю. Боринський,
Д. М. Поліщук, А. Ф. Кравець

Рецензент:

доктор фізико-математичних наук В. О. Голуб,
(Інституту магнетизму НАН України та МОН України)

*Рекомендовано до друку Вченою радою
Інституту магнетизму НАН України та МОН України
(протокол № 6-23 від 29 червня 2023 р.)*

М12 **Магнітна** та термоіндукована динаміка у нанoeлементax синтетичних антиферомагнетиків / Р. В. Верба, Ю. І. Джежеря, В. Ю. Боринський, Д. М. Поліщук, А. Ф. Кравець. – Харків: «Діса плюс», 2023. – 164 с.
ISBN 978-617-8122-54-6

У монографії викладені фізичні основи та сучасні теоретичні й експериментальні результати вивчення мікрохвильової магнітної та термоіндукованої динаміки у плівках та нанoeлементax синтетичних антиферомагнетиків (САФ). Викладено теорію феромагнітного резонансу та біжучих спінових хвиль у нанoeлементax та плівках САФ, відповідно; представлено особливості вищих спін-хвильових мод у нанoeлементax. Розглянуто нелінійну динаміку та перемагнічування САФ в імпульсних та швидкоосцилюючих полях. Описані принципи термомагнітного перемикання стану нанoeлементів САФ. Наведені результати спостереження гігантського магнітокалоричного ефекту у САФ.

Призначена для науковців, аспірантів та студентів старших курсів фізико-математичних спеціальностей.

УДК 537.6/8

ББК 22.334

ISBN 978-617-8122-54-6

© Р. В. Верба, Ю. І. Джежеря,
В. Ю. Боринський, Д. М. Поліщук,
А. Ф. Кравець, 2023

Зміст

Перелік скорочень	5
Передмова	7
Розділ 1	
Фізичні основи та історія створення синтетичних антиферомагнетиків	11
§1.1. Ранні дослідження багат шарових структур	11
§1.2. Перші спостереження міжшарової антиферомагнітної взаємодії	14
§1.3. Фізика та опис міжшарової взаємодії Рудермана-Кіттеля-Косуя-Йосіди	17
§1.4. Типи і застосування синтетичних антиферомагнетиків	20
Розділ 2	
Феромагнітний та спін-хвильовий резонанс у нанoeлементax синтетичних антиферомагнетиків	25
§2.1. Рівняння Ландау-Ліфшиця-Гільберта	26
§2.2. Однорідний феромагнітний резонанс	29
§2.3. Спін-хвильові моди синтетичного антиферомагнітного нанoeлемента еліптичного перерізу	47
Розділ 3	
Спінкові хвилі у плівкових синтетичних антиферомагнетиках	57
§3.1. Теорія біжучих спінкових хвиль у плівкових синтетичних антиферомагнетиках	59
§3.2. Невзаємність спінкових хвиль у синтетичних антиферомагнетиках	66

§3.3. Невзаємні магнітопружні хвилі у гетероструктурах із синтетичними антиферомагнетиками	75
Розділ 4	
Динаміка намагніченості синтетичних антиферомагнітних нанoeлементів в імпульсних та швидкоосцилюючих магнітних полях	88
§4.1. Швидке низькобар'єрне перемагнічування нанoeлементів синтетичних антиферомагнетиків	90
§4.2. Задача Капіці для магнітних моментів синтетичних антиферомагнітних систем	107
Розділ 5	
Нанoeлементи з термoкерованою міжшаровою взаємодією	115
§5.1. Структури з прямим міжшаровим обміном: перемикач Кюрі	117
§5.2. Структури з термoкерованою взаємодією Рудермана-Кіттеля-Косуя-Йосіди	126
§5.3. Магнітокалоричний ефект	134
§5.4. Термомагнітне перемикання електричним струмом	141
Перелік посилань	147

Перелік скорочень

АМ	акустична мода
АП	антипаралельний
АФМ	антиферомагнетик, антиферомагнітний
ІВДМ	інтерфейсна взаємодія Дзялошинського-Морія
ЛЛГ	Ландау-Ліфшиця-Гільберта (рівняння)
ЛП	лівополяризований
МОЕК	магнітооптичний ефект Керра
МТК	магнітний тунельний контакт
НВЧ	надвисокочастотний, надвисокі частоти
НМ	немагнітний
ОМ	оптична мода
ПАХ	поверхнева акустична хвиля
ПП	правополяризований
ПССХ	перпендикулярна стояча спінова хвиля
РККЙ	Рудермана - Кіттеля - Косуя - Йосіди (взаємодія)
САФ	синтетичний антиферомагнетик
СКВІД	надпровідний квантовий інтерферометр (від англ. SQUID – superconducting quantum interference device)
СФ	спін-флоп
СХ	спінова хвиля, спін-хвильовий
СХР	спін-хвильовий резонанс
ФМ	феромагнетик, феромагнітний
ФМР	феромагнітний резонанс
FC	field cooling (охолодження у полі)

6 | Перелік скорочень

MRAM	magnetic random access memory (магнітна пам'ять з довільним доступом)
ZFC	zero-field cooling (охолодження у нульовому полі)

Передмова

Магнітовпорядковані матеріали – матеріали, в яких існує дальній магнітний порядок завдяки обмінній взаємодії – активно досліджуються вже майже сторіччя. Як відомо, магнітовпорядковані матеріали поділяються на три великі класи залежно від кількості та взаємного впорядкування магнітних підґраток: феромагнетики, антиферомагнетики та феримагнетики, хоча не завжди такий чіткий поділ є можливим. Кожен з класів має свої визначальні особливості, як з фундаментальної точки зору, так і з точки зору можливості застосувань на практиці.

Так, антиферомагнетики (АФМ) характеризуються зазвичай більшими частотами магнітного резонансу та спінових хвиль у порівнянні з феромагнетиками та нижчою резонансною гілкою феримагнетиків, так само як і переважно більшими швидкостями руху спінових хвиль, солітонів і доменних стінок. Непровідні АФМ виявляють досить невелике магнітне затухання, хоча рекорд вже тривалий час належить феримагнетичу залізо-ітрієвому гранату. Та й поширеність у природі АФМ є значно більшою за феромагнітні матеріали.

Однак найбільш визначальною особливістю АФМ є нульова (або невелика у випадку так званих скошених АФМ) результуюча намагніченість за відсутності магнітного поля, адже магнітні моменти різних підґраток АФМ є скомпенсованими. Як наслідок, окремі АФМ мікро- чи наноелементи не створюють магнітостатичних полів розсіяння і не впливають один на одного. Ідеальна властивість з точки зору магнітного запису!

Та найбільша перевага АФМ стала і їх найбільшим недоліком. Магнітний порядок АФМ, тобто напрямок вектору антиферомагнетизму, значно важче зчитати ніж напрямок намагніченості феро- чи феримагнетиків, і лише розвиток

спінтроніки та досліджень спін-залежного транспорту дав певні технологічно зручні інструменти для цього. Мала чутливість до статичного зовнішнього поля призводить до того, що масивні та мікророзмірні зразки знаходяться у багатодоменному стані, малоприсадиному для застосувань, та й вирощування плівок і структур хоча б із заданим напрямком анізотропії, не кажучи вже про монокристалічні зразки, теж є нетривіальною задачею з цієї ж причини. Тому активні дослідження АФМ часів середини ХХ сторіччя згодом згасли, і інтерес до АФМ почав поновлюватись лише у ХХІ сторіччі.

Досягнення в галузі технології вирощування та структурування матеріалів з часом дозволили створювати штучні матеріали та структури із властивостями, суттєво відмінними від властивостей окремих складових чи об'ємних зразків. Так з'явилися синтетичні антиферомагнетики (САФ) – багаточарові плівки, а згодом й мікрота наноструктури, магнітні моменти шарів яких впорядковані взаємно антипаралельно, тобто антиферомагнітно. САФ схожий з природним АФМ, а роль намагніченостей підґраток відіграють намагніченості шарів САФ. САФ зберегли головну особливість – нульовий (чи нехтовно малий) загальний магнітний момент за відсутності зовнішнього магнітного поля і малі (але вже не тотожно нульові) магнітостатичні поля розсіяння. Однак САФ позбавлені головного недоліку – на відміну від намагніченості окремої підґратки АФМ кристалу, намагніченість окремого шару САФ легко піддається зчитуванню та керуванню будь-якими поверхнево чутливими методами.

Тож САФ поєднують в собі легкість керування, притаманну феро- та феримагнетикам, з малим взаємовпливом, характерним для АФМ. І це далеко не єдина їх унікальна особливість. Вони вже стали незамінними складовими спінтронних структур і продовжують активно досліджуватись, демонструючи захоплюючі перспективи.

Метою даної книги є ознайомлення читача з основами фізики та магнітної динаміки САФ, а також серією нещодавніх досліджень САФ наноелементів та структур, проведених за участі авторів

монографії. Ми не намагались охопити всі чи принаймні більшість наявних досліджень та аспектів магнітної динаміки САФ та структур на їх основі, сконцентровувавшись натомість на досить детальному і послідовному викладі матеріалу, тож книга має бути зручною, в тому числі, і для першого знайомства з фізикою САФ (при цьому вважається, що з основами магнітної динаміки феромагнетиків читач знайомий). Також у книзі наведено досить детальний опис декількох теоретичних та числових підходів до аналізу магнітної динаміки САФ, область застосування яких є значно ширшою за представлені задачі.

Якщо коротко описати структуру книги, то перший розділ знайомить читача з історією, типами САФ та фізичними ефектами, які забезпечують АФМ впорядкування намагніченостей шарів САФ.

У розділі 2 представлена теорія феромагнітного резонансу – найпростішої лінійної магнітної динаміки – у плівках та нанoeлементax САФ. Попри значну схожість з антиферомагнітним резонансом природних АФМ, резонанс у САФ виявляє важливі нові особливості завдяки наявності дипольної взаємодії. Також представлені результати дослідження вищих спін-хвильових мод у нанoeлементax САФ, особливості яких можуть здивувати навіть читача, добре обізнаного зі спін-хвильовою динамікою у простих феромагнітних нанoeлементax.

Розділ 3 присвячений біжучим спіновим хвилям (СХ) у САФ плівках та хвилеводах. У фізиці біжучих СХ дуже гарно проявляється відмінність САФ як від АФМ, так і від одношарових феромагнітних структур. Важливою властивістю СХ у САФ є можливість реалізації сильно невзаємного поширення СХ, на чому зроблено особливий акцент. Ця особливість, зокрема, лягла в основу створення гібридних магнітопружних структур, в яких магнітопружна взаємодія із САФ індукує невзаємність поширення акустичних хвиль НВЧ діапазону, що також описано у даному розділі.

На відміну від попередніх розділів, які містять багато основ та оглядового матеріалу, розділи 4 та 5 сконцентровані на власних результатах авторів. У розділі 4 представлено теоретичні

дослідження динаміки САФ в імпульсних та швидкоосцилюючих магнітних полях, у першу чергу з точки зору перемагнічування САФ нанoeлементів для застосування в якості комірок магнітної пам'яті. Звісно, це далеко не єдині розроблені чи запропоновані методи перемагнічування, і огляд всіх чи хоча б більшості з них не є метою даної книги.

Нарешті, розділ 5 знайомить читача з новітнім типом САФ, ідея, розробка та дослідження яких значною мірою пов'язані з діяльністю науковців Інституту магнетизму НАН України та МОН України та їх колег з Королівського технологічного інституту (Швеція). Це багат шарові наноструктури з термокерованою міжшаровою взаємодією, в яких відбувається перехід від АФМ до ФМ впорядкування, тобто від САФ до ефективно багат шарового феромагнетика. У розділі описаний підхід до створення таких структур, заснований на використанні тонких шарів розбавленого ФМ з низькою температурою Кюрі, а також шляхи досягнення досить різкого, придатного для застосувань термомагнітного перемикавання АФМ-ФМ з характерним інтервалом близько 20 К та довільно вибраною температурою переходу. Описується вибір матеріалів та товщини, типова квазістатична поведінка та цікаві супутні ефекти, наприклад, магнітокалоричний ефект. Нарешті в кінці розділу читач може ознайомитись із можливістю керування міжшаровою взаємодією електричним струмом за рахунок омичного нагріву, що має особливий інтерес для практичних застосувань.

Розділ 1

Фізичні основи та історія створення синтетичних антиферромагнетиків

Історично перші концепції штучних антиферромагнітних матеріалів – синтетичних антиферромагнетиків (САФ) – були запропоновані та реалізовані наприкінці 1980-х років і супроводжувалися експериментальним підтвердженням існування непрямої антиферромагнітної (АФМ) обмінної взаємодії у багатошарових гетероструктурах. Сама концепція осцилюючої непрямої обмінної взаємодії, яка отримала назву взаємодія Рудермана-Кіттеля-Касуї-Йосіди (РККЙ), була розроблена набагато раніше для пояснення взаємодії магнітних моментів домішкових магнітних атомів, яка відбувається за рахунок електронів провідності. Однак існування РККЙ у багатошарових структурах типу ферромагнетик - немагнітний метал - ферромагнетик (ФМ-НМ-ФМ) тривалий час не було ні очевидним чи очікуваним з теоретичної точки зору, ні мало підтверджених експериментальних проявів.

У цьому розділі коротко описано еволюцію досліджень багатошарових магнітних структур, які, врешті-решт, призвели до відкриття міжшарової РККЙ взаємодії та створення САФ, природу та особливості РККЙ взаємодії, сучасні типи САФ, а також основні впроваджені та перспективні застосування САФ наноелементів, які обумовлюють значний дослідницький інтерес до них по сьогодні.

§1.1. Ранні дослідження багатошарових структур

Основний інтерес до багатошарових магнітних гетероструктур в останній чверті ХХ сторіччя був зумовлений дослідженнями

магнітних тунельних контактів (МТК), а згодом і спінових вентилів. Основні фізичні явища, які лежать в основі роботи МТК, були встановлені на початку 1960-х і 1970-х років під час роботи при низьких температурах. А. Джайвер продемонстрував явище тунелювання електронів крізь тонкі ізолятори у структурах між надпровідниками та нормальними металами [55]; це відкриття було відзначено Нобелівською премією у 1973р. Десять років потому П. Тедроу та Р. Месерві з Массачусетського технологічного інституту провели експерименти з тунелювання між феромагнітними металами та надпровідниками, які продемонстрували, що при тунелюванні зберігається спін електрона, та що тунельна провідність залежить від ступеня спінової поляризації в магнітних електродах [193] (див. також [124]). Невдовзі після цього, у 1975 році, М. Жюльєр вперше продемонстрував тунелювання між двома феромагнітними плівками – у тунельному переході Fe/Ge/Co при гелієвих температурах спостерігалась зміна опору на 14% між антипаралельним і паралельним станами намагніченостей плівок Fe і Co [83]; це явище зараз відоме як явище тунельного магнітоопору.

Приблизно в той самий час, коли Жюльєр проводив цю першу демонстрацію МТК, Дж. Слончевський з IBM Research запропонував три типи магнітних датчиків на основі тунелювання між феромагнітними металами [179-181]. Слончевський підрахував, що значення тунельного магнітоопору мають бути порядку 40% для пристроїв, виготовлених зі звичайних феромагнітних металів. Крім того, відсутність надпровідників у структурах давала надію на спостереження ефекту за кімнатних температур. Попри захоплюючі перспективи галузь МТК розвивалася досить повільно, головним чином через труднощі виготовлення, а явище тунельного магнітоопору за кімнатної температури було успішно спостережене лише у середині 1990-х років [127, 129].

Усі ці дослідження стимулювались розвитком комп'ютерної техніки. Тут варто нагадати, що в ті часи розвивались декілька альтернативних напрямків створення обчислювальної техніки, у тому числі на основі магнітних елементів чи згаданих вище надпровідних

тунельних контактів, а комп'ютерна пам'ять на початкових етапах була виключно магнітною – лише у 1970-х роках стало очевидно, що напівпровідникова оперативна пам'ять є більш перспективною як за швидкістю, так і за щільністю¹. Тому інтерес до магнітних гетероструктур не обмежувався лише сенсорами зчитувальних головок жорстких магнітних дисків, у яких МТК та споріднені структури на основі ефекту гігантського магнітоопору знайшли згодом свої найпоширеніше застосування (історію розвитку магнітної пам'яті та обчислювальних елементів див., наприклад, у [52, 163]).

Інший напрямок, який стимулював дослідження багат шарових структур у 70-х – 80-х роках ХХ сторіччя, був пов'язаний із розвитком технології магнітостатичних хвиль у феромагнітних плівках [63, 187, 236]. На той час магнітостатичні хвилі були багатобічною технологією з перспективами застосування для створення аналогових та цифрових систем обробки інформації², а використання багат шарових структур відкривало широкі можливості для керування дисперсією магнітостатичних хвиль [1, 151, 167, 221]. Окремий інтерес становила можливість отримання антипаралельної конфігурації (тобто, колективного АФМ стану) двошарової плівки, адже у такому стані сильно підсилювалась невзаємність магнітостатичних хвиль³, як було теоретично показано у [61].

Дискусія щодо шляхів практичної реалізації антипаралельного впорядкування шарів тривала досить довгий час. Один з підходів полягав у підборі матеріалів з відмінними коерцитивними силами для окремих шарів – концепція, що згодом одержала назву псевдо-спінового клапана [47, 88, 228]. Після попередньої ініціалізації вихідного стану насичення такої структури (тобто переорієнтації

¹ Цікаво відзначити, що на сьогодні ситуація змінилась. Відкриття ряду ефектів, в першу чергу ефекту спін-трансферу та електрично-керуваної магнітної анізотропії, знову «повернули у гру» оперативну магнітну пам'ять (MRAM), яка має перспективи стати менш енергозатратною за кремнієву, а також енергонезалежною (у сенсі збереження даних за відсутності живлення).

² Деякі аналогові пристрої, в першу чергу невзаємні пристрої НВЧ діапазону – ізолятори та циркулятори – і на сьогодні залишаються незамінними.

³ Цей ефект детально розглянутий у розділі 3.

намагніченостей шарів в одному напрямку), можна перемагнічувати більш магнітом'який шар у достатньо малих полях, за яких намагніченість іншого, висококоерцитивного (магнітожорсткого), шару залишається незмінною. Цей підхід чудово підходить для наноструктур, у яких однорідна намагніченість у межах шару забезпечується малими розмірами та обмінною взаємодією. Для плівок реалізація такого підходу є не такою тривіальною через можливість утворення магнітних доменів. Подальший розвиток даної ідеї пов'язаний із використанням додаткового АФМ шару у прямому контакті з одним з ФМ шарів – за рахунок ефекту обмінного зміщення [93, 134, 186] у ФМ шарі створювалось ефективне магнітне поле, яке «закріплювало» магнітний момент цього шару.

Очевидно, однак, що подібні системи не можна назвати САФ. Дійсно, їх основний стан, тобто стан з найменшою енергією, у нульовому полі є виродженим – що паралельне, що антипаралельне впорядкування мають однакову енергію, адже взаємодія між шарами відсутня. Статична дипольна взаємодія між тонкими шарами, латеральні розміри яких набагато більші за їх товщину, є нехтовно малою і проявляється лише на краях шарів. Вона починає відігравати роль у наноструктурах, як обговорено нижче. Іншої ж міжшарової взаємодії немає. Принципово нескладно реалізувати міжшарову взаємодію ФМ типу – для цього достатньо прибрати прошарок або зробити його надтонким. Тоді, за рахунок прямої обмінної взаємодії або ефекту близькості основним станом структури буде ФМ (паралельне впорядкування). А можливість реалізувати взаємодію АФМ типу на той час була відкритим питанням.

§ 1.2. Перші спостереження міжшарової антиферромагнітної взаємодії.

Перший експеримент, який став свідченням наявності міжшарової взаємодії АФМ типу, був поставлений групою П. Грюнберга у 1986 році [62]. У ньому за допомогою

Бріллюенівського розсіювання світла вивчалися спектри перпендикулярних стоячих спінових хвиль (ПССХ) [63, 86] у монокристалічних тришарових структурах Fe/Cr/Fe та Fe/Au/Fe з різними товщинами прошарків Cr та Au. Частоти ПССХ є чутливими як до обмінної взаємодії в межах шару, так і до міжшарової взаємодії¹. У структурах Fe/Au/Fe частоти ПССХ проявляли типову залежність – монотонне зростання зі зменшенням товщини прошарку Au, що пояснюється підсиленням міжшарової обмінної взаємодії. Натомість, зразки Fe/Cr/Fe виявили зовсім іншу поведінку – залежність частот ПССХ від товщини шару Cr була немонотонною, і спостерігалось періодичне збільшення та зменшення частоти у діапазоні товщин від 0 до 8 Å. Не менш характерною була вимірjana польова залежність частот мод. Для прошарку Au частоти всіх досліджуваних ПССХ спадали зі зменшенням поля майже з однаковою швидкістю. Для зразку Fe/Cr/Fe з прошарком товщиною 8 Å польові залежності різних ПССХ були сильно відмінними, і одна з мод пом'якшувалась (її частота прямувала до нуля) при досить великому полі у 80 мТл.² Такі залежності неможливі за умови підтримання незмінної паралельної конфігурації моментів. Усі спостережувані ефекти стали впевненим свідченням не лише наявності АФМ зв'язку у багатошарових структурах, але й осцилюючого характеру цієї взаємодії, коли зв'язок ФМ типу змінюється на зв'язок АФМ типу і навпаки.

У тому ж 1986 році Ч. Майкрзаком та співавторами було спостережене формування протифазних магнітних доменів у надгратках Gd-Y [120], коли багато шарів Gd та Y по чергово змінювали один одного. І знову ж таки була виявлена чітка осцилююча залежність знаку взаємодії – формування протифазних доменів спостерігалось при товщині ітрієвих шарів у 10 моношарів, але як при більших (20 моношарів), так і при менших (6 моношарів) товщинах такі домени зникали.

¹ А також до умов закріплення спінів на поверхні плівки. Вивчення ПССХ є одним з найпоширеніших методів визначення обмінної сталості та поверхневої анізотропії феромагнітних плівок.

² Це є свідченням спін-флоп переходу, який обговорений у §2.2.

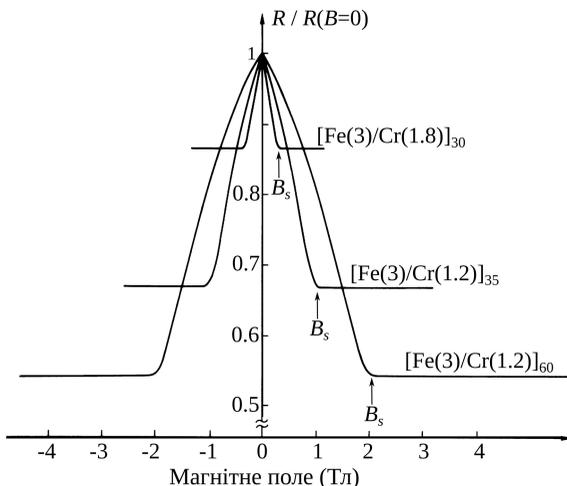


Рис. 1.1. Криві залежності магнітоопору від магнітного поля за температури 4.2 К для трьох надграток $(\text{Fe}/\text{Cr})_N$. Зовнішнє поле та струм направлені вздовж напрямку (110) в площині шарів. Передруковано з дозволу з [8]. ©1988 American Physical Society.

Згадаємо ще один піонерський експеримент, мабуть, найбільш відомий серед інших (хоча і не через підтвердження АФМ впорядкування). Він був проведений в 1988 році М. Байбіхом, А. Фертом та співавторами [8]. У ньому досліджувались епітаксійно вирощені монокристалічні гетероструктури Fe/Cr, які теж були виготовленні у вигляді надграток з великою кількістю почергових повторень шарів Fe та Cr, а фізичною характеристикою, яка вивчалась, був магнітоопір надгратки. У наведених на Рис. 1.1 результатах – польових залежностях магнітоопору – характерними є дві речі. По-перше, це – великі, не бачені раніше значення магнітоопору ($\Delta R / \langle R \rangle \sim 80\%$), які забезпечувались переходом надгратки з високорезистивної антипаралельної конфігурації у нульовому полі до низькорезистивної паралельної конфігурації при перевищенні певного критичного значення поля – поля насичення B_s . По-друге, при деяких значеннях товщин шарів Cr величини полів насичення B_s були неймовірно великими, аж до 2 Тл, що не можна

пояснити анізотропією чи іншими ефектами, які, до того ж, мали б однаково проявлятися за різних товщин шарів хрому.

Природа магнітоопору у цих структурах відрізняється від згаданого вище ефекту тунельного магнітоопору і пов'язана з процесами спин-залежного розсіювання електронів на інтерфейсах феромагнітних шарів [110]. За відкриття цього явища, яке отримало назву ефекту гігантського магнітоопору, П. Грюнберг та А. Ферт у 2007 році одержали Нобелівську премію, а саме відкриття ознаменувало стрімкий розвиток спінтроники.

§ 1.3. Фізика та опис міжшарової взаємодії Рудермана-Кіттеля-Косуя-Йосіди

Концепція непрямой обмінної взаємодії, яка потім отримала назву взаємодія РККЙ, була розроблена задовго до появи технологічних можливостей вирощування тонких багатшарових структур та надграток. Вперше непряма обмінна взаємодія була запропонована М. Рудерманом та Ч. Кіттелем для пояснення надзвичайно широких ліній ядерного спінового резонансу, які спостерігалися в природному сріблі [120]. Вони встановили, що надтонка контактна взаємодія ядерних спінів з електронами провідності призводить до непрямого обмінного зв'язку двох ядерних спінів.¹ Т. Касуя [87] і К. Йосіда [227] запропонували подібний зв'язок між двома локалізованими d - (або f -) електронами через їх взаємний зв'язок з електронами провідності (s -електронами). Згодом концепція РККЙ використовувалась для пояснення ряду експериментів щодо взаємодій домішкових магнітних атомів у немагнітних металах та напівпровідниках, взаємодії локалізованих моментів у деяких рідкоземельних металах та їх сплавах, та ін. У підсумку, непряма обмінна взаємодія локалізованих магнітних моментів (ядерних чи

¹ Строго кажучи, цю ідею вперше висловили Фреліх та Набарро [51], однак саме Рудерман та Кіттель отримали істинну форму цієї непрямої взаємодії.

атомних) через електрони провідності отримала назву взаємодії РККЙ.

Детально про взаємодію РККЙ можна прочитати деінде (див., наприклад, [68, 218]). Якісне ж її пояснення наступне. При введенні у метал (чи напівпровідник) магнітної домішки навколо неї створюється неоднорідний періодичний розподіл спінової поляризації електронів провідності. Осциляції спінової густини мають таку ж форму, як і фріделівські осциляції густини заряду, які виникають при екрануванні заряду домішки електронним газом. Взаємодія індукованої спінової густини з іншим магнітним моментом призводить до ефективного зв'язку між цими локалізованими магнітними моментами.

У простому випадку наведена спінова густина пропорційна до

$$n_s(r) = \frac{\sin 2k_F r - 2k_F r \cos 2k_F r}{(k_F r)^4}, \quad (1.1)$$

де k_F – хвильове число на рівні Фермі, і r – відстань від магнітної домішки [68]. Період осциляцій наведеної спінової густини та, як наслідок, енергії РККЙ, визначається рівнем Фермі. Перше найбільш безпосереднє підтвердження осцилюючого характеру наведеної спінової густини було отримано у [20] при дослідженні спектрів ядерного магнітного резонансу у CuFe (див. також [68]).

Можливість існування непрямої осцилюючої обмінної взаємодії у багат шарових структурах також цікавила дослідників. Було зроблено ряд теоретичних робіт, які передбачали наявність РККЙ у багат шарових структурах, див., наприклад [224]. Енергія міжшарової РККЙ взаємодії описується як

$$E = -J_{12} S(\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2), \quad (1.2)$$

де $\mathbf{m}_{1,2}$ – одиничні вектори у напрямку намагніченостей шарів, S – площа контакту, а J_{12} – стала непрямої взаємодії. Додатна стала J_{12} відповідає ФМ зв'язку між шарами, а від'ємна – АФМ зв'язку.

У перших теоретичних роботах очікувалось, що стала РККЙ є пропорційна до функції наведеної спінової густини (1.1), де r має зміст відстані між шарами. Експериментальні результати, які

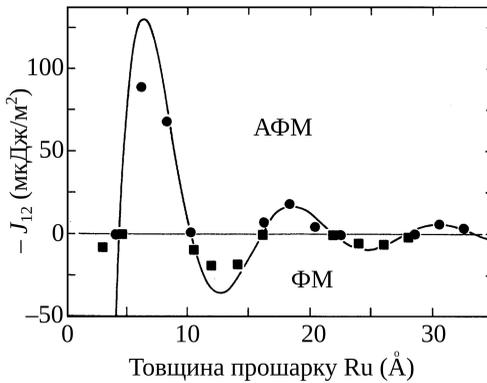


Рис. 1.2. Експериментальні значення сталої міжшарового обміну (зі знаком « \leftarrow ») у структурі $\text{Ni}_{80}\text{Co}_{20}/\text{Ru}/\text{Ni}_{80}\text{Co}_{20}$ в залежності від товщини прошарку Ru. Суцільна лінія – апроксимація даних. Передруковано з дозволу з [142]. ©1991 American Physical Society.

з'явилися згодом, показали помітні відмінності. Типова експериментальна залежність сталої РККЙ від товщини прошарку зображена на Рис. 1.2. Характер зміни $J_{12}(r)$ – згасаючі осциляції – відповідав передбаченням. Однак період осциляцій був значно більшим за очікуваний період $\pi/2k_F$ (порядку 1 \AA).

Найпростіше пояснення збільшення періоду осциляцій сталої РККЙ у реальних структурах – це так званий ефект згладжування (англ. «aliasing effect»). Будь-який кристал складається з атомарних шарів, що робить товщину шару дискретною величиною. Коли набір дискретних значень підставляється у періодичну функцію з періодом, меншим за крок дискретизації, то «швидкі» осциляції стають непомітними, і період, який реально спостерігається у наборі дискретних значень, є більшим за істинний період функції. Саме цей випадок реалізується при розгляді РККЙ взаємодії – період осциляцій спінової густини менший за міжатомну відстань у прошарку. Схематично явище згладжування показано на Рис. 1.3.

Звісно, це досить спрощена якісна картина. Більш-менш детальна теорія міжшарової РККЙ взаємодії, яка враховує, зокрема, особливості поверхні Фермі у прошарку, була розроблена у [21].

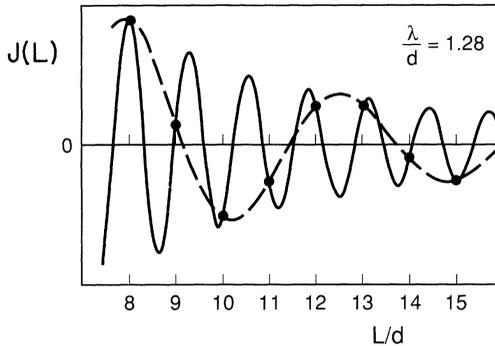


Рис. 1.3. Схематична ілюстрація явища згладжування осциляцій сталої РККЙ взаємодії. Суцільна крива представляє очікувану залежність (що пропорційна до осциляцій спінової густини (1.1)), точками позначені дискретні значення у позиціях атомних площин прошарку, штрихова крива – апроксимація залежності по набору цих дискретних значень. Передруковано з дозволу з [32]. ©1991 American Physical Society.

Насамкінець зазначимо, що РККЙ – це не єдина непряма обмінна взаємодія, що може існувати у багатошарових структурах ФМ-НМ-ФМ. Докладний опис інших можливих взаємодій наведений, наприклад, у [68]. Більшість з цих взаємодій мають феромагнітний характер, хоча деякі можуть робити невеликий внесок і в АФМ обмін. Тим не менш, РККЙ є найсильнішою міжшаровою обмінною взаємодією, яка може мати АФМ характер, і практично завжди при розгляді САФ можна обмежитись тільки нею.

§1.4. Типи і застосування синтетичних антиферомагнетиків.

Як ми побачили вище, більшість експериментів на початковому етапі досліджень проводились із використанням надграток [ФМ/НМ]_N. Велика кількість повторюваних шарів, звісно, призводила до підсилення ефектів. Зокрема, з Рис. 1.2 видно, що збільшення кількості шарів у надгратці призводить до підвищення поля насичення та магнітоопору надгратки. Типова залежність поля

насичення від кількості шарів у надгратці зображена на Рис. 1.4. Наближення до насичення відбувається за степеневим законом $\sim 1/N$, і збільшення кількості шарів понад 10-20 вже малоефективне. Такі надгратки можна вважати за перший тип САФ.

З часом технології виготовлення надтонких шарів удосконалювались. Крім того були систематично досліджені різноманітні комбінації ФМ-НМ, зокрема Co/(Ru, Cr) [49, 138] NiCo/Ru [142], Fe/(Cu, Pd, Ag, Au) [26, 42], Co/(Cu, Mo, Ta, W) [139, 140], NiFe/Ru [144], у результаті чого були знайдені пари ФМ-НМ, які виявляють найбільші значення АФМ піку РККЙ (для більшості феромагнетиків найкращі характеристики отримані з прошарком Ru). Тому потреба у виготовленні надграток зникла, і більшість САФ, які виготовляються та досліджуються на сьогодні – це тришарові структури ФМ-НМ-ФМ (хоча, звісно, для певних цілей надгратки також виготовляються). Ці тришарові структури можна виділити у другий тип САФ, який є найбільш поширеним на сьогодні.

Також досить часто виготовляються САФ з несиметричними ФМ шарами, наприклад, з шарами дещо різної товщини чи різного складу. Це робиться, зокрема, для зняття виродження двох

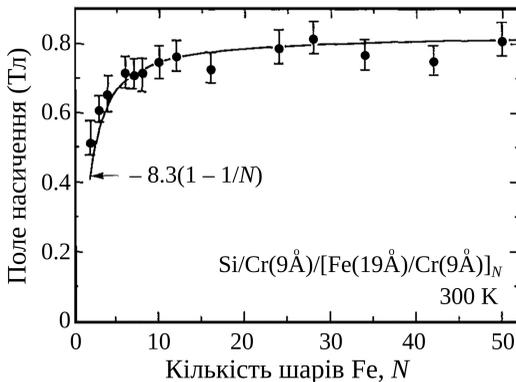


Рис. 1.4. Залежність поля насичення серії полікристалічних гетероструктур $[\text{Fe}/\text{Cr}]_N$ від кількості повторень шарів N . Точки – експериментальні дані, лінії – апроксимація згідно моделі з [10]. Передруковано з дозволу AIP Publishing з [141].

антипаралельних станів САФ, що дозволяє перемагнічувати САФ у антипаралельний стан з визначеним напрямком намагніченості шарів (у той час як симетричний САФ перемагнічується у два вироджених антипаралельних стани з однаковою ймовірністю). Звісно, такі структури було б коректніше називати синтетичними феримагнетиками, за аналогією з природними феримагнетиками, однак у літературі за ними також закріпилась назва САФ.

Також варто виділити ще один тип САФ принципово іншої природи, а саме дипольні САФ. Ці САФ не потребують РККЙ взаємодії, тобто прошарок може бути непровідним чи досить товстим, коли РККЙ вже є нехтовно малою, а антипаралельне впорядкування забезпечується статичними дипольними полями розсіяння. Дипольні САФ можуть бути тільки латерально обмеженими і типові розміри таких САФ структур не перевищують одиниці мікрометрів, адже дипольні поля пропорційні до відношення товщини до латеральних розмірів і при малих значеннях цього відношення є недостатніми для підтримки АФМ впорядкування. Крім того, розмір шарів САФ має бути достатньо малим, щоб не було розбиття шарів на магнітні домени. Тому зробити дипольний САФ у вигляді плівки не є можливим, що відрізняє цей тип САФ від САФ на основі РККЙ. Іншою відмінністю є те, що дипольні САФ можуть мати основний стан тільки з намагніченостями у площині. Справді, енергія дипольної взаємодії між двома магнітними моментами \mathcal{M}_i та \mathcal{M}_j визначається як

$$E_{ij} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{3(\mathcal{M}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\mathcal{M}_j \cdot \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^5} - \frac{(\mathcal{M}_i \cdot \mathcal{M}_j)}{r_{ij}^3} \right), \quad (1.3)$$

де \mathbf{r}_{ij} – радіус-вектор між моментами (перпендикулярно площині САФ, z-вісь у нашому випадку). Коли $\mathbf{r}_{ij} \parallel \mathcal{M}_{i,j}$, енергія дорівнює $E_{ij} = -(\mu_0 / 2\pi) \mathcal{M}_i \cdot \mathcal{M}_j / r_{ij}^3$, тобто мінімум енергії відповідає паралельній конфігурації магнітних моментів. А при $\mathbf{r}_{ij} \perp \mathcal{M}_{i,j}$, тобто коли намагніченості лежать у площині, $E_{ij} = (\mu_0 / 4\pi) \mathcal{M}_i \cdot \mathcal{M}_j / r_{ij}^3$, і

дипольна взаємодія стимулює утворення антипаралельної конфігурації. САФ з РККЙ такого обмеження не мають і залежно від анізотропії ФМ шарів можуть мати як перпендикулярний основний стан, так і основний стан з намагніченостями у площині. Звісно, є і комбіновані САФ, у яких дипольна та РККЙ взаємодії наявні одночасно.

Коротко обговоримо застосування САФ елементів. Безумовно, найбільш поширеним та відомим є застосування САФ структур у мікро- та нанорозмірних сенсорах магнітного поля на базі спінових клапанів (тобто на основі ефекту гігантського магнітоопору) [27, 33, 202], а пізніше й на основі МТК (в яких застосовуються дипольні САФ) [24, 118, 194]. Сфера застосування магніторезистивних сенсорів є дуже широкою, від зчитувальних головок жорстких магнітних дисків до автомобільної промисловості та побутової техніки.

Значний інтерес до САФ також пов'язаний із розвитком технології магнітної пам'яті з довільним доступом (MRAM) [43, 52, 222]. Ми вже згадували у передмові, що важливою особливістю САФ нанoeлементів є малі дипольні поля розсіяння. Ця властивість дуже важлива для елементів пам'яті, тому досить швидко виникла ідея замінити референтний (закріплений) ФМ шар в комірці пам'яті на САФ [52]¹. Структура САФ-НМ-ФМ також проявляє ефекти гігантського чи тунельного магнітоопору залежно від немагнітного прошарку, причому магнітоопір чутливий до напрямку намагніченості шару САФ, який є ближчим до вільного ФМ шару. Крім проблеми паразитного впливу полів розсіяння закріпленого шару на сусідні елементи використання САФ вирішило ще одну проблему – несиметричність перемикавання. Якщо у перших комірках MRAM загальний момент комірки при перемагнічуванні змінювався від 0 до 2М, то при використанні САФ загальний момент змінюється

¹ Перші прототипи комірок MRAM склалися з двох ФМ шарів, один з яких був «закріпленим» за рахунок анізотропії чи, згодом, обмінного зміщення, створеного сусіднім АФМ шаром.

з $-M$ на $+M$ [145]. Ще кращі характеристики очікуються при заміні не тільки референтного, а й вільного шару на САФ, адже вплив між сусідніми комітками пам'яті зникає практично зовсім [52]. Тому активні дослідження присвячені питанням перемагнічування САФ наноелементів за допомогою магнітних полів чи/та спінових струмів.

Окрім комірок MRAM САФ широко використовуються в якості референтних шарів і в інших спінтронних структурах (детекторах НВЧ, магнітних наногенераторах НВЧ, тощо), які використовують ефекти гігантського чи тунельного магнітоопору, а також більш новітній ефект спін-трансферу (англ. spin-transfer torque effect) [28, 117, 164, 188, 238]. Останній полягає у передачі моменту імпульсу магнітній системі ФМ шару спін-поляризованим струмом, який, у свою чергу, утворюється після проходження електричного струму через інший «закріплений» ФМ шар. Усі згадані ефекти магнітоопору та спін-трансферу є інтерфейсними і чутливі до напрямку намагніченості шару, найближчого до вільного ФМ шару. Тому САФ чудово замінили у багатьох структурах референтні ФМ шари (які при використанні спін-трансферу також часто називають поляризаторами), вирішивши проблеми з полями розсіяння.

Серед інших напрямків досліджень та потенційних застосувань можна також відзначити інтерес до наносмуг САФ як середовища для поширення доменних стінок чи скірміонів у перспективній технології трекової пам'яті [146, 147, 166, 226]. Використання САФ (як і звичайних АФМ) підвищує стійкість неелівських доменних стінок, а у випадку скірміонів дозволяє позбутись паразитного впливу сили Магнуса. Динаміка топологічних структур, зокрема, скірміонів, у САФ цікавить дослідників і з точки зору резервуарних обчислень – класу небулевих обчислень [37].

Звісно, це далеко не всі напрямки досліджень та перспективних застосувань САФ елементів. Деякі новітні напрямки, розроблені за участі авторів монографії, будуть обговорені у наступних розділах.

Розділ 2

Феромагнітний та спін-хвильовий резонанс у нанoeлементax синтетичних антиферомагнетиків

Розгляд магнітної динаміки почнемо з вивчення власних лінійних мод збудження САФ структур. Спін-хвильові (СХ) моди відіграють надзвичайно важливу роль у динаміці намагніченості. Вони повністю визначають лінійну (малоамплітудну) динаміку системи, зокрема її відгук на зовнішнє НВЧ магнітне поле, пом'якшення моди – прямування її частоти до нуля – є однією з основних ознак втрати стійкості статичної магнітної конфігурації¹, динамічне перемикавання стану магнітного нанoeлемента також ґрунтується на збудженні власних мод до великих амплітуд.

У більш простих і типових експериментах досліджується феромагнітний чи/та спін-хвильовий резонанс (ФМР/СХР) системи, коли на зразок подається просторово однорідне (чи близьке до однорідного) НВЧ магнітне поле і вимірюється поглинання НВЧ потужності [9, 212, 225]. У таких експериментах можна побачити і дослідити моди, які мають ненульовий динамічний магнітний момент. Передусім це – найбільш інтенсивна однорідна чи квазіоднорідна СХ мода, а також клас вищих СХ мод певної симетрії². Опису властивостей таких мод і присвячена більша частина цього розділу. Експериментальне вивчення неоднорідних СХ мод з

¹ Більше того, структура м'якої моди визначає симетрію стану, в який перейде система при перевищенні критичного значення керуючого параметра (наприклад, амплітуди зовнішнього поля).

² Експерименти по дослідженню однорідної/квазіоднорідної динаміки прийнято називати ФМР, вищих неоднорідних мод – СХР.

нульовим чи дуже малим магнітним моментом потребує використання більш складних методик, таких як прикладання НВЧ поля специфічної симетрії [94], методика резонансної магнітної мікроскопії [125, 137, 152, 213], брілюенівське розсіяння світла [34, 169], рентгенівська [136, 200, 220] та магнітооптична [108, 183] мікроскопія, тощо.

Перед початком власне розгляду ФМР, у §2.1 коротко нагадаємо рівняння Ландау-Ліфшиця-Гільберта (ЛЛГ), яке описує динаміку намагніченості у феромагнетиках (складових САФ). Далі, у §2.2 теоретично розглядається однорідний ФМР і структура просторово однорідних мод САФ у різних статичних станах під впливом постійного магнітного поля. Варто відзначити, що якісно моди САФ дуже схожі з модами природніх АФМ, які детально досліджувались набагато раніше [17, 63, 89, 92, 233], а у простих випадках теоретичний опис мод САФ повністю ідентичний опису АФМ мод. Однак кількісно є суттєві відмінності, які пов'язані з різним співвідношенням енергії АФМ зв'язку (РККЙ взаємодії у випадку САФ та однорідної обмінної взаємодії між підґратками у випадку АФМ) до інших енергій у системі – у САФ ці енергії сумірні, в той час як енергії однорідного АФМ обміну є домінуючою у природніх АФМ. В останньому параграфі розділу розглянуто особливості формування вищих колективних СХ мод САФ нанoeлементів – як буде показано, конкуренція РККЙ взаємодії з обмінною та дипольною призводить до нетривіальної структури СХ мод у нанoeлементах САФ.

§2.1. Рівняння Ландау-Ліфшиця-Гільберта

НВЧ динаміка намагніченості у ФМ матеріалах та структурах описується феноменологічним рівнянням ЛЛГ для вектора намагніченості $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ [63]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma (\mathbf{B}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}) + \mathbf{T}_D, \quad (2.1)$$

з релаксаційним членом у формі Гільберта

$$\mathbf{T}_D = \frac{\alpha_G}{M_s} \left(\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right), \quad (2.2)$$

де γ – модуль гіромагнітного співвідношення, α_G – стала затухання Гільберта. \mathbf{B}_{eff} – це ефективне магнітне поле, яке визначається як варіаційна похідна енергії системи E :

$$\mathbf{B}_{\text{eff}} = - \frac{\delta E}{\delta \mathbf{M}}. \quad (2.3)$$

Енергія ФМ складається з багатьох доданків. Тут ми обмежимося лише основними, які є важливими для динаміки САФ, а саме: енергією магнітного моменту у зовнішньому полі \mathbf{B}_e (енергія Зеємана), неоднорідним обміном, магнітодипольною енергією та одновісною анізотропією. Тоді енергію ФМ структури можна записати у вигляді:

$$E = - \int \mathbf{B}_e \cdot \mathbf{M} dV + \frac{\mu_0}{2} \int \mathbf{M} \cdot (\hat{\mathbf{N}}^{(\text{ex})} + \hat{\mathbf{N}}^{(\text{dip})} + \hat{\mathbf{N}}^{(a)}) \cdot \mathbf{M} dV, \quad (2.4)$$

де μ_0 – магнітна проникність вакууму, а інтегрування проводиться по об'єму ФМ структури V . Оператор неоднорідної обмінної взаємодії записується як

$$\hat{\mathbf{N}}^{(\text{ex})} = -\lambda_{\text{ex}}^2 \nabla^2, \quad (2.5)$$

де $\lambda_{\text{ex}} = \sqrt{2A_{\text{ex}} / \mu_0 M_s^2}$ – обмінна довжина, A_{ex} – стала обмінної жорсткості, і M_s – намагніченість насичення ФМ. Дипольна взаємодія є нелокальною і описується інтегральним оператором

$$\hat{\mathbf{N}}^{(\text{dip})} = \frac{1}{4\pi} \int \nabla_r \nabla_{r'} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV'. \quad (2.6)$$

Якщо намагніченість в ФМ структур (шарів САФ у нашому випадку) є просторово однорідною, то енергія дипольної взаємодії спрощується,

$$E^{(\text{dip})} = \frac{\mu_0}{2} \sum_{p,q} \mathbf{M}_p \cdot \hat{\mathbf{N}}_{pq} \cdot \mathbf{M}_q, \quad (2.7)$$

і записується через тензор магнітостатичної взаємодії

$$\hat{N}_{pq} = \frac{1}{4\pi V_p} \int \nabla_r \nabla_{r'} \frac{1}{|\mathbf{r}_p - \mathbf{r}'_q|} dV'_q, \quad (2.8)$$

який ще називають тензором взаємного розмагнічування взаємодіючих ФМ структур (наноточок, наносмужок, тощо); індекси p і q позначають ці взаємодіючі об'єкти. При $p = q$ тензор \hat{N}_{pq} тотожно дорівнює добре відомому тензору розмагнічування [63]¹. Нарешті, одновісна анізотропія описується тензором

$$\hat{N}^{(a)} = -\frac{2K_u}{\mu_0 M_s^2} \mathbf{e}_{z'} \otimes \mathbf{e}_{z'}, \quad (2.9),$$

де K_u – стала анізотропії, z' – вісь анізотропії, а символ \otimes позначає прямиий добуток векторів.

Вищезгадані взаємодії є основними, і у багатьох задачах вони визначають магнітну динаміку ФМ. У САФ до цих взаємодій, звісно, додається ще взаємодія РККЙ. Енергія РККЙ була записана вище (рівняння (1.2)). Варто лише зауважити, що у випадку порівняно товстих шарів САФ, коли намагніченість (статична чи динамічна) не є однорідною по товщині шару, енергія РККЙ визначається, звісно, значенням намагніченостей на інтерфейсі S :

$$E_{\text{РККЙ},12} = -\frac{J_{12} S}{M_{s,1} M_{s,2}} (\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2)|_S, \quad (2.10)$$

а відповідне ефективне магнітне поле є локалізованим на поверхні шарів, і його вплив описується граничними умовами, див. §3.1.

У схожому до (2.4) вигляді (тобто, через тензорний оператор) можна записати й інші магнітні взаємодії, квадратичні по намагніченості, наприклад, енергію взаємодії Дзялошинського-Морія, магнітопружну взаємодію, тощо. Звісно, є й інші, неквадратичні взаємодії, такі як кубічна чи біквадратична

¹ При позначенні тензорів розмагнічування та дипольної взаємодії верхній індекс (dip) будемо опускати. \hat{N}_{pq} є стандартним і загальноприйнятим позначенням тензора взаємного розмагнічування.

анізотропія, врахування яких неможливе у вигляді (2.4), однак не становить загалом ніяких принципових проблем [63].

§ 2.2. Однорідний феромагнітний резонанс

Почнемо розгляд з випадку однорідного ФМР, коли динамічна намагніченість є просторово однорідною у кожному з шарів САФ. Таке наближення є точним для плівок САФ¹, і також часто гарно працює для фундаментальних мод нанолеметів САФ; хоча, у загальному випадку, ефекти закріплення спінів на латеральних границях, в тому числі, дипольного закріплення [64, 65], можуть призводити до більш складної структури СХ мод.

Загальна теорія. Частоти і структура лінійних СХ мод знаходяться шляхом розв'язання системи двох лінеаризованих рівнянь Ландау-Ліфшиця (без дисипативного доданку T_D), записаних для кожного з шарів САФ, для чого намагніченість шару представляється у вигляді суми статичної та малої динамічної складових:

$$\mathbf{M}_p(t) = M_s (\boldsymbol{\mu}_p + \mathbf{m}_p(t)), \quad |\boldsymbol{\mu}_p| = 1, \quad |\mathbf{m}_p(t)| \ll 1, \quad (2.11)$$

які для подальшої зручності введені безрозмірними (нормованими на намагніченість насичення). З умови збереження довжини вектора намагніченості, $|\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)| = M_s$, слідує ортогональність статичної та лінійної динамічної складових, $\boldsymbol{\mu}_p \cdot \mathbf{m}_p(t) = 0$. Тут ми будемо використовувати формалізм лінійних СХ збуджень, розроблений у [203] для масивів дипольно взаємодіючих магнітних наноточок у межах макроспінового наближення (однорідної намагніченості наноточок), в рамках якого були отримані готові до використання рівняння для довільної статичної конфігурації масиву (намагніченостей наноточок). Справді, САФ у наближенні однорідної намагніченості є системою двох макроспінів, і єдиною відмінністю є

¹ Окрім випадку, коли наявна поверхнева магнітна анізотропія у шарах – тоді СХ моди можуть ставати неоднорідними за товщиною. Числовий підхід до розв'язання задачі у цьому випадку описаний нижче у §3.1.

тип взаємодії між ними – якщо у масивах взаємодія виключно дипольна, то у САФ основною взаємодією між шарами, зазвичай, є АФМ РККЙ взаємодія, до якої додається дипольна взаємодія у випадку нанoeлементів САФ.

Отже, лінеаризовану систему рівнянь Ландау-Ліфшиця для частот СХ мод ω_v та комплексних профілів мод $\mathbf{m}_{v,p}$, де v – індекс моди, а $p, q = \{1, 2\}$ – номер шару САФ, можна записати у вигляді:

$$-i\omega_v \mathbf{m}_{v,p} = \sum_q \boldsymbol{\mu}_q \times \hat{\boldsymbol{\Omega}}_{pq} \cdot \mathbf{m}_{v,q}, \quad (2.12)$$

де оператор

$$\hat{\boldsymbol{\Omega}}_{pq} = \left[\omega_{H,p} \hat{\mathbf{I}} + \omega_M \hat{\mathbf{N}}^{(a)} \right] \Delta_{pq} + \omega_M \hat{\mathbf{N}}_{pq} + \omega_M \hat{\mathbf{N}}^{(J)} \Delta_{p \neq q}. \quad (2.13)$$

(неоднорідна обмінна взаємодія, очевидно, не впливає на однорідну динаміку намагніченості). Тут $\hat{\mathbf{I}}$ – одинична матриця, Δ_{pq} – символ Кронекера¹, $\omega_M = \gamma \mu_0 M_s$, а тензор

$$\hat{\mathbf{N}}^{(J)} = n_J \hat{\mathbf{I}}, \text{ де } n_J = -\frac{J}{\mu_0 M_s^2 t}, \quad (2.14a)$$

описує РККЙ взаємодію між шарами САФ товщиною t .² У більш загальному випадку шарів різної товщини (це вже випадок синтетичних феромагнетиків) тензор змінюється на

$$\hat{\mathbf{N}}_{pq}^{(J)} = -\frac{J}{\mu_0 M_s^2 t_p} \hat{\mathbf{I}}. \quad (2.14б)$$

Насамкінець, величина $\omega_{H,p} = \gamma B_p$, де B_p – модуль внутрішнього статичного поля у шарі. Його значення разом із напрямками статичної намагніченості $\boldsymbol{\mu}_p$ за заданого зовнішнього поля \mathbf{B}_e визначаються з системи нелінійних рівнянь

$$\mathbf{B}_p \boldsymbol{\mu}_p = \mathbf{B}_e - \mu_0 M_s \sum_q \left(\hat{\mathbf{N}}^{(a)} \Delta_{pq} + \hat{\mathbf{N}}_{pq} + \hat{\mathbf{N}}^{(J)} \Delta_{p \neq q} \right) \cdot \boldsymbol{\mu}_q, \quad (2.15)$$

¹ $\Delta_{pq} = \Delta_{p,q} = 1$ при $p = q$ $\Delta_{pq} = 1$ інакше. Також для скорочення виразів використовується позначення $\Delta_{p \neq q} = 1 - \Delta_{pq}$, тобто $\Delta_{p \neq q} = 1$ при $p \neq q$ і $\Delta_{p \neq q} = 0$ при $p = q$.

² Величину n_J можна означити і без знаку «-». У нашому випадку зручно використовувати саме таке визначення (2.14), адже при РККЙ взаємодії АФМ типу ($J < 0$) величина n_J є додатною.

яку для розв'язання необхідно доповнити умовою (2.11) на довжину вектора $\boldsymbol{\mu}_p$.

Система рівнянь (2.12) є стандартною лінійною задачею на власні вектори та значення розмірності 6×6 , яка розв'язується загальновідомими аналітичними чи числовими методами. Оскільки вектори $\mathbf{m}_{v,p}$ є ефективно двовимірними (бо є ортогональними до вектора статичної намагніченості), два з шести розв'язків системи є тривіальними, $\omega_v = 0$. Інші чотири є взаємно ортогональними у сенсі

$$\sum_p \mathbf{m}_{v',p}^* \cdot \boldsymbol{\mu}_p \times \mathbf{m}_{v,p} = -i A_v \Delta_{v,v'}, \quad (2.16)$$

де A_v – стала нормування, а символ $*$ означає комплексне спряження. При цьому, якщо статична конфігурація є стійкою, то всі частоти ω_v є дійсними, виконується умова $\omega_v A_v > 0$,¹ і два з розв'язків є додатними, а інші – від'ємними. Фізичним модам відповідають додатні значення, в той час як від'ємні – це формальні комплексно спряжені значення. Останні не потрібно враховувати при описі лінійної динаміки намагніченості, тобто намагніченість через власні моди з амплітудою $c_v(t)$ записується як

$$\mathbf{M}_p(t) = M_s \left(\boldsymbol{\mu}_p + \sum_{v: \omega_v > 0} (c_v(t) \mathbf{m}_{v,p} + \text{к.с.}) \right), \quad (2.17)$$

де сума береться тільки по «фізичним» модам.

Шляхом розв'язання систем (2.12) та (2.15) можна знайти статичні конфігурації та власні однорідні СХ моди САФ за довільних значень і напрямків магнітного поля, форми зразку та типу одновісної анізотропії. Нижче розглянемо окремі важливі випадки, в яких можна отримати аналітичний розв'язок.

ФМР за відсутності статичного поля. Першим розглянемо випадок, коли до САФ не прикладене зовнішнє магнітне поле. Напрямки намагніченості шарів САФ визначаються загальною анізотропією (кристалічна анізотропія та анізотропія форми), і є протилежними у двох шарах: $\boldsymbol{\mu}_1 = -\boldsymbol{\mu}_2$. Вважатимемо, для

¹ Невиконання першої умови (комплексні власні числа) означає нестійкість типу сідло, а другої (коли $\omega_v A_v < 0$) відповідає нестійкості типу фокус [203, 205].

визначеності, що статичні намагніченості шарів паралельні осі z , $\boldsymbol{\mu}_1 = -\boldsymbol{\mu}_2 = \mathbf{e}_z$. Також вважатимемо, що всі тензори дипольної взаємодії та анізотропії є діагональними. Ця умова означає, що вісь кристалічної одновісної анізотропії, за наявності останньої, співпадає з однією з осей симетрії САФ елемента, і сам САФ елемент є дзеркально симетричним відносно двох осей у площині. Усі типові САФ структури – плівки, наносмужки, наноеlementи прямокутного, круглого, еліптичного перерізів, тощо – задовольняють цю умову.

У цьому випадку розв'язок системи (2.12) записується у зручному компактному вигляді:

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \sqrt{\left(\omega_H + \omega_M \left(N_{yy}^{(s)} - N_{yy}^{(i)} - n_J\right)\right)\left(\omega_H + \omega_M \left(N_{xx}^{(s)} + N_{xx}^{(i)} + n_J\right)\right)}, \\ \omega_2 &= \sqrt{\left(\omega_H + \omega_M \left(N_{xx}^{(s)} - N_{xx}^{(i)} - n_J\right)\right)\left(\omega_H + \omega_M \left(N_{yy}^{(s)} + N_{yy}^{(i)} + n_J\right)\right)}, \end{aligned} \quad (2.18)$$

де $\omega_H = \omega_M \left(-N_{zz}^{(s)} + N_{zz}^{(i)} + n_J\right)$, а також введені позначення $\hat{N}^{(s)} = \hat{N}_{11} + \hat{N}^{(a)}$ та $\hat{N}^{(i)} = \hat{N}_{12} = \hat{N}_{21}$, тобто перший тензор описує сумарну анізотропію одного шару, що складається з анізотропії форми (магнітостатичної природи) та кристалічної анізотропії, а другий – дипольну взаємодію між шарами САФ.

Структура мод є наступною. Намагніченості шарів прецесують у протилежних напрямках – проти та за годинниковою стрілкою для шарів 1 і 2. відповідно (якщо дивитись з напрямку $+z$), тобто у напрямках, що відповідають ларморівській прецесії для магнітного моменту кожного з шарів. Між собою моди 1 і 2 (з частотами ω_1 та ω_2 згідно з (2.18)) відрізняються фазовим зсувом між прецесією шарів. У моді 1 x -компоненти динамічної намагніченості є синфазними, а y -компоненти – протифазними, а у моді 2 – навпаки. Схематично це зображено на вставці Рис. 2.1(б). Тобто, мода 1 має тільки загальний динамічний магнітний момент M_x , а мода 2 – тільки M_y , (є X - та Y -поляризованими, відповідно), що й використовується для їх класифікації. Варто відзначити, що іноді в літературі моди САФ (та природних АФМ) класифікуються як акустична та оптична, аналогічно до мод зв'язаних осциляторів різної природи. Для СХ мод

САФ така класифікація є незастосовною через векторну природу динаміки намагніченості, яка не описується однією змінною. Справді, кожна з мод є акустичною (синфазною) по відношенню до однієї компоненти намагніченості і оптичною (протифазною) по відношенню до другої. Тому правильно класифікувати моди саме за їх загальною поляризацією.

У якості прикладу розглянемо САФ CoFeB/Ru/CoFeB. Використаємо параметри в області типових параметрів CoFeB, а саме: намагніченість насичення $M_s = 950$ кА/м, гіромагнітне співвідношення $\gamma = 2\pi \cdot 29$ ГГц/Гл, стала міжшарового АФМ обміну через прошарок рутенію товщиною 0.9 нм (що відповідає АФМ максимуму РККЙ обміну) $J = -0.4$ мДж/м². Крім того, CoFeB, як і більшість металевих феромагнетиків, виявляє поверхневу перпендикулярну анізотропію; у розрахунках використаємо значення сталої анізотропії $K_s = 1.4$ мДж/м². Наявність поверхневої анізотропії призводить до різної загальної анізотропії шару. Тонкі шари характеризуються перпендикулярною анізотропією, а товщі – анізотропією з легкою віссю (чи площиною) у площині. Для плівки перехід відбувається при товщині $t_{cr} = 2K_s/\mu_0 M_s^2$ (2.45 нм у розглянутому випадку), у скінченних зразках ця товщина трохи зростає через зменшення розмагнічування.

У випадку плівки САФ тензор розмагнічування має лише одну ненульову компоненту $N_{zz} = 1$, а дипольна взаємодія між шарами САФ взагалі відсутня. Тоді рівняння (2.18) значно спрощуються. У перпендикулярному стані частоти мод

$$\omega_{1,2} = \sqrt{\omega_a (\omega_a + 2\omega_J)}, \quad (2.19)$$

де введені позначення

$$\omega_a = \gamma B_a - \omega_M \quad \text{та} \quad \omega_J = \omega_M n_J = -\gamma J / (M_s t), \quad (2.20)$$

які мають зміст частот, що відповідають ефективним полям повної перпендикулярної анізотропії (тут $B_a = 2K_s/(M_s t)$) та міжшарового обміну. У таких позначення вираз повністю ідентичний виразу частоти АФМ резонансу [63, 233]. Очевидно, що моди є

виродженими, тобто мають однакову частоту, оскільки система має обертову симетрію у площині.

У стані з намагніченістю в площині $\omega_a < 0$, Y-поляризована мода має частоту

$$\omega_1 = \sqrt{-2\omega_j\omega_a}, \quad (2.21)$$

у той час як друга мода (яка повинна бути Z-поляризованою) має нульову частоту. Ця мода, як зрозуміло з вищенаведеного опису, характеризується протифазними у-компонентами, тобто є нічим іншим як обертанням протилежно направлених намагніченостей шарів у площині (z-компоненти є нульовими, що легко перевірити). Оскільки система має обертову симетрію, такий обертовий рух не змінює енергію, а отже відповідна мода має нульову частоту¹.

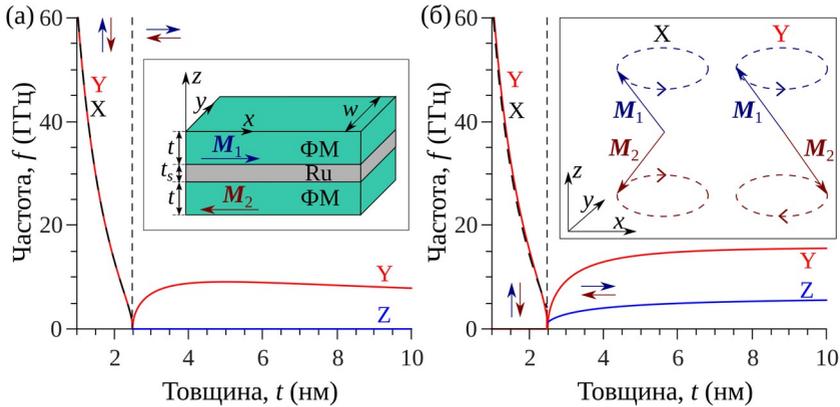


Рис. 2.1. Залежності частот мод ФМР САФ CoFeB/Ru/CoFeB у випадку плівки (а) та хвилеводу (б) від товщини ФМ шарів t . Штрихова лінія позначає критичну товщину переходу від перпендикулярної намагніченості до намагніченості в площині. У (б) ширина хвилеводу вважається рівною $w = 10t$. Схематичне зображення САФ хвилеводу в стані з площинною намагніченістю та структура мод в перпендикулярному стані показані на вставках в (а) і (б), відповідно.

¹ Це загальне правило – якщо структура характеризується нескінченно виродженим статичним станом (у нашому випадку – за кутом у площині), то мода з мод системи має нульову частоту і відповідає руху між цими нескінченно виродженими станами.

Залежність частот резонансних мод від товщини шарів САФ зображена на Рис. 2.1(а). При малих товщинах частота сильно зростає, оскільки зростає вплив поверхневої перпендикулярної анізотропії. При наближенні до критичної товщини, як з боку менших товщин, так і з боку більших, частота мод прямує до нуля, тобто вони є м'якими модами, які відповідають за втрату стійкості статичною конфігурацією.

Щоб проілюструвати вплив анізотропії у площині на частоти резонансних мод на Рис. 2.1(б) показані залежності для випадку наносмужки (хвилеводу) САФ. Для розрахунку використані вирази для компонент тензора розмагнічування

$$N_{yy} \approx \frac{t}{\pi w} \left(\frac{3}{2} - \ln \frac{t}{w} \right), \quad N_{zz} = 1 - N_{yy}, \quad N_{xx} = 0, \quad (2.22)$$

записані у наближенні тонкої смужки $t \ll w$ (загальні вирази див. у [2]), а для компонент тензора дипольної взаємодії –

$$N_{yy}^{(i)} \approx \frac{t}{\pi w} \left(\frac{3}{2} - 2 \ln 2 - \ln \frac{t}{w} \right) \approx \frac{t}{\pi w} \left(0.114 - \ln \frac{t}{w} \right), \quad (2.23)$$

у якому враховано додатково мализну прошарку між шарами ($t_s \ll w$), інші компоненти $N_{zz}^{(i)} = -N_{yy}^{(i)}$ та $N_{xx}^{(i)} = 0$ (загальні вирази див. у [182]). Оскільки і розмагнічування, і дипольна взаємодія між шарами залежать від відношення товщини шару до його ширини, у розрахунках це відношення зафіксоване $t/w = 10$, тобто зі зміною товщини змінюються лише внески РККЙ та анізотропії, як і у випадку плівки.

Скінченний розмір в Y -напрямку знімає виродження у площині, й у перпендикулярному стані X - та Y -поляризовані моди мають різні частоти, хоча ця різниця є не дуже виразною (Рис. 2.1(б)). Основний стан при товщинах, більших за критичну, також перестає бути виродженим, і мінімуму енергії відповідає намагніченість вздовж наносмужки. Відповідно, у цьому стані обидві моди мають ненульову частоту. При наближенні до критичної частоти пом'якшується Y -поляризована мода, хоча на віддалі від критичної

товщини частота цієї моди є більшою за частоту іншої резонансної моди.

ФМР у паралельному полі. Наступним розглянемо випадок, коли зовнішнє магнітне поле прикладене паралельно до легкої осі загальної анізотропії, тобто паралельно до напрямку намагніченості САФ у нульовому полі. Подібні випадки неодноразово досліджувались у літературі, див, наприклад, [29, 78]. Компактні та легкі для аналізу вирази вдається отримати у випадку, коли САФ є ізотропним у площині, перпендикулярній до статичної намагніченості, що відображається у рівності компонент тензора загальної анізотропії шару $N_{xx}^{(s)} = N_{yy}^{(s)} = N_{\perp}^{(s)}$ та тензора дипольної взаємодії $N_{xx}^{(i)} = N_{yy}^{(i)} = N_{\perp}^{(i)}$ (статична намагніченість та зовнішнє поле паралельні осі Z). На практиці, випадок півки або наноелемента круглого чи квадратного перерізу з перпендикулярною загальною анізотропією відповідає цьому випадку.

У АФМ стані частоти мод дорівнюють

$$\omega_{\pm} = \pm\gamma B_z + \omega_M \sqrt{N_{\perp}^{(s)} - N_{zz}^{(s)} + N_{\perp}^{(i)} + N_{zz}^{(i)} + 2n_j} \times \sqrt{N_{\perp}^{(s)} - N_{zz}^{(s)} - N_{\perp}^{(i)} + N_{zz}^{(i)}}, \quad (2.24)$$

де використані вищезначені (див. с. 32) позначення тензорів повної анізотропії та дипольної взаємодії. На відміну від випадку відсутності поля, амплітуди прецесії у шарах стають відмінними. Для моди з вищою частотою (ω_+) амплітуда прецесії більша у шарі зі статичною намагніченістю паралельною до поля, для нижчої моди – навпаки. Це цілком очікувано, адже прикладання поля робить шари САФ нееквівалентними і власна частота коливань (за відсутності міжшарового зв'язку) шару з паралельною (антипаралельною) полю намагніченістю зростає (спадає). Відповідно, вища мода локалізується у шарі з вищою власною частотою, а нижча в іншому шарі.

Однак, є ще одна куди більш вражаюча відмінність. Прецесія намагніченості в обох шарах відбувається в одному напрямку – проти і за годинниковою стрілкою для мод ω_+ та ω_- , відповідно (при $B_z > 0$,

див. схему на Рис. 2.2(а)). Тобто, для одного з шарів, а саме для шару з меншою амплітудою прецесії, прецесія стає антиларморівською. Намагніченості шарів прецесують у протифазі (за рахунок АФМ обміну), однак за рахунок різної амплітуди прецесії в цілому моди мають праву та ліву циркулярну поляризацію (право- та лівополяризована моди, ПП та ЛП, відповідно). Така картина спостерігається за відсутності анізотропії у площині, перпендикулярній статичній намагніченості, а також при малій такій анізотропії. У випадку сильної анізотропії її внесок домінує над АФМ обміном, прецесія намагніченості в обох шарах стає ларморівською (як зображено на Рис. 2.1(б)), а загальна поляризація мод стає еліптичною, правою чи лівою. Така ж картина спостерігатиметься при анізотропії міжшарового зв'язку, наприклад, коли зв'язок має переважно чи виключно дипольний характер [203].

Очевидно, що за певного значення поля частота однієї з мод стає від'ємною, що означає нестійкість статичної конфігурації. При цьому полі САФ енергія Зеємана переважає над енергією РККЙ обміну і САФ переходить у паралельний (ФМ) стан, хоча можуть бути і складніші сценарії, див. нижче. У ФМ стані власними модами є класичні акустична (АМ) та оптична (ОМ) моди, які відповідають синфазній та протифазній прецесії намагніченостей шарів (Рис. 2.2(а)). Частоти мод складають

$$\begin{aligned}\omega_{\text{ОМ}} &= \omega_H + \omega_M \left(N_{\perp}^{(s)} - N_{\perp}^{(i)} - n_J \right), \\ \omega_{\text{АМ}} &= \omega_H + \omega_M \left(N_{\perp}^{(s)} + N_{\perp}^{(i)} + n_J \right),\end{aligned}\tag{2.25}$$

де $\omega_H = \gamma B_z - \omega_M \left(N_{zz}^{(s)} + N_{zz}^{(i)} \right) - \omega_J$. На відміну від багатьох інших фізичних систем частота оптичної моди є нижчою за частоту акустичної моди, що обумовлено міжшаровим АФМ зв'язком. Звісно, оптична мода має нульову динамічну намагніченість, і її не видно в стандартних експериментах ФМР.

Для кількісних розрахунків використаємо CoFeB/Ru/CoFeB САФ плівку з перпендикулярною анізотропією. Тоді, з

використанням позначень (2.20), частоти мод у АФМ стані записуються як

$$\omega_{\pm} = \sqrt{\omega_a(\omega_a + 2\omega_J)} \pm \gamma B_z. \quad (2.26)$$

Крім того, можна отримати простий вираз для відношення амплітуд коливань намагніченості у шарах, яка однакова для обох мод і складає

$$\frac{|m_{\min}|}{|m_{\max}|} = \frac{\omega_J + \omega_a - \sqrt{\omega_a(\omega_a + 2\omega_J)}}{\omega_J}, \quad (2.27)$$

де m_{\max} – амплітуда ларморівської прецесії, а m_{\min} – антиларморівської. Цікаво, що це відношення амплітуд не залежить від величини зовнішнього поля. У ФМ стані частоти резонансних мод САФ дорівнюють

$$\begin{aligned} \omega_{\text{ОМ}} &= \gamma B_z + \omega_a - 2\omega_J, \\ \omega_{\text{АМ}} &= \gamma B_z + \omega_a. \end{aligned} \quad (2.28)$$

З рівнянь (2.26-2.28) легко отримати значення критичного поля нестійкості моди. В АФМ стані частота лівополяризованої моди стає нульовою при $B_{cr,1} = \sqrt{\omega_a(\omega_a + 2\omega_J)} / \gamma$. У той же час, при зменшенні поля від великих позитивних значень (коли реалізується ФМ стан), ОМ втрачає стійкість при $B_{cr,2} = (2\omega_J - \omega_a) / \gamma$. Очевидно, що у загальному випадку ці значення не є рівними, і може реалізовуватись як випадок $B_{cr,1} > B_{cr,2}$, так і зворотний випадок $B_{cr,1} < B_{cr,2}$. Оскільки як ефективне поле анізотропії, так і поле РККЙ залежать від товщини шарів САФ, то за різної товщини шарів можуть реалізовуватись різні сценарії.

Це проілюстровано на Рис. 2.2. Залежності на панелі (б) побудовані для товщини $t = 2$ нм, коли $B_{cr,1} > B_{cr,2}$, тобто наявна область, де обидва стани – АФМ та ФМ – є стійкими. Це область бістабільності, у якій стан системи визначається її передісторією. Тобто, наявний гістерезис – при збільшенні поля від нуля в області бістабільності буде реалізовуватись АФМ стан, а при зменшенні від насичення залишатиметься ФМ стан. Звісно, реальна картина

перемагнічування може бути більш складною, адже, окрім нестійкості однорідних СХ мод, може також мати місце нестійкість неоднорідних мод, а також термічно-активовані стрибки між різними станами.

Інший випадок зображений на Рис. 2.2(в), залежності на якому побудовані для товщини $t = 2.4$ нм. Наближення товщини до критичного значення переходу від перпендикулярної до планарної намагніченості призводить до різкого зменшення ефективного поля анізотропії, і, відповідно, критичного поля $B_{cr,1}$, в той час як поле $B_{cr,2}$ навпаки збільшується. У результаті утворюється область, де жоден з розглянутих статичних станів не є стійким. Фізично це означає, що реалізується якийсь інший стан.

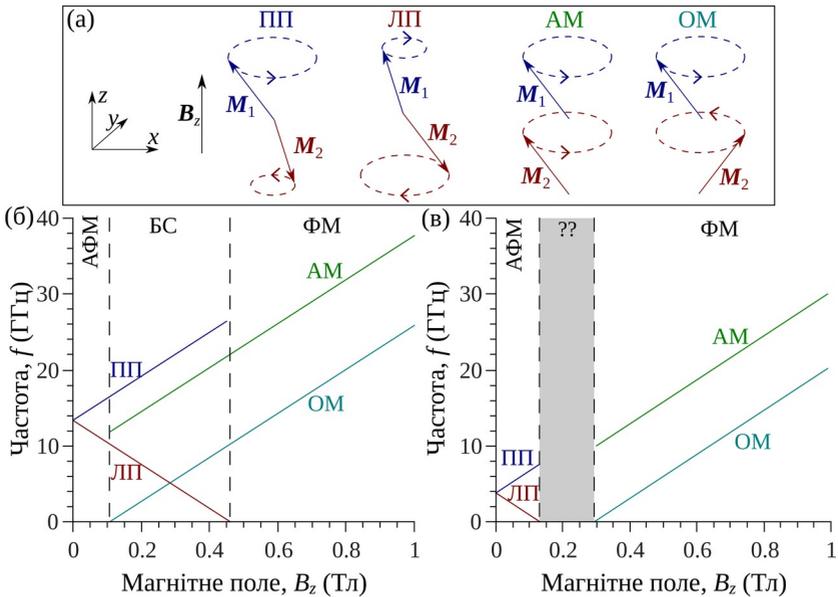


Рис. 2.2. Польові залежності частот резонансних мод у плівковому САФ CoFeB/Ru/CoFeB з перпендикулярною загальною анізотропією, товщина шарів САФ $t = 2$ нм (б) та $t = 2.4$ нм (в). Тут БС – область бістабільності. Штрихові лінії позначають критичні поля нестійкості ЛП моди та ОМ, відповідно. У (в) сірим позначена область, де обидва стани – АФМ та ФМ є нестійкими. Векторна структура мод показана на панелі (а).

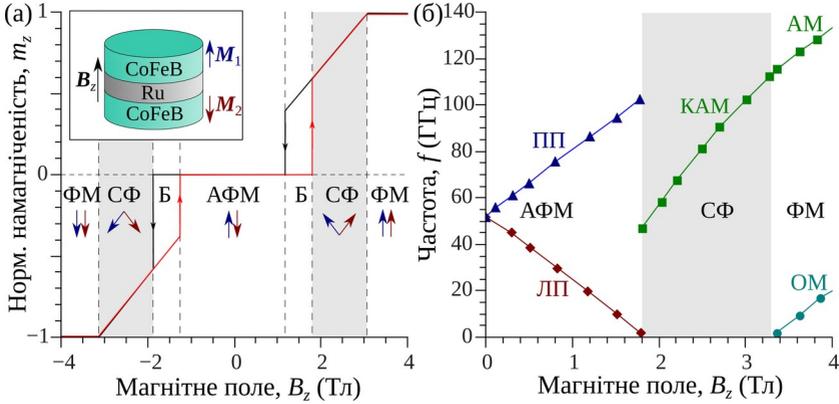


Рис. 2.3. Результати мікромагнітного моделювання петлі гістерезису (а) та частот власних мод $\text{CoFeB}(0.5\text{nm})/\text{Ru}/\text{CoFeB}(0.5\text{nm})$ САФ еліптичного перерізу $100 \times 50 \text{ nm}^2$. Тут Б – область бістабільності, сірим позначено область спін-флопу (СФ), КАМ – квазіакустична мода. Польова залежність частот мод змодельована при збільшенні поля від нуля (коли в області бістабільності реалізується АФМ стан). Дані взяті з [29].

Детально подібний випадок був розглянутий, зокрема, у [29] із використанням мікромагнітного моделювання. Автори роботи досліджували $\text{CoFeB}/\text{RuCoFeB}$ САФ з трохі іншими параметрами¹: $M_s = 10^6 \text{ A/m}$, $J = -1 \text{ мДж/м}^2$, $K_s/t = 1 \text{ мДж/м}^3$. Як бачимо, окрім ФМ та АФМ стану, реалізується ще й неколінеарний стан, який називають спін-флоп (СФ) станом (див. схематичне зображення намагніченостей шарів на Рис. 2.3(а)). Як видно з польової залежності частот мод (Рис. 2.3(б)), СФ стан якраз реалізується тоді, коли ЛП мода АФМ стану стає нестійкою. При збільшенні поля кут між намагніченостями шарів у СФ стані зменшується, і врешті-решт стає рівним нулю, тобто САФ переходить у ФМ стан. У СФ стані автори побачили лише одну резонансну моду, квазіакустичну, яка є продовженням акустичної моди ФМ стану. Інша мода має набагато меншу частоту, що завадило її спостереженню в даному дослідженні. Очевидно, що якби система володіла обертовою симетрією (САФ

¹ CoFeB – це сплав, магнітні властивості якого можна змінювати досить в широких межах зміною відносної концентрації компонентів.

наноелемент круглого перерізу), то друга мода СФ стану мала б тотожно нульову частоту. Справді, СФ стан у цьому випадку стає неперервно виродженим – поворот обох намагніченостей у площині не змінює енергію системи. У випадку САФ еліптичного перерізу це не так, однак різниця енергій у найбільш енергетично вигідному СФ стані¹ $\mu_{1,2} = (\pm \sin \theta, 0, \cos \theta)$ та найменш енергетично вигідному $\mu_{1,2} = (0, \pm \sin \theta, \cos \theta)$ визначається тільки анізотропією форми у площині $\Delta E \sim -\mu_0 M_s^2 (N_{xx} - N_{yy})$, і для тонких елементів САФ є малою порівняно з іншими енергіями системи (РРКЙ, перпендикулярна анізотропія, енергія Зеємана), що призводить до мализни частоти моди, яка відповідає повороту намагніченостей у площині.

Крім того, з Рис. 2.3(а) видно, що існує також і область бістабільності (гістерезису), в якій СФ або АФМ стан реалізуються залежно від історії зразка. При зменшенні поля від великих значень в області бістабільності залишається СФ стан, який втрачає стійкість коли частота квазіакустичної моди стає нульовою. Насамкінець відзначимо, що СФ стан може реалізовуватись не тільки у випадку, коли $B_{cr,1} < B_{cr,2}$. У протилежному випадку, попри те, що за будь-якого значення поля хоча б один зі станів – ФМ чи АФМ – є стійким, СФ стан може бути більш енергетично вигідним і реалізовуватись залежно від процесу намагнічування зразка САФ. Це, зокрема, показано у [29] (див. Рис. 3 там) – в області гістерезису при зменшенні поля від насичення САФ переходить спочатку в СФ стан, і лише потім в АФМ, а у зворотному напрямку має місце перехід з АФМ одразу в ФМ стан.

ФМР у перпендикулярному полі. Перейдемо тепер до випадку, коли статичне магнітне поле прикладене перпендикулярно до легкої осі загальної ефективної анізотропії і, відповідно, напрямку намагніченості САФ у нульовому полі. Для спрощення аналітичних виразів будемо знову розглядати випадок плівкового САФ із загальною перпендикулярною анізотропією. Тобто легка вісь

¹ Для визначеності вважаємо, що довга вісь еліпсу паралельна осі ОХ.

анізотропії – це вісь OZ , а поле прикладено, для визначеності, по осі OX , $\mathbf{B}_e = B_x \mathbf{e}_x$.

Під дією прикладеного поля намагніченості шарів САФ відхиляються від осі OZ в бік поля на кут θ , тобто формується СФ стан. У позначеннях (2.20) кут нахилу визначається як $\sin\theta = \gamma B_x / (\omega_a + 2\omega_J)$. При перевищенні критичного значення поля $B_{x,cr} = (\omega_a + 2\omega_J) / \gamma$ кут стає рівним $\theta = \pi/2$, тобто САФ переходить у ФМ стан з намагніченістю паралельною полю.

Частоти СХ мод у СФ стані складають

$$\begin{aligned}\omega_1^2 &= \omega_a(2\omega_J + \omega_a) - (\gamma B_x)^2 \frac{\omega_a}{2\omega_J + \omega_a}, \\ \omega_2^2 &= \omega_a(2\omega_J + \omega_a) + (\gamma B_x)^2 \frac{2\omega_J - \omega_a}{2\omega_J + \omega_a}.\end{aligned}\tag{2.29}$$

Намагніченості обох шарів прецесують у напрямку, що відповідає ларморовській прецесії, з однаковими амплітудами, а різниця між модами полягає у зсуві фаз між динамікою шарів. Структура мод зображена на Рис. 2.4. Мода 1 має динамічний момент m_x , а динамічні моменти m_y та m_z окремих шарів компенсуються. У підсумку мода 1 є поляризованою по полю (X-поляризованою). Мода 2, навпаки, є поляризованою у площині, перпендикулярній статичному полю (YZ-поляризованою).¹

Вирази (2.19) повністю ідентичні до виразів частот мод у природніх АФМ з одновісною анізотропією [63, 89, 92, 233]². Однак, є суттєва кількісна відмінність. У природніх антиферомагнетиках однорідний АФМ обмін є домінуючою взаємодією, і характерна частота АФМ обміну значно перевищує частоту анізотропії. Тому частота моди 1 повільно зменшується з полем, а частота моди 2 швидко зростає. У САФ таке співвідношення, загалом, не виконується. Більше того, характерна частота РККЙ обміну може бути і меншою за половину частоти ефективної анізотропії, $2\omega_J < \omega_a$.

¹ Аналітичні вирази для структури мод можна знайти, наприклад, у [196].

² У теорії АФМ резонансу частоту, що відповідає полю однорідного АФМ обміну між підґратками, прийнято позначати ω_{ex} .

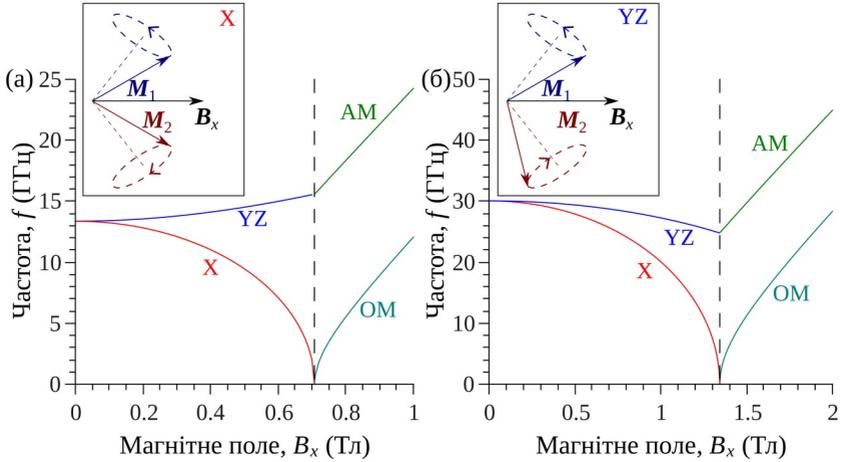


Рис. 2.4. Польові залежності частот резонансних мод плівкового САФ CoFeB/Ru/CoFeB з перпендикулярною анізотропією. Товщина шарів САФ $t = 2$ нм (а) і $t = 1.5$ нм (б), матеріальні параметри, як на Рис. 2.1-2.2. Штрихова лінія позначає критичне поле переходу зі СФ до ФМ стану. Структура мод у СФ стані показана на вставках.

Як видно з рівняння (2.19), у такому випадку частота моди 2 також буде зменшуватись зі збільшенням прикладеного поля.

Обидва можливих випадки продемонстровані на Рис. 2.4. При більших товщинах САФ шарів ($t = 2$ нм на Рис. 2.4(а)) має місце класична залежність, а при менших ($t = 1.5$ нм на Рис. 2.4(б)) зростання ефективної анізотропії призводить до спадаючої залежності частот обох резонансних мод. При наближенні до критичного значення поля, коли САФ переходить у ФМ стан, частота моди, поляризованої по полю, прямує до нуля.

У ФМ стані частоти акустичної та оптичної мод складають

$$\begin{aligned} \omega_{\text{AM}} &= \sqrt{\gamma B_x (\gamma B_x - \omega_a)}, \\ \omega_{\text{OM}} &= \sqrt{(\gamma B_x - 2\omega_J)(\gamma B_x - \omega_a - 2\omega_J)}. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Як і зазвичай у САФ, акустична мода є вищою по частоті за оптичну. Критичне поле нестійкості ОМ у ФМ стані дорівнює критичному полю нестійкості Х-поляризованої моди у СФ стані, тобто області бістабільності та, відповідно, гістерезису, відсутні.

ФМР у полі під довільним кутом та гібридизація мод. Як раніше було показано, за наявності анізотропії у площині, перпендикулярній до легкої осі загальної анізотропії (так званій «важкій площині»), моди у нульовому полі не є виродженими. Тому при прикладанні поля у напрямку, що відповідає поляризації вищої моди, варто очікувати перехрещення частотних залежностей мод у СФ стані, а, отже, і потенційної гібридизації мод. Гібридизація мод викликає значний інтерес у дослідників, у тому числі це питання неодноразово досліджувалось для САФ [111, 176, 190], а також у штучних шаруватих кристалах CrCr_3 , які відносяться до класу вандерваальсових магнетиків [119, 178].

Тут ми розглянемо це питання на прикладі наносмужки САФ. Аналітичні вирази для частот мод у цьому випадку є занадто громіздкими, тому обмежимося результатами числового розв'язання системи (2.2). Виберемо товщину, більшу за критичну, а саме $t = 4$ нм, коли легкою віссю намагнічування є вісь наносмужки (вісь Ox у системі координат, зображеній на Рис. 2.1(a)). У нульовому полі Y -поляризована мода має помітно більшу частоту за Z -поляризовану моду, як було раніше показано (Рис. 2.1(б)). Тому розглянемо поле прикладене по осі Oy .

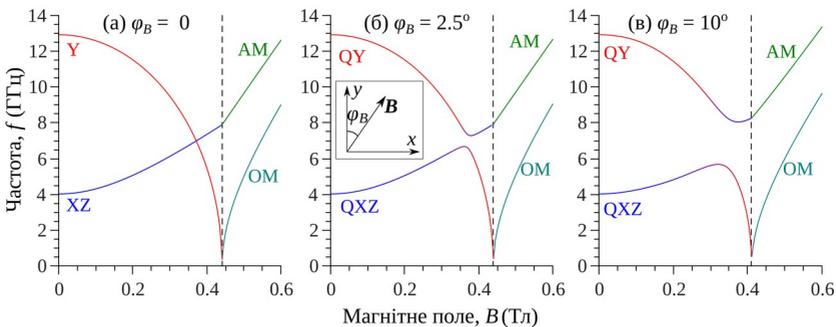


Рис. 2.5. Польові залежності частот резонансних мод наносмужки САФ при прикладанні поля у площині САФ під кутом φ_B до важкої осі (осі Y), як показано на вставці. Тут QXZ та QY – квазі- XZ - та квазі- Y -поляризовані моди, вертикальна штрихова лінія відповідає переходу зі СФ до ФМ стану. Параметри розрахунку: товщина шарів САФ $t = 4$ нм, ширина наносмужки САФ $w = 40$ нм, матеріальні параметри, як на Рис. 2.1-2.2.

Польові залежності частот мод при прикладанні поля строго паралельно осі ОУ показані на Рис. 2.5(а). Як і очікувалось, частота вищої, Y-поляризованої моди, зменшується, а частота нижчої моди, яка при ненульовому полі стає XZ-поляризованою, збільшується. За певного значення поля ці залежності перетинаються. Як ми бачимо, має місце простий перетин залежностей, що свідчить про відсутність гібридизації мод, і кожна з них зберігає свою структуру.

Однак при відхиленні поля від осі ОУ картина ускладнюється. При такому порушенні симетрії структура мод стає більш складною, вони вже не є X- та YZ-поляризованими, і, натомість, можуть бути наближено охарактеризовані як квазі-X- та квазі-YZ-поляризовані (QX та QYZ, відповідно). Замість перетину польових залежностей частот мод має місце їх розштовхування. Поблизу цього значення поля моди стають сильно гібридизованими (сумішшю QX та QYZ мод). При збільшенні кута відхилення статичного магнітного поля від осі ОУ величина розштовхування залежностей зростає, так само розширюється область значення поля, де моди є сильно гібридизованими.

Варто зазначити, що гібридизація мод є типовим явищем, особливо для систем з порушеною симетрією. Класичним прикладом є гібридизація поверхневої спінової хвилі з товщинними СХ модами у феромагнітній плівці у геометрії Деймона-Ешбаха (коли плівка намагнічена в площині, і хвилі розповсюджуються у перпендикулярному до поля напрямку) [86]. Однак у деяких роботах, у першу чергу сучасних, ця гібридизація трактується як магنون-магنونна взаємодія [111, 119, 176, 178, 190]. Це є неправильне трактування, яке походить з аналогії з іншими якісно відмінними системами.

Справді, аналогічна картина, а саме розштовхування мод при зміні якогось керуючого параметра, має місце у багатьох системах, в яких взаємодіють коливання чи хвилі різної природи. Наприклад, це може бути магنون-фотонна взаємодія, магنون-фононна взаємодія, тощо. У цьому випадку величина розштовхування, справді, є пропорційною до зв'язку між модами і, таким чином, має цілком

визначений фізичний зміст. При збудженні однієї системи (наприклад, магنونної моди) енергія буде періодично перетікати в іншу (наприклад, фононну), і зворотно, що є класичним аналогом осциляцій Рабі. Також, термін «міжмодова взаємодія» доцільно застосовувати, коли моди за відсутності взаємодії є просторово розділеними. Наприклад, це має місце у дипольно взаємодіючих наноточках, коли за відсутності взаємодії моди локалізовані в окремих наноточках. Аналогічним є випадок дипольно взаємодіючих СХ хвилеводів – взаємодія призводить до утворення колективних мод і відкриває можливість передачі енергії між хвилеводами [214].

Однак у випадку резонансних мод САФ ці моди не є ні просторово розділеними, ні, тим паче, модами різної природи. Розділення є лише за поляризацією – моди завжди ортогональні одна одній, до того ж їх поляризація змінюється з полем. Якщо підійти до цього питання математично, то у нульовому (діагональному) наближенні моди можна вважати QXZ- та QY-поляризованими, розрахунок у цьому наближенні дасть правильні значення частот подалі від точки розштовхування, однак замість розштовхування матиме місце перехрещення польових залежностей. А для отримання правильних залежностей необхідно врахувати недіагональні доданки, які і трактуються як «взаємодія»¹. Однак, ця «взаємодія» має місце в «просторі поляризацій», тому вважати взаємодію у віртуальному просторі поляризацій за якусь фізичну величину немає сенсу. Більше того, нам ніхто не заважає вибрати якийсь інший базис, наприклад, циркулярно поляризованих мод, і тоді моди САФ будуть «взаємодіючими» практично завжди, оскільки ми просто вибрали базис, дуже далекий від реальних мод. Насамкінець варто зазначити, що класичний аналог осциляцій Рабі буде спостерігатись у САФ (чи будь-якій іншій двомодовій системі) незалежно від наявності розштовхування мод, зокрема і в нульовому полі – достатньо вибрати збудження і механізм зчитування, які будуть перекриватись з обома модами (тобто не будуть ортогональними жодній з них).

¹ Це питання дуже гарно описано у проблемі гібридизації СХ мод у плівці [86].

§ 2.3. Спін-хвильові моди синтетичного антиферромагнітного нанoeлементa еліптичного перерізу

Перейдемо до розгляду лінійної динаміка нанoeлементів САФ. Як добре відомо [74, 80, 81], просторове обмеження призводить до формування зліченного¹ набору стоячих СХ мод i , відповідно, дискретного спектру СХ збуджень. Структура мод i їх частоти визначаються геометрією зразка, а також сильно залежать від напрямку статичної намагніченості (у більш загальному випадку – від розподілу статичної намагніченості, який може бути неоднорідним). Ці питання для ізольованих ферромагнітних нанoeлементів є гарно вивченим для основних простих геометрій, див., наприклад, [22, 25, 35, 66, 82, 85, 133, 230]. Більш складні випадки у структурах зі зниженою симетрією також почали досліджуватись останнім часом [23, 46, 90, 208].

У зв'язаних нанoeлементaх, наприклад, за рахунок дипольної взаємодії, різні СХ моди окремих елементів утворюють колективні моди системи [7, 38, 161, 191]. Зрозуміло, що у нанoeлементaх САФ буде аналогічна картина, і РККЙ взаємодія призводитиме до формування колективних СХ мод. Картина, правда, буде ускладнена наявністю також і дипольної взаємодії між шарами САФ, яка у випадку скінченних елементів стає ненульовою. Особливості вищих СХ мод нанoeлементів САФ не є достатньо добре вивченими, є всього декілька робіт з достатньо детальним їх описом [71, 178].

Опис системи та мікромагнітна модель. У цьому параграфі розглянуто особливості СХ мод САФ на прикладі нанoeлементa еліптичного перерізу. Аналітичні дослідження СХ мод навіть в ізольованому нанoeлементі є складною задачею, яку нерідко важко вирішити навіть наближено, а у САФ задача стає ще більш складною. Тому скористаємось мікромагнітним моделюванням – кінцево-різницеvim методом, який ґрунтується на числовому інтегруванні

¹ Строго кажучи, кількість СХ мод обмеженого зразка є скінченною і дорівнює кількості магнітних атомів у зразку.

рівняння ЛЛГ і, таким чином, дозволяє моделювати часову еволюцію намагніченості, як лінійну, так і нелінійну, під дією різних зовнішніх впливів. Дослідження, представлені нижче, проведені за допомогою програмного забезпечення MuMax3 [48, 201].

Вибір структури для моделювання був обумовлений експериментальними результатами, представленими у [45]. Ця структура зображена на Рис. 2.6(a), і є трохи більш складною, ніж просто САФ наноелемент. Це спітронна структура типу AF/F_{1,2}/N/F₂, де F_{1,2} – феромагнітні, AF – антиферомагнітний та N – немагнітний шари. У реальній структурі [45] додатково є ще вільний феромагнітний шар, який слугує аналізатором магнітного стану (за рахунок ефекту гігантського чи тунельного магнітоопору) або ж динамічного режиму системи (за рахунок того самого ефекту магнітоопору, що призводить до появи НВЧ коливань опору). Однак тут вільний шар виключений з розгляду з метою дослідження динаміки саме САФ елемента.

Розміри досліджуваного наноелемента є наступними: товщини шарів F_{1,2} задавалися рівними 2 нм, а латеральні розміри, тобто велика (вздовж *x*) і мала (вздовж *y*) осі еліпса становили 80 та 60 нм, відповідно. Магнітні параметри шарів F_{1,2} у моделюваннях обиралися близькими до значень для сплавів CoFeB: обмінна жорсткість $A_{ex} = 10.5$ пДж·м⁻¹, стала затухання Гільберта $\alpha = 0.01$; однак намагніченості насичення $M_{1,2}$ поклалися дещо різними, $\mu_0 M_{s,1} = 1.2$ Тл, $\mu_0 M_{s,2} = 1$ Тл. Ця різниця обумовлена технологічними причинами, а самі параметри наближено визначались з петель гістерезису САФ. Окрім того феромагнітні шари САФ також характеризувалися сильною перпендикулярною анізотропією. У нульовому зовнішньому полі основний стан (з найменшою енергією) САФ наноелемента це АФМ стан з перпендикулярною намагніченістю, як зображено на Рис. 2.6(a). Величина ефективного поля одновісної анізотропії також може бути наближено визначена з петель гістерезису і складає для обох шарів $B_a = 1.5$ Тл. Прошарок Ru товщиною близько 1 нм забезпечує РККЙ взаємодію АФМ типу, стала РККЙ взята з літератури для подібних САФ структур рівною $J = -3.88 \cdot 10^{-4}$ Дж/м².

Ще однією особливістю досліджуваного зразка є наявність АФМ шару АФ, контакт з яким призводить до ефекту обмінного зміщення [135, 186] у шарі F_1 . Це забезпечує більшу стійкість напрямку намагніченості у цьому шарі, а, отже, і легше керування станом всього САФ (тобто можливість отримання різних станів САФ – АФМ, ФМ, СФ, тощо). У мікромагнітному моделюванні цей ефект відтворюється шляхом додавання ефективного поля обмінного зміщення величиною 0.2 Тл, що діє тільки на шар F_1 . Таким чином, статичні внутрішні поля в обох шарах є близькими, що спрощує трактування динамічної поведінки САФ; невелика різниця у 50 мТл викликана тільки полем розмагнічування вільного шару (яке також враховане як однорідне зовнішнє поле). Нарешті, розмір комірки дискретизації у моделюванні був рівний $1 \times 1 \times 1$ нм³.

Коротко зупинимось ще на одному методологічному моменті. Програма MuMax3 не має вбудованої можливості врахування РККЙ взаємодії. У певних випадках, коли у модельованому САФ шари містять тільки 1 комірку по товщині і товщина прошарку між ними дорівнює товщині шарів (чи близька до неї), РККЙ можна додати вручну за допомогою функцій “AddFieldTerm” та “AddEdensTerm”. Однак більш типовий і загальний підхід наступний. Прошарок між шарами САФ вважається відсутнім і нехтується під час моделювань. Це, звісно, призводить до невеликих спотворень дипольних полів, однак, якщо прошарок набагато тонший за латеральні розміри САФ структури (а це практично завжди так), ці спотворення є несуттєвими. Таким чином феромагнітні шари САФ опиняються у прямому обмінному контакті. Моделювання АФМ міжшарової взаємодії проводиться шляхом масштабування обмінної жорсткості на інтерфейсі між шарами F_1 та F_2 , за допомогою функції “ext_ScaleExchange(R_1 , R_2 , C_A)”, де R_1 та R_2 – області (region), між якими треба змінити обмінну жорсткість, а C_A – множник, на який змінюється жорсткість порівняно зі значенням в об’ємі. Цей коефіцієнт визначається як

$$C_A = \frac{J\Delta z}{2A}, \quad (2.31)$$

де Δz – крок дискретизації по напрямку, перпендикулярному до шарів САФ (z у нашому випадку). Очевидно, $C_A < 0$ для міжшарової взаємодії АФМ типу.

У моделюванні зовнішнє статичне магнітне поле прикладалося перпендикулярно до площини (тобто паралельно до статичної намагніченості, Рис. 2.6(а)). Збуджуюче змінне поле задавалося у вигляді просторово неоднорідного імпульсу $\mathbf{b}(\mathbf{r}, t)$, прикладеного в певному сегменті у площині еліпса САФ (у чверті або третині для окремих циклів розрахунків; детальне пояснення наведені нижче). Компоненти імпульсу b_x та b_y задавались однаковими, $b_z = 0$. Амплітуда імпульсу сягала значення 5 мТл. Спектри отримувались стандартним методом швидкого Фур'є-перетворення змодельованої намагніченості. Для отримання просторових профілів мод, була використана методика, описана у [208]. А саме: прикладалось НВЧ магнітне поле на власній частоті моди, і по досягненню стаціонарного динамічного стану (на що потрібен час порядку $\tau \approx 2\alpha_G/f_v$, де f_v – лінійна частота моди) записувався миттєвий розподіл динамічної намагніченості $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ протягом одного періоду коливань T_v . Комплексний профіль моди розраховується як

$$m_v(\mathbf{r}) \sim \frac{1}{T_v} \int_t^{t+T_v} (\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) - \boldsymbol{\mu}(\mathbf{r})) e^{i\omega_v t} dt. \quad (2.32)$$

Частоти та структура СХ мод. На Рис. 2.6(б) наведена змодельована залежність частот СХ мод від зовнішнього поля. Тут показано десять мод, чого цілком достатньо для розуміння загальних принципів, також обрано діапазон полів, у якому АФМ стан залишається стійким. Чітко видно, що частоти половини мод спадають зі збільшенням модуля прикладеного поля, а частоти іншої половини, навпаки, зростають. Ми вже бачили таку поведінку для ФМР у паралельному полі, див. Рис. 2.2 та 2.3. Тобто, вищі СХ моди САФ нанoeлементу ведуть себе аналогічним чином до однорідних мод ФМР САФ. Цікаво, що нахил залежностей у кожній з груп майже однаковий, хоча це і не загальне правило.

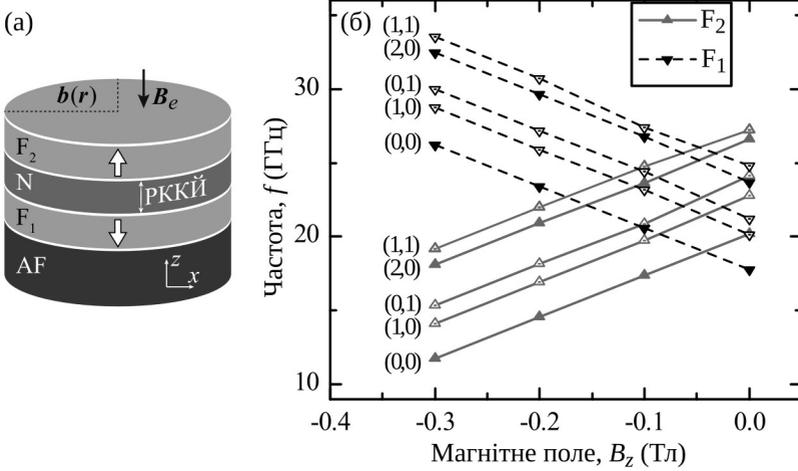


Рис. 2.6. (а) Схематична ілюстрація еліптичного наноелемента САФ, досліджуваного в даному параграфі. Стрілками показані напрямки магнітних моментів $M_{1,2}$ ФМ шарів. На рисунку також наведено напрямок зовнішнього магнітного поля та область, в якій задавався збуджуючий імпульс $\mathbf{b}(\mathbf{r})$. (б) Залежності частоти СХ мод, які нумеровані індексами (n_x, n_y) , від величини прикладеного магнітного поля. Сірими символами та суцільними лініями виділені власні моди верхнього шару, чорними символами та штриховими лініями – нижнього. Профілі цих мод наведені на Рис. 2.7. Моді (0,0) та (2,0) мають ненульовий загальний момент, і позначені суцільними символами, хоча динамічний магнітний момент мод (2,0) є дуже малим для даних параметрів структури.

Отже, аналогічно до мод ФМР, можна розділити на моди переважно одного та іншого шарів САФ, відповідно. На Рис. 2.6(б) група мод шару F_1 позначена штриховими лініями, частоти цих мод зростають зі збільшенням амплітуди поля, оскільки напрямок поля та статичної намагніченості шару F_1 співпадають. Інша група мод – моди шару F_2 (суцільні сірі лінії) – мають спадаючу залежність. Зазначимо, що поділ мод на ліво та право поляризовані, як це було зроблено у випадку ФМР, не є таким очевидним, адже значна кількість мод (антисиметричні моди) мають нульовий загальний момент, а локальна поляризація прецесії намагніченості не є сталою в усьому зразку. Тому природно натомість використовувати поділ за шаром САФ, в якому коливання намагніченості є інтенсивнішими.

За відсутності зовнішнього поля моди з однаковими індексами не стають виродженими, оскільки досліджувана структура не є ідеальним САФ. Як вже вказувалось вище, намагніченості насичення шарів є різними, до того ж на них діють дещо відмінні статичні поля за рахунок полів розсіяння вільного шару та ефективного поля обмінного зміщення.

Профілі СХ мод зображені на Рис. 2.7. СХ моди є переважно локалізованими в одному з шарів САФ, аналогічно до розглянутого вище випадку ФМР у паралельному полі. Відносна інтенсивність мод у «невласному» шарі, тобто шарі F_1 для мод, переважно локалізованих у шарі F_2 , і навпаки, складає, за рідкісними винятками, 10–20%. На Рис. 2.7 ці співвідношення не враховані й інтенсивність мод у невласному шарі масштабована, інакше профілі мод у цьому шарі були б нерозрізненними.

Як бачимо, профілі мод у «власному» шарі є достатньо регулярними і практично однаковими для серії мод верхнього та нижнього шарів. За цими профілями легко зробити класифікацію мод, а особливості коливачь у невласному шарі розглянемо далі. Найбільш інтенсивною та найнижчою за частотою у кожній групі мод є квазіоднорідна мода $(0,0)$, яка не має вузлів динамічної намагніченості. Невелике зменшення амплітуди моди біля країв пов'язане зі статичними полями розмагнічування і відоме з більш ранніх досліджень круглих магнітних наноточок у перпендикулярно намагніченому стані [85].

Більш нетривіальною є структура вищих мод. На перший погляд, вони є схожими до мод планарно намагнічених елементів [25, 122] – на профілях досить чітко проявляються вузлові лінії у площині. Власне, за кількістю вузлових ліній ми і пронумерували моди як (n_x, n_y) , що відповідає загальноприйнятій схемі. Проте деталізований у часі мікромагнітний аналіз показав більш складну картину. У класичних стоячих модах вузлова лінія нерухома, а різні області коливачь, зазвичай, відрізняється фазою на π радіан. У нашій же системі моди скоріше є нерівномірно біжучими хвилями з хвильовим вектором, спрямованим в азимутальному напрямку. Особливо це

гарно проявляється у випадку мод (0,1) та (1,0). Більшу частину половини періоду коливань відбувається прецесія намагніченості у двох половинах еліпсу у протифазі, а у центральній лінії (по осі ОХ для моди (0,1) та осі ОУ для моди (1,0)) прецесія відсутня. Однак за короткий проміжок періоду коливань відбувається поворот профілю моди на 180° у площині. На комплексних профілях мод, зображених на Рис. 2.7, це проявляється у тому, що інтенсивність коливань у вузлових лініях не є строго нульовою, а фаза при переході через лінію змінюється плавно на π радіан, а не різко, як це відбувається у класичних стоячих модах.

Тобто можна стверджувати, що вищі моди досліджуваної структури є квазібіжучими азимутальними хвилями, рух яких є неоднорідним через еліптичну форму зразка. Це є особливістю еліптичних нанoeлементів в перпендикулярно намагніченому стані, яка не пов'язана з наявністю другого шару САФ і має досить зрозуміле пояснення. У випадку круглої наноточки з перпендикулярною статичною намагніченістю СХ моди є азимутальними біжучими хвилями¹, і характеризуються азимутальним індексом $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, який дорівнює зміні фази коливань при обході по колу в одиницях 2π , та радіальним індексом n , що рівний кількості вузлових ліній у радіальному напрямку від центра елемента до краю. Профіль моди гарно описується функцією $m \sim J_m(k_n r) \exp(im\varphi)$, де J – функція Бесселя першого роду [85]. Порушення азимутальної симетрії, очевидно, змінює характер мод, і вони не можуть бути класичними біжучими азимутальними хвилями. Однак коли це порушення симетрії невелике, тобто співвідношення між осями еліпсу є близьким до 1, моди зберігають квазібіжучий характер, і з'являється тільки неоднорідність руху хвилі. Зрозуміло, що при збільшенні еліптичності зразка чи/та при наявності немалої магнітної анізотропії у площині зразка квазібіжучий характер мод зникне, і моди стануть класичними стоячими модами.

¹ Нагадаємо, що це справедливо тільки для перпендикулярно намагнічених круглих наноточок з відсутньою анізотропією у площині. Навіть невелике відхилення намагніченості від нормалі змінює картину [23, 90].

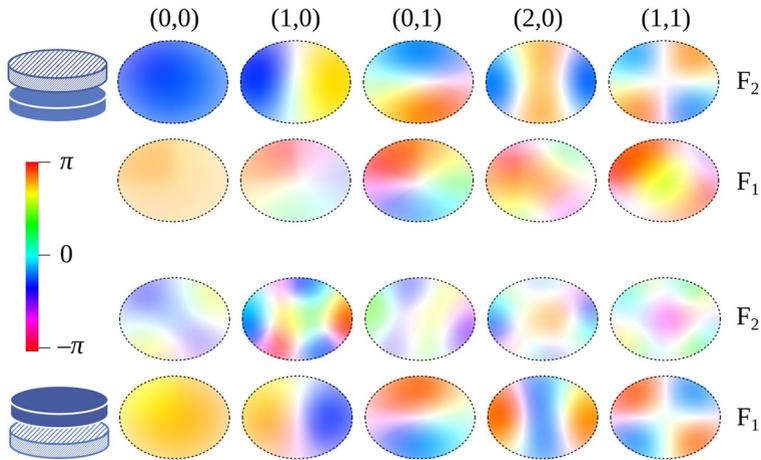


Рис. 2.7. Профілі СХ мод в обох шарах САФ у полі $B_e = -0.2$ Тл. Кольором показано фазу коливань (див. шкалу зліва), а інтенсивність відображає нормовану потужність коливань $|m|^2$. У верхньому ряді показано СХ моди верхнього шару F_2 , а у нижньому – нижнього шару F_1 , відповідно. Інтенсивність коливань у «невласному» шарі (F_1 для мод шару F_2 і навпаки) масштабована для зручності сприйняття, реальна інтенсивність коливань у «невласному» шарі у 5-10 разів менша за коливання у «власному» шарі.

Відзначимо, що продемонстровані моди вищих порядків (з індексами $n_x, n_y \neq 1$) не будуть проявлятися на експерименті, якщо просторовий розподіл збуджуючого сигналу буде однорідним в об'ємі нанoeлементу САФ. Саме тому для моделювання використовувався просторово неоднорідний імпульс поля. Принципово, моди з обома парними індексами n_x та n_y мають ненульовий магнітний момент і можуть проявлятися в експериментах ФМР чи спін-торк-ФМР (СТ-ФМР, коли збудження відбувається НВЧ струмом за рахунок ефекту спін-трансферу). Однак для досліджуваної геометрії такі моди (окрім, звісно, моди (0,0)) мають занадто малий магнітний момент. Зокрема, щоб знайти моду (2,0), збуджуючий імпульс прикладався у верхній лівій 1/6 частині еліпса, бо при використанні однорідного поля чи поля у чверті еліпса сусідні моди маскували моду (2,0). У той же час, моди (1,0) та (0,1) гарно збуджуються ерстедовим полем НВЧ струму, який можна пропускати через наноточку, оскільки таке поле має азимутальну симетрію.

Тепер поглянемо на профілі мод у другому, «невласному» шарі. Для серії низькочастотних мод, локалізованих переважно у шарі F_2 , профілі мод в іншому шарі більш-менш регулярні. Моді $(0,0)$, $(0,1)$ та $(1,0)$ мають схожий профіль до профілю у власному шарі, профілі мод $(2,0)$ та $(1,1)$ є трохи складнішими. Поведінка ж високочастотної серії мод є суттєво іншою – тут профілі мод у невласному шарі F_2 взагалі не схожі на профілі у домінуючому шарі F_1 ; ба більше, такий розподіл динамічної намагніченості взагалі складно охарактеризувати в термінах стоячих чи біжучих мод для даної геометрії.

Також було проаналізовано напрямки прецесії намагніченості у різних модах. Треба відзначити, що у невласному шарі еліптичність прецесії є сильно неоднорідною (залежить від координати), і може спостерігатись зміна напрямку прецесії з правополяризованої еліптичної на лівополяризовану; цих особливостей, звісно, не видно з Рис. 2.7, на якому показана фаза однієї динамічної компоненти (m_x). У серії низькочастотних мод прецесія намагніченості у невласному шарі F_1 є переважно лівополяризованою, тобто відповідає природному напрямку прецесії намагніченості у цьому шарі (ларморівська прецесія). У серії високочастотних мод частіше спостерігається антиларморівська прецесія намагніченості у шарі F_2 , хоча ларморівська прецесія все одно домінує. Ще помітною особливістю є сильна еліптичність прецесії, набагато більша за еліптичність прецесії у домінуючому шарі.

Ці спостереження дозволяють зробити висновок, що утворення колективних мод у нанорозмірних анізотропних САФ суттєво відрізняється від утворення мод ФМР у плівкових САФ. Якщо в останньому випадку РККЙ взаємодія є єдиним механізмом зв'язку між шарами, і прецесія намагніченості у невласному шарі нав'язується домінуючим шаром через РККЙ зв'язок і є антиларморівською (тобто не є власною модою цього шару), то у нанорозмірних САФ картина більше схожа на гібридизацію між стоячими модами шарів САФ за рахунок РККЙ обміну та динамічної дипольної взаємодії.

Різниця між низькочастотною та високочастотною серією пов'язана з наступним. Власні моди однакової симетрії (з однаковими індексами) нижнього шару розташовані значно вище по частоті відносно мод верхнього шару. Тому у випадку низькочастотної серії всі моди шару F_1 лежать помітно вище за моди домінуючого шару F_2 .¹ Як відомо, гібридизація мод залежить від відстані між їх частотами та перекриттям мод за рахунок зв'язку (РККЙ та міжшарового дипольного зв'язку у нашому випадку). Зазвичай, перекриття є більшим для мод однакової симетрії (з однаковими індексами), і оскільки міжмодова відстань є великою для всіх мод різних шарів, то найбільшу ступінь гібридизації виявляє мода тієї ж самої симетрії. Це ми чітко бачимо для мод $(0,0)$, $(0,1)$ та $(1,0)$ низькочастотної серії. Однак, оскільки РККЙ взаємодія максимізується для мод однакового напрямку прецесії, тобто для так званих «формальних спряжених» мод з антиларморівською прецесією і математично від'ємними частотами [203], то картина може бути і складнішою, коли у гібридизації задіяні як фізичні, так і ці формальні моди, що, зокрема, проявляється для мод $(1,1)$ та $(2,0)$.

Для високочастотної серії мод картина є відмінною, адже близько до частот власних мод домінуючого шару F_1 розташовані власні моди шару F_2 , однак з більшими індексами мод (моди більш високого порядку, не показані тут). Мала міжмодова відстань призводить до гібридизації з декількома модами вищого порядку шару F_2 одночасно, а ступінь перекриття між модами різної симетрії є ненульовим через різну симетрію дипольної та РККЙ взаємодії, а також внаслідок нелокальності дипольної взаємодії. Додатковий внесок у гібридизацію вносить нетривіальна структура власних мод шарів, які, як вже вказано вище, є квазібіжучими азимутальними модами. У підсумку, це і призводить до складної картини динамічної намагніченості у невласному шарі, яку неможливо охарактеризувати у термінах СХ мод ізольованого шару.

¹ Для представленої серії мод. Звісно, для мод з більшими індексами ця картина врешті-решт порушиться.

Розділ 3

Спінові хвилі у плівкових синтетичних антиферомагнетиках

У цьому розділі перейдемо до вивчення біжучих спінових хвиль у САФ. Біжучі СХ є власними збудженнями формально нескінченних САФ – плівок чи хвилеводів і характеризуються *неперервним* спектром – дисперсійною залежністю $\omega(\mathbf{k})$. Реально, про біжучі СХ варто говорити, коли розмір зразка (у площині у нашому випадку) перевищує довжину пробігу СХ. Для металевих тонких феромагнітних плівок та САФ довжина вільного пробігу СХ, зазвичай, лежить в області одиниць-сотень мікрометрів. Помітно більші довжини пробігу, одиниці-десятки міліметрів, вдається отримати при використанні залізо-ітрієвого гранату (ЗІГ) – феримагнетику з найменшим відомим на сьогодні магнітним затуханням [63]. Однак, оскільки ЗІГ є діелектриком, для нього відсутня РККЙ взаємодія, і створення плівкового САФ не є можливим¹. У протилежному випадку, коли латеральний розмір є меншим за довжину вільного пробігу, потрібно вести мову про формування стоячих (чи біжучих/квазібіжучих, як у §2.3) мод з дискретним спектром, які розглядалися вище. Хоча варто зауважити, що знання спектру біжучих СХ часто дозволяє якісно аналізувати також і формування квантованих СХ мод, які у першому наближенні можуть розглядатись як сума протилежно спрямованих біжучих хвиль однакової частоти, хвильові числа яких визначаються умовами квантування [56, 67, 231]. Звісно, неоднорідні внутрішні поля,

¹ Нанoeлементи з дипольним АФМ впорядкуванням принципово є можливими, однак вирощування багат шарових структур ферит-гранатів є дуже складною технологічною задачею.

наявність обертової симетрії (і загалом, будь-яка форма зразка, окрім прямокутної), ускладнює структуру дискретних СХ мод, і їх детальний аналіз потребує більших зусиль.

СХ у феромагнітних плівках та структурах є цікавими з точки зору носіїв для передачі та обробки інформації та НВЧ сигналів. Багато пристроїв були реалізовані в минулому сторіччі на макророзмірних зразках та порівняно товстих магнітних плівках, див., наприклад, [63, 75]. Останнє десятиріччя набув популярності новий напрямок – магніоніка – основною ідеєю якого є обробка цифрових та аналогових сигналів за допомогою спінових хвиль у мікро- та наноструктурах [30, 31, 103, 154]. САФ, як ми побачимо нижче, пропонують досить унікальні властивості для потреб магніоніки. Причому ці властивості унікальні саме для *синтетичних* антиферомагнетиків і не спостерігаються в природних АФМ.

Задача про магнітостатичні хвилі у двошаровій феромагнітній плівці з протилежними напрямками намагніченості була вперше розв’язана Грюнбергом [61]. У цій роботі не враховувалась обмінна взаємодія та міжшаровий обмін, однак, головна особливість СХ у САФ, а саме їх невзаємність, була знайдена, так як ця невзаємність повністю дипольної природи. Згодом було зроблено серію теоретичних робіт по дослідженню дипольно-обмінних СХ у САФ у різних наближеннях, див., наприклад, [185, 220]. Найбільш загальна теоретична робота по СХ у САФ була зроблена Галлярдо та співавторами порівняно нещодавно [53]. Експериментальні особливості поширення СХ у САФ були досліджені у [220] за допомогою рентгенівської спектроскопії. Цей експеримент цікавий тим, що порівняно короткі СХ вдалось збудити за допомогою руху ядра вихору. Фактично, у роботі досліджувалось випромінювання СХ ядром вихору у двошаровому диску у вихровому стані, з АФМ впорядкуванням намагніченостей у шарах. Більш класичні дослідження методом електричної спектроскопії біжучих хвиль проводились у [53, 77].

У цьому розділі ми будемо розглядати випадок плівки САФ. Розгляд СХ у САФ хвилеводах досить схожий і потребує врахування

(чи знаходження) поперечного профілю СХ. Для ФМ хвилеводу детальний опис методики наведений у [70, 215], її узагальнення на випадок САФ не має принципових труднощів (хоча матиме ускладнення у числовому розв'язку). У наближенні ж однорідного профілю СХ по товщині шарів – а ми побачимо, що це наближення є часто застосовним для САФ з нанорозмірними шарами – задача мало чим концептуально відрізнятиметься від випадку дипольно зв'язаних хвилеводів, детально описаному у [214]. Тут ми будемо використовувати формалізм, аналогічний до застосованого у попередньому розділі, який для біжучих СХ у САФ був використаний у [210].

Спершу, у §3.1, представлена загальна методика для числового дослідження СХ у САФ, а також наближення однорідної динамічної намагніченості і аналітичні результати для спектру СХ, які вдається отримати у певних симетричних випадках. Ілюстрація найбільш цікавих особливостей СХ у САФ зроблена у §3.2. Нарешті, у §3.3 представлені результати щодо невзаємних магнітопружних хвиль у гетероструктурах із САФ, у першу чергу з робіт [13, 210], що є ще одним цікавим можливим застосуванням САФ.

§3.1. Теорія біжучих спінових хвиль у плівкових синтетичних антиферромагнетиках

Загальна теорія. Підхід до знаходження частот і структури СХ у плівкових САФ є повністю аналогічним до наведеного у попередньому розділі підходу до вивчення мод ФМР САФ. Так само, він базується на розв'язанні системи лінеаризованих рівнянь Ландау-Ліфшиця. Відмінністю є те, що тепер власні лінійні моди – це біжучі хвилі, які характеризуються хвильовим вектором у площині САФ $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y$. Відповідно, загальна намагніченість, замість (2.17), представляється у вигляді

$$\mathbf{M}_p(\mathbf{r}, t) = M_s \left(\boldsymbol{\mu}_p + \sum_k (c_k(t) \mathbf{m}_{k,p} \exp[i\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\rho}] + \text{к.с.}) \right), \quad (3.1)$$

де $\mathbf{m}_{k,p} = \mathbf{m}_{k,p}(z)$ – профіль СХ моди у p -му шарі за товщиною (координата z), а $\boldsymbol{\rho}$ – радіус-вектор у площині САФ. Ми вже згадували, що у випадку біжучих СХ розподіл за товщиною може бути важливим, на відміну від мод ФМР. Крім того у цьому розділі також описані і вищі товщинні моди САФ, які, звісно, є і у нанoeлементів САФ.

Лінеаризовані рівняння Ландау-Ліфшиця мають вигляд, аналогічний до (2.2)

$$-i\omega_k \mathbf{m}_{k,p} = \sum_{q=1,2} \boldsymbol{\mu}_q \times \hat{\boldsymbol{\Omega}}_{k,pq} \cdot \mathbf{m}_{k,q}. \quad (3.2)$$

Однак тепер у рівнянні стоїть інтегрально-диференціальний оператор

$$\hat{\boldsymbol{\Omega}}_{k,pq} = \left[\left(\omega_{H,p} + \omega_M \lambda_{\text{ex}}^2 \left(k^2 - \frac{d^2}{dz^2} \right) \right) \hat{\mathbf{I}} + \omega_M \hat{\mathbf{N}}^{(a)} \right] \Delta_{pq} + \omega_M \int dz' \hat{\mathbf{G}}_k(z-z'), \quad (3.3)$$

де $\omega_{H,p} = \gamma B_p$, B_p – модуль внутрішнього статичного поля, який визначається з рівнянь (2.15), λ_{ex} – обмінна довжина феромагнетика, а $\hat{\mathbf{G}}_k$ – магнітостатична функція Гріна, яка описує динамічну дипольну взаємодію [67]. У випадку, коли СХ розповсюджується вздовж осі x , тобто $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x$, функція Гріна записується як [67, 86]

$$\hat{\mathbf{G}}_k = \begin{pmatrix} G_{k,xx} & 0 & G_{k,xz} \\ 0 & 0 & 0 \\ G_{k,xz} & 0 & \delta(z-z') - G_{k,xx} \end{pmatrix}, \quad (3.4)$$

з компонентами

$$G_{k,xx} = \frac{|k_x|}{2} e^{-|k_x(z-z')|} \quad \text{та} \quad G_{k,xz} = \frac{ik_x}{2} \text{sign}(z-z') e^{-|k_x(z-z')|}. \quad (3.5)$$

Вираз для більш загального випадку отримується поворотом тензора:

$$\hat{\mathbf{G}}_k = \begin{pmatrix} k_x^2 G_1 / k^2 & k_x k_y G_1 / k^2 & k_x G_2 / k \\ k_x k_y G_1 / k^2 & k_y^2 G_1 / k^2 & k_y G_2 / k \\ k_x G_2 / k & k_y G_2 / k & \delta(z-z') - G_1 \end{pmatrix}, \quad (3.6)$$

де використані позначення

$$G_1 = \frac{k}{2} e^{-k|z-z'|}, \quad G_2 = iG_1 \text{sign}(z-z'), \quad (3.7)$$

і тривіальне $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$.

Рівняння (3.3) необхідно доповнити граничними умовами. Для зовнішніх границь шарів САФ граничні умови є стандартними для ферромагнітних плівок, і можуть бути записані як [86, 184]

$$\pm \frac{dm_{\alpha,p}}{dz} + \xi_\alpha m_\alpha \Big|_{z_p^{(o)}} = 0, \quad (3.8)$$

де знаки + та – відповідають верхній та нижній границі шарів САФ¹. Для внутрішніх границь САФ на граничні умови також впливає міжшаровий РККЙ обмін, і граничні умови набувають вигляду

$$\pm \frac{dm_{\alpha,p}}{dz} + \xi_\alpha m_\alpha \Big|_{z_p^{(i)}} + \frac{J}{\mu_0 M_s^2} \left(m_{\alpha,p} \Big|_{z_p^{(i)}} - m_{\alpha,q} \Big|_{z_q^{(i)}} \right) = 0. \quad (3.9)$$

Граничні умови записуються для динамічних компонент намагніченості m_α . Параметри закріплення ξ_α зручно записати в системі координат, де вісь z' спрямована паралельно статичній намагніченості, вісь y' лежить у площині плівки, а вісь автоматично x' визначена як перпендикулярна обом іншим. Тоді [86]

$$\xi_{x'} = \xi \cos 2\theta, \quad \xi_{y'} = \xi \cos^2 \theta, \quad (3.10)$$

де θ – кут між статичною намагніченістю та зовнішньою нормаллю до поверхні шару САФ, і параметр

$$\xi = 2K_s / \left(\mu_0 \lambda_{\text{ex}}^2 M_s^2 \right) = K_s / A_{\text{ex}} \quad (3.11)$$

визначається сталою поверхневої анізотропії K_s . Для найбільш типових випадків маємо:

$$\xi_x = \xi_y = \xi \quad (3.12)$$

для перпендикулярної намагніченості, та

¹ Строго кажучи, знак визначається як $\text{sign} = \mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_z$, де \mathbf{n} – зовнішня нормаль до шару.

$$\xi_y = 0, \quad \xi_z = -\xi \quad (3.13)$$

для випадку намагніченості у площині (вздовж осі x). У (3.12-3.13) використана типова координатна система, як на Рис. 3.1(а) нижче.

Граничні умови, описані вище, є досить загальними і їх достатньо в більшості випадків. Винятком є наявність інтерфейсної взаємодії Дзялошинського-Морія (ІВДМ), яка також має внесок у граничні умови [98]. Принципово, граничні умови можуть бути складнішими і без ІВДМ, однак це досить екзотичні випадки [104].

Розв'язання рівняння (3.2) дозволяє знайти частоти та профілі СХ з хвильовим вектором \mathbf{k} . Звісно, таке складне диференційно-інтегральне рівняння не має строгого аналітичного розв'язку. Його можна розв'язувати числовими методами, наприклад методом скінчених різниць (що буде зроблено нижче у §3.2), чи напіваналітичними методами, такими як метод проєкцій. Цей метод широко застосовується для розрахунку спектрів СХ у феромагнітних плівках [86] і схожим чином може використовуватись для САФ.

Наближення тонких шарів. Суттєве спрощення можна отримати у наближенні тонких шарів, коли розподіл динамічної намагніченості за товщиною шарів можна вважати однорідним. Як ми побачимо нижче, для реальних САФ зі взаємодією РККЙ це наближення майже завжди застосовне, воно втрачає застосовність для порівняно товстих шарів (сотні нанометрів і більше), коли РККЙ вже практично не впливає на властивості САФ (тобто це вже дипольні САФ, реалізація яких у плівковому варіанті є нетривіальною задачею). Звісно, дане наближення застосовне тільки для найнижчої товщинної СХ моди.

Задача на знаходження частот та векторної структури лінійних СХ у цьому наближенні є дуже схожою до розглянутої у §2.2 задачі знаходження мод ФМР, адже в останній ми також використовували наближення однорідної динамічної намагніченості. Рівняння на власні значення (3.2) залишається таким самим, однак тепер $\mathbf{m}_{k,p}$ – це вектор, а не функція координати z , і тензорний диференційно-інтегральний оператор $\hat{\Omega}_{k,pq}$ замінюється тензором

$$\begin{aligned} \hat{\Omega}_{k,pq} = & \left[\left(\omega_{H,p} + \omega_{M,p} \lambda_{\text{ex},p}^2 k^2 \right) \hat{\mathbf{I}} + \omega_{M,p} \hat{\mathbf{N}}_p^{(a)} \right] \Delta_{pq} \\ & + \omega_{M,q} \hat{\mathbf{F}}_{k,pq} + \omega_{M,q} \hat{\mathbf{N}}_{pq}^{(j)} \Delta_{p \neq q}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Для загальності тут виписані вирази, коли магнітні параметри шарів, а саме їх намагніченості насичення, обмінні довжини, анізотропії, є різними, так само як і товщини (тобто це вже випадок синтетичних феримагнетиків).

Цей вираз дуже схожий на рівняння (2.13), з двома відмінностями: по-перше, з'являється обмінний внесок ($\lambda_{\text{ex}}^2 k^2$), і, по-друге, змінюється тензор дипольної взаємодії, який враховує біжучий характер СХ. При $p = q$ маємо стандартний вираз для дипольного тензора біжучої хвилі у плівці [67, 214]:

$$\hat{\mathbf{F}}_{k,pp} = \begin{pmatrix} k_x^2 f(kt_p) / k^2 & k_x k_y f(kt_p) / k^2 & 0 \\ k_x k_y f(kt_p) / k^2 & k_y^2 f(kt_p) / k^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 - f(kt_p) \end{pmatrix}, \quad (3.15)$$

де

$$f(x) = 1 - \frac{1 - e^{-|x|}}{|x|} \quad (3.16)$$

є так званою «функцією тонкої плівки» [67], і використана стандартна система координат з віссю z , перпендикулярною до САФ (Рис. 3.1(а)). При $p \neq q$ дипольний тензор визначається як

$$\hat{\mathbf{F}}_{k,pq} = \begin{pmatrix} k_x^2 g_{pq} / k^2 & k_x k_y g_{pq} / k^2 & k_x \tilde{g}_{pq} / k \\ k_x k_y g_{pq} / k^2 & k_y^2 g_{pq} / k^2 & k_y \tilde{g}_{pq} / k \\ k_x \tilde{g}_{pq} / k & k_y \tilde{g}_{pq} / k & -g_{pq} \end{pmatrix}, \quad (3.17)$$

де

$$g_{pq} = \frac{(1 - e^{-kt_p})(1 - e^{-kt_q})}{2kt_p} e^{-kt_s}, \quad \text{і} \quad \tilde{g}_{pq} = i \operatorname{sign}(z_p - z_q) g_{pq}. \quad (3.18)$$

Тут t_s – товщина прошарку між шарами САФ (див. Рис. 3.1(а)), а z_p – будь-яка точка в межах p -го шару (наприклад, його центр) – очевидно,

що значення функції sign не залежить від цього вибору, а тільки від того, який шар верхній, а який нижній.

Вираз для тензора РККЙ взаємодії у випадку різних шарів також модифікується:

$$\hat{N}_{pq}^{(J)} = -\frac{J}{\mu_0 M_{s,p} M_{s,q} t_p} \hat{\mathbf{I}}. \quad (3.19)$$

Нарешті, умова статичної рівноваги (2.15) змінюється з врахуванням різних намагніченостей насичення шарів на

$$\mathbf{B}_p \boldsymbol{\mu}_p = \mathbf{B}_e - \mu_0 \sum_q M_{s,q} \left(\hat{N}_q^{(a)} \Delta_{pq} + \hat{N}_{pq} + \hat{N}_{pq}^{(J)} \Delta_{p \neq q} \right) \cdot \boldsymbol{\mu}_q. \quad (3.20)$$

Принагідно нагадаємо, що для плівкового САФ тензор дипольної взаємодії для статичної (однорідної) намагніченості спрощується до $\hat{N}_{pq} = \mathbf{e}_z \otimes \mathbf{e}_z \Delta_{pq}$, що очевидно, в тому числі, з рівнянь (3.15-3.18), якщо покласти у них $k \rightarrow 0$.

Спектри спінових хвиль ідеального САФ у АФМ стані.

Загалом, рівняння у наближенні тонких шарів також потребують числового розв'язання, звісно, набагато простішого за повні рівняння з врахуванням розподілу за товщиною. Однак у деяких випадках можна отримати прості аналітичні вирази для спектру СХ у САФ [53, 77, 220]. Ми, слідуючи [53, 77, 220], розглянемо найбільш цікавий випадок, коли САФ є ідеальним (шари однакові) і знаходиться в АФМ стані з намагніченістю в площині. Для визначеності вважатимемо, що намагніченості спрямовані вздовж осі x , а саме $\boldsymbol{\mu}_1 = \mathbf{e}_x$ і $\boldsymbol{\mu}_2 = -\mathbf{e}_x$ (шар 1 є верхнім, див. Рис. 3.1(а)). Також вважатимемо, що у шарах присутня одновісна анізотропія з легкою віссю \mathbf{e}_x , яка, власне, і визначає напрямок намагніченості шарів САФ.

У цьому випадку $\omega_{H,1} = \omega_{H,2} = \omega_a + \omega_J$, де $\omega_a = \gamma B_a$ і враховує лише анізотропію у площини САФ, а ω_J визначається так само, як і раніше, див. (2.20). Тоді розв'язок рівняння на власні значення (3.2) з оператором (3.14) є простим і дає наступні вирази для дисперсійних залежностей СХ:

$$\omega_{k,z} = \sqrt{\omega_a + \omega_M \lambda_{ex}^2 k^2 + \omega_M (f_k - g_k) \sin^2 \varphi_k} \times \sqrt{\omega_a + \omega_M \lambda_{ex}^2 k^2 + \omega_M (1 - f_k - g_k) + 2\omega_J - \omega_M g_k \sin \varphi_k} \quad (3.21a)$$

для нижчої гілки спектру СХ, та

$$\omega_{k,y} = \sqrt{\omega_a + \omega_M \lambda_{ex}^2 k^2 + \omega_M (f_k + g_k) \sin^2 \varphi_k + 2\omega_J} \times \sqrt{\omega_a + \omega_M \lambda_{ex}^2 k^2 + \omega_M (1 - f_k + g_k) + \omega_M g_k \sin \varphi_k} \quad (3.21b)$$

для вищої гілки спектру. Тут φ_k – кут поширення СХ відносно осі ОХ, тобто компоненти хвильового вектора СХ $k_x = k \cos \varphi_k$, $k_y = k \sin \varphi_k$, а також використані позначення

$$f_k = f(kt) \text{ та } g_k = \frac{(1 - e^{-kt})^2 e^{-kt}}{2kt}. \quad (3.22)$$

При $k = 0$ величина $f_k = g_k = 0$, і вирази (3.21) зводяться до отриманих раніше частот ФМР (2.8)¹. При $g_k = 0$ та $\omega_J = 0$ (3.21) переходить у добре відомий вираз дисперсії СХ у феромагнітній плівці, намагніченій у площині [86]; очевидно, що моди стають виродженими, як у невзаємодіючих плівках. Поляризація біжучих СХ у САФ така ж сама, як і мод ФМР у плівці САФ (див. Рис. 2.1 і опис до нього), а саме нижча гілка є z-поляризованою, а верхня – у-поляризованою.

Найбільш цікавим є останній доданок у дисперсійній залежності СХ (3.21). Він є пропорційним до $\sin \varphi_k$, або, еквівалентно, до $k_y/|k|$. Тобто при зміні напрямку руху на протилежний цей доданок змінює знак, і, отже, частота СХ, що розповсюджуються у протилежних напрямках, є різною. Іншими словами, спектр СХ стає невзаємним. Невзаємне поширення хвиль є дуже цікавим для багатьох практичних застосувань, і САФ дозволяють реалізувати значний ступінь невзаємності. Детально природа невзаємності та характеристики спектрів СХ у САФ обговорені у наступному

¹ При цьому порівнянні необхідно врахувати, що у (2.18) використана інша система координат, в якій для плівки САФ, намагніченої у площині, $N_{zz}^{(s)} = -B_a/\mu_0 M_s$, $N_{yy}^{(s)} = 1$, а всі інші компоненти тензору $\hat{N}^{(s)}$ нульові, а також $\hat{N}^{(i)} = 0$.

параграфі. Тут лише відзначимо, що невзаємність СХ у САФ є повністю дипольним ефектом, адже g_k – це компонента дипольного тензора взаємодії (математично невзаємність пов'язана із недіагональною uz -компонентою тензора (3.17)), і що максимальна невзаємність реалізується при поширенні СХ перпендикулярно до статичної намагніченості. Як відомо, у природних АФМ дипольна взаємодія практично не впливає на динаміку намагніченості, помітні лише ефекти розмагнічування, пов'язані з ненульовим статичним чи динамічним моментом АФМ, а от дипольна взаємодія між піддратками АФМ нехтувано мала. Тому у природних АФМ спектри СХ є взаємними (невзаємність може викликатись взаємодією Дзялошинського-Морія, але це інше питання), що вигідно відрізняє САФ від природних АФМ.

§3.2. Невзаємність спінових хвиль у синтетичних антиферромагнетиках

У цьому параграфі проілюструємо основні характеристики та особливості біжучих СХ у плівках САФ. Для розрахунків будемо використовувати параметри структури Co/Ru/Co САФ з наступними матеріальними параметрами: намагніченість насичення Co $\mu_0 M_s = 1.76$ Тл, гіромагнітне співвідношення $\gamma = 2\pi \times 29$ ГГц/Тл, стала обмінної жорсткості $A_{\text{ex}} = 2.5 \times 10^{-11}$ Дж/м [115]. Товщина прошарку Ru, яка відповідає локальному максимуму антиферромагнітного РККЙ обміну, складає $t_s = 0.9$ нм. Відповідна стала антиферромагнітного міжшарового обміну складає $J = -0.8$ мДж/м² [149]. Товщина шарів Co вибрана $t_1 = t_2 = 15$ нм (якщо не вказано інше), анізотропією у площині спочатку знехтуємо.

Розраховані за допомогою числового розв'язання вихідних рівнянь (3.2-3.3) спектри СХ представлені на Рис. 3.1(в-д); для повноти картини представлені чотири найнижчі гілки СХ спектра, верхні дві з яких відповідають вищим товщинними модам шарів САФ. При $k = 0$ частота Z-поляризованої моди обертається у нуль, у

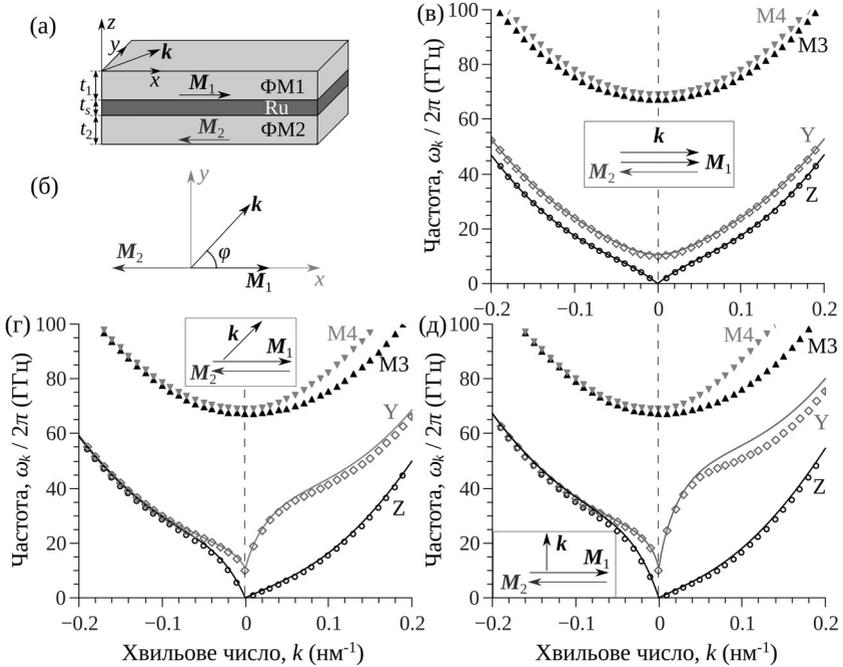


Рис. 3.1. Спектри СХ у $\text{Co}(15)/\text{Ru}(0.9)/\text{Co}(15)$ плівці САФ з намагніченістю шарів у площині при різних кутах між напрямком поширення СХ та намагніченістю верхнього шару (яка спрямована вздовж осі OX): (в) $\varphi_k = 0^\circ$, (г) $\varphi_k = 45^\circ$, (д) $\varphi_k = 90^\circ$. Символами показані результати числового розв'язку повної системи (3.2-3.3), лініями – аналітичне наближення (3.21) (для нижніх квазіоднорідних за товщиною мод). Геометрія САФ показана на панелі (а), визначення напрямку поширення СХ – на (б), вставки на (в-д) додатково ілюструють напрямок поширення СХ, для яких побудовано спектри на відповідних панелях.

повній відповідності до попередніх результатів щодо ФМР у САФ (Рис. 2.1). Частот вищих мод, які тут позначені $M3$ та $M4$, відповідно, є значно вищими, що пов'язано із обмінним внеском та малою товщиною шарів САФ; при її збільшенні відстань між гілками спектру зменшуватиметься.

При поширенні СХ паралельно до статичної намагніченості шарів спектр всіх гілок є взаємним, $\omega_k = \omega_{-k}$. При поширенні під кутом до статичної намагніченості, як обговорено у попередньому

параграфі, спектр стає невзаємним, і найбільша невзаємність спостерігається при поширенні СХ перпендикулярно до статичної намагніченості (так звана «геометрія Деймона-Ешбаха» [86, 104]). При цьому невзаємний зсув сусідніх мод (Z та Y , $M3$ та $M4$, відповідно), є протилежним за знаком, що видно і з аналітичних виразів (3.21) для спектру Z - та Y -поляризованих мод. Тобто в одному з напрямків поширення (додатному на Рис. 3.1) сусідні гілки відштовхуються, а в іншому (негативному) наближаються одна до одної, однак не перетинаються¹. Цікаво, що невзаємність спостерігається для всіх мод, хоч і менш виражено для вищих товщинних мод, і її знак є однаковим – у додатному напрямку поширення гілки відштовхуються, а у від’ємному – зближаються. Більш загально, напрямок, в якому гілки розштовхуються, визначається векторним добутком $[\mathbf{n}_p \times \boldsymbol{\mu}_p]$, де \mathbf{n}_p – зовнішня нормаль до шару САФ. Або, словами, має місце «правило свердлика» – цей напрямок відповідає напрямку руху свердлика при повороті від зовнішньої нормалі до шару до статичної намагніченості шару за найкоротшим шляхом. У цьому напрямі поширення частота найнижчої, Z -поляризованої моди, буде нижчою за частоту цієї ж моди у протилежному напрямку поширення, $\omega_k < \omega_{-k}$.

Нижчі гілки спектру (ω_Y та ω_Z) мають чітко виражену неаналітичну особливість спектру біля $k = 0$. Особливо це виражено для найнижчої, Z -поляризованої моди, для якої в досить невеличкій області хвильових чисел поблизу $k = 0$ спектр є лінійним. Для цієї моди з (3.21) можна отримати наближення спектру [210, 220]

$$\omega_{k,Z} = \omega_M t \left[\sqrt{\frac{\lambda^2}{t^2} + \frac{1}{3} \sin^2 \varphi_k} - \frac{1}{2} \sin \varphi_k \right] |k|, \quad (3.23)$$

¹ У неколінеарному стані можлива складніша картина, коли моди будуть гібридуватися (аналогічно до гібридизації ФМР мод у неколінеарному стані, розглянутої на Рис. 2.5) для одного з напрямків поширення; також у товстих САФ можлива гібридизація різних товщинних мод. Подібна картина невзаємної гібридизації була виявлена для біжучих СХ у магнітній нанотрубці у вихровому стані [96].

для отримання якого додатково необхідно знехтувати товщиною прошарку ($t_s \ll t_{1,2}$) Цікаво, що групова швидкість $d\omega_k/dk$ залежить не тільки від товщини, а і від обмінної константи, що нетипово для довгохвильового наближення (яке, зазвичай, є виключно дипольним), і обумовлене високою симетрією системи, що призводить до нульової частоти ФМР [220]. Невзаємний доданок прямо пропорційний до товщини САФ (при $kt \ll 1$) і, як вже згадувалось вище, має чисто дипольну природу.

Варто також відзначити гарний опис числових спектрів аналітичними залежностями (3.21), що підтверджує застосовність цих виразів, принаймні поки $kt < 1$. Певні відхилення спостерігаються для Y-поляризованої моди та додатного напрямку поширення, де має місце слабка гібридизація з модою М3 та відповідне розштовхування дисперсій. При збільшенні товщини САФ цей ефект, звісно, буде більш помітний.

Профілі СХ мод. Поглянемо на профілі СХ мод, які зображені на Рис. 3.2. Тут ми розглянемо лише найцікавіший випадок поширення хвиль у геометрії Деймона-Ешбаха, коли має місце найбільша невзаємність. Профілі мод при $\varphi_k = 0$ не мають ніяких особливостей і є стандартними колективними модами однорідної чи вищих товщинних мод феромагнітних плівок.

При малих хвильових числах (Рис. 3.2(a)) профілі нижчих двох мод є майже однорідними у шарах САФ, а різниця між фазами прецесії формує загальну Y чи Z поляризацію моди. Вищі моди М3 та М4 мають неоднорідний антисиметричний профіль у межах кожного з шарів, схожий на $\sin[\pi(z-z_0)/t]$ (z_0 – координата центру шару)¹. Різниця між модами М3 та М4 також у фазі коливань між шарами САФ – більш низькочастотна мода М3 має синфазні коливання m_z компоненти на міжшаровій границі, а більш високочастотна – синфазні коливання m_y . Аналогічна картина спостерігатиметься і для

¹ Наявність поверхневої анізотропії призведе до формування більш складних профілів вищих мод, які будуть частково закріпленими на границях.

наступним вищих мод, профіль яких матиме 2, 3 і більше вузлів динамічної намагніченості по товщині шару.

При збільшенні хвильового числа поведінка вищих мод мало змінюється. А от профілі пари нижчих мод помітно змінюються, і моди намагаються локалізуватись біля внутрішньої чи зовнішньої поверхні, причому область локалізації різна у мод Y та Z , а також змінюється зі зміною напрямку поширення на протилежний. Більш яскраво це виражено для Y -поляризованої моди, яка при додатному напрямку поширення намагається локалізуватись на зовнішніх границях, а у протилежному напрямку поширення є практично однорідною.

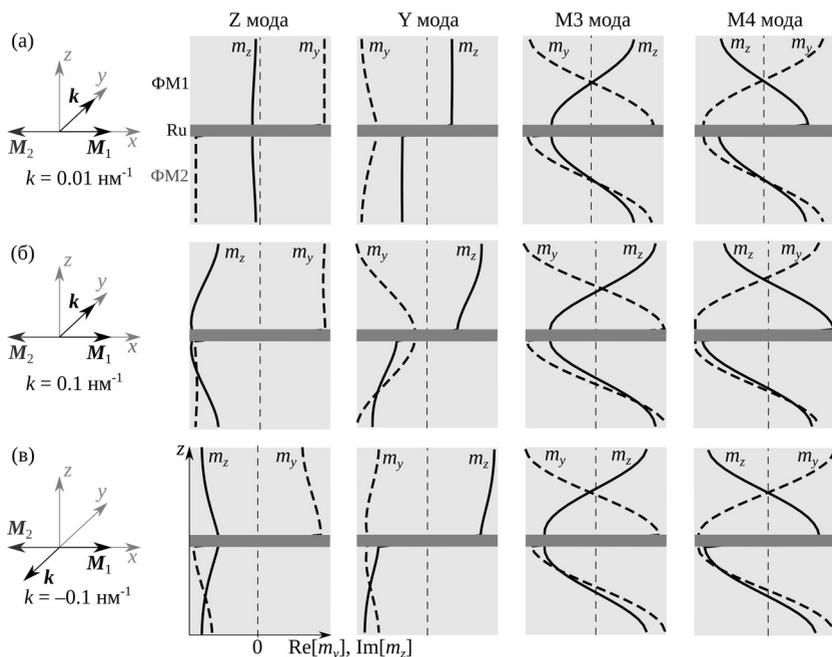


Рис. 3.2. Профілі СХ мод у САФ при поширенні перпендикулярно до напрямку статичної намагніченості шарів при різних величинах хвильового числа (а, б) та напрямках поширення (б, в). Суцільними лініями показано перпендикулярну компоненту ($\text{Im}[m_z]$), штриховими – планарну ($\text{Re}[m_y]$). Профіль нормовано так що $\text{Re}[m_z] = \text{Im}[m_y] = 0$.

Відзначимо, що за нанометрової товщини САФ шарів на профілі СХ мод сильно впливає обмінна взаємодія, яка, зокрема, стимулює однорідний профіль найнижчої товщинної моди (Y та Z колективних мод САФ, відповідно). При збільшенні товщини шарів локалізація мод буде більш вираженою, і для випадку магнітостатичних хвиль (коли товщина шарів та довжина хвилі набагато більша за обмінну довжину) хвилі матимуть виражену експоненційну локалізацію з довжиною локалізації порядку довжини хвилі $\lambda=2\pi/k$ [61].

Природа та величина невзаємності. Поверхнева локалізація СХ у геометрії Деймона-Ешбаха це добре відомий факт [44, 63, 97]. Ця локалізація має місце і в одиночній плівці, однак, якщо плівка є симетричною (однакові граничні умови та однорідні чи симетричні магнітні параметри), то невзаємність профілю не призводить до частотної невзаємності [63]. Картина змінюється, якщо плівка втрачає цю симетрію, наприклад, якщо плівка металізована з одного боку. Тоді спектр СХ стає невзаємним [63, 123, 132], а також можуть проявлятися інші невзаємні ефекти [128]. У нашому випадку така симетрія природно втрачена через наявність сусіднього шару. Загальне правило для невзаємності спектру СХ може бути сформульоване наступним чином [204, 207]: система не повинна мати дзеркальної симетрії (з урахуванням напрямку статичної намагніченості) відносно площини, сформованої хвильовим вектором та вектором статичної намагніченості. Очевидно, що САФ відповідає цим вимогам.

Гарне наочне пояснення невзаємності наведено у [53]. На Рис. 3.3 зображено розподіл динамічної намагніченості для Z-поляризованої моди при розповсюдженні в протилежних напрямках. Цей розподіл легко побудувати враховуючи напрямок прецесії намагніченостей шарів та той факт, що z-компоненти динамічної намагніченості шарів у цій моді синфазні. З розподілу намагніченості можна побудувати розподіл динамічних дипольних полів, враховуючи, що їх просторова періодичність співпадає з просторовою періодичністю намагніченості (довжина хвилі). Для

випадку (а) це тривіально, для випадку (б) зображені тільки поля, створені планарними компонентами намагніченості (які мають більшу амплітуду, див. Рис. 3.2).

Тоді видно принципову різницю між двома напрямками поширення. Для позитивного напрямку (а) дипольні поля, створені планарними компонентами намагніченості, *паралельні* до перпендикулярних компонент намагніченості, і навпаки, дипольні поля, створені перпендикулярними компонентами намагніченості, *паралельні* до планарних компонент намагніченості. Співнапрявленість намагніченості до магнітного поля відповідає *мінімуму* енергії, а, отже, СХ у цьому напрямку поширення має нижчу енергію (меншу частоту). Для протилежного напрямку поширення (Рис. 3.3(б)) ситуація інша, динамічні дипольні поля, створені планарною динамічною намагніченістю, *антипаралельні* до m_z компонент намагніченості, і навпаки (не показано на Рис. 3.3(б)). Тому, СХ у цьому напрямку поширення має більшу енергію, тобто більшу частоту. Ця картина повністю співпадає з результатами розрахунку спектрів, представленими вище. Для Y-поляризованої моди можна зробити аналогічну побудову (трохи менш очевидну і наочну) і показати, що меншу енергію матиме хвиля, що поширюється у негативному напрямку.

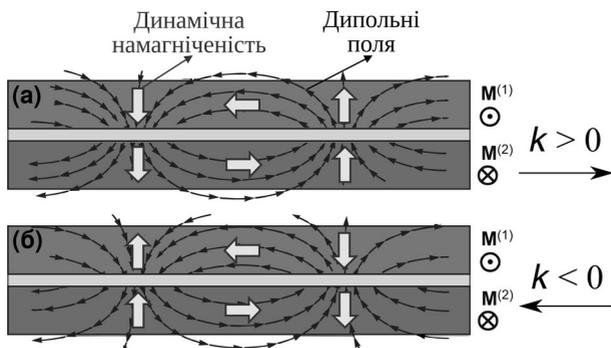


Рис. 3.3. Схематичний розподіл динамічної намагніченості (великі світлі стрілки) та динамічних дипольних полів (малі чорні стрілки) для найнижчої, Z-поляризованої гілки СХ спектру при протилежних напрямках поширення. Адаптовано з дозволу з [53]. ©2019 American Physical Society.

Поглянемо детальніше на величину невідповідності спектру, яку логічно і прийнято характеризувати невідповідним розщепленням спектру $\Delta\omega_k = \omega_k - \omega_{-k}$. З (3.21) слідує, що невідповідне розщеплення

$$|\Delta\omega_k| = 2\omega_M g_k |\sin \varphi_k| = \frac{\omega_M}{kt} (1 - e^{-kt})^2 e^{-kt_s} |\sin \varphi_k|. \quad (3.24)$$

Воно пропорційне до намагніченості насичення ($\omega_M \sim M_s$), що очікувано для дипольного ефекту. Величина невідповідного розщеплення, нормована на ω_M , показана на Рис. 3.4. Як бачимо, ця залежність немонотонна і має максимум при певному значенні k . При малих k невідповідне розщеплення лінійно зростає з хвильовим числом, і це зростання є швидшим для товстих шарів САФ ($\Delta\omega_k \sim kt$, як слідує з (3.23)). Максимум досягається при $kt \approx 1.25$ (за умови $t_s \ll t$), а далі розщеплення зменшується, оскільки величина дипольних полів зменшується при зменшенні довжини хвилі (поля сусідніх півперіодів хвилі все сильніше компенсують одне одного). Величина максимуму трохи зменшується зі зменшенням товщини САФ, що пов'язано зі згасанням дипольних полів у прошарку (множник e^{-kt_s} у (3.24)). Для САФ на основі РККЙ цей ефект несуттєвий, однак для інших САФ, наприклад, дипольних, у яких прошарок може бути порівняно товстим, це зменшення може бути істотним.

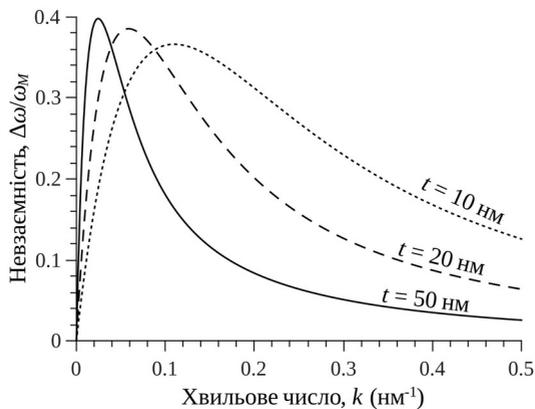


Рис. 3.4. Величина невідповідності спектру нижчих (квазіоднорідних) гілок спектру СХ у САФ за різної товщини шарів САФ, $\varphi_k = \pi/2$. Товщина прошарку фіксована на значенні $t_s = 0.9$ нм.

Варто відзначити ще два моменти. По-перше, максимальна величина невзаємного розщеплення складає $0.35-0.4\omega_M$, що є гігантською величиною. Для розглянутого САФ на основі кобальту, $\omega_M = 51$ ГГц, і розщеплення може сягати 20 ГГц. Взагалі відомо, що АФМ впорядкування намагніченостей (шарів чи, наприклад, наноточок) дозволяє реалізовувати максимальні величини невзаємності [204, 207]. У випадку різних шарів у феромагнітному стані невзаємність також присутня, однак є помітно меншою [54, 174]. По-друге, у феромагнітному стані ідеального САФ невзаємність відсутня. Тобто, якщо перемикає стан САФ з АФМ (антипаралельного) на ФМ (паралельний) і навпаки, можна змінювати властивості поширення СХ зі взаємних на невзаємні, як запропоновано, зокрема, у [53]. Звісно, перемикання ідеального плівкового САФ є нетривіальною задачею, однак невелика відмінність між шарами полегшує цю задачу.

Вплив анізотропії. Насамкінець поглянемо на вплив анізотропії у площині. Як показано у §2.2, така анізотропія призведе до ненульової частоти найнижчої моди ФМР, тобто частоти Z-поляризованої моди при $k = 0$. При цьому величина невзаємного розщеплення не залежить від цієї анізотропії, як видно з (3.21).

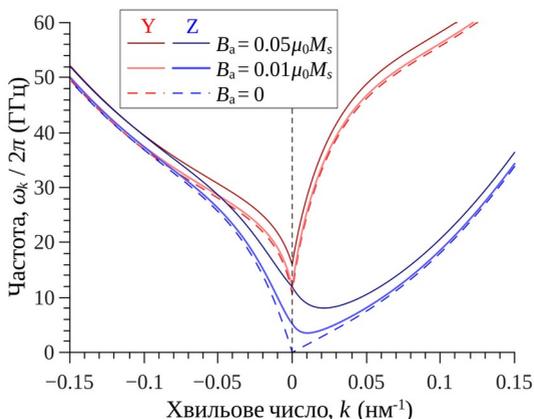


Рис. 3.5. Спектри найнижчих двох гілок СХ у САФ Co/Ru/Co САФ за різних значень ефективного поля анізотропії. Напрямок поширення СХ – перпендикулярно до статичної намагніченості.

Спектри СХ за різних значень анізотропії показані на Рис. 3.5. Спектр Y -поляризованої моди не змінюється якісно, просто частоти СХ збільшуються. А от зі спектром Z -поляризованої моди відбуваються якісні зміни. За достатньої (і досить малої, насправді) величини поля анізотропії мінімум спектра зміщується з точки $k = 0$, для додатних k спектр стає немонотонним, а для від'ємних залишається монотонним, і в області малих k СХ з позитивними та негативними k стають співнапрямленими (мають однаковий знак групової швидкості). Такі особливості можуть мати місце і в інших системах з не взаємним спектром – масивах наноточок чи наносмужок [204, 207], нанотрубках [96], плівках з ІВДМ [130, 199], і є цікавими для різноманітних нелінійних та параметричних процесів (див., наприклад [96, 206]).

§ 3.3. Невзаємні магнітопружні хвилі у гетероструктурах із синтетичними антиферомагнетиками

Невзаємність СХ у САФ є важливою не тільки для застосувань у магнітоніці та спин-хвильовій електроніці. У цьому параграфі описано ще один практично важливий напрямок застосування САФ – наведення не взаємності на акустичні хвилі за допомогою магнітопружної взаємодії зі СХ. Для цієї задачі використання САФ є, напевно, найбільш перспективним, адже особливості спектру СХ у САФ дозволяють максимально реалізовувати потенціал магнітопружної взаємодії акустичних хвиль з не взаємними СХ.

Проблема не взаємних акустичних хвиль. Акустичні хвилі НВЧ діапазону, у першу чергу поверхневі акустичні хвилі (ПАХ), які поширюються у високоякісних п'єзоелектричних монокристалах, знайшли широке застосування у сучасній техніці, наприклад, у частотних фільтрах, датчиках та інших пристроях обробки сигналів [6, 131]. ПАХ мають дуже низькі втрати на поширення в діапазоні частот від мегагерців до декількох гігагерців. Вони можуть бути збуджені з дуже високою ефективністю в п'єзоелектричних

кристалах, а використання однонаправлених перетворювачів [6, 131] може зменшити втрати при збудженні ПАХ до декількох дБ. Більше того, типові швидкості поширення (i , отже, довжини хвилі) ПАХ у кристалах на кілька порядків менше швидкості електромагнітних хвиль, що дозволяє мініатюризувати пристрої обробки сигналів на основі ПАХ порівняно з їх електромагнітними аналогами.

Одним із суттєвих недоліків ПАХ є їхня взаємність. Вона є результатом фундаментальної симетрії щодо інверсії часу законів механіки, тому всі лінійні акустичні хвилі у нерухомих середовищах є взаємними. У той же час, як ми вже згадували вище, невзаємність є надзвичайно важливою для застосувань, адже вона дозволяє виділяти сигнали, що рухаються в протилежних напрямках [63, 105]. Невзаємні пристрої на електромагнітних хвилях – ізолятори та циркулятори – є незамінними елементами систем передачі сигналів та дозволяють зробити ці системи значно надійнішими та ефективнішими. Великі габарити таких пристроїв, однак, змушують шукати нові способи створення невзаємних пристроїв, придатних для застосування у портативних пристроях.

Невзаємне розповсюдження акустичних хвиль може бути реалізовано за наявності рухомих або обертових середовищ [50, 219] або використання нелінійних ефектів, що порушують симетрію інверсії часу [112, 192]. Ці способи, однак, мають суворі обмеження для практичного застосування. Альтернативно, невзаємне поширення акустичних хвиль може бути спричинене взаємодією з іншими підсистемами середовища [69]. Зазвичай у ролі такої підсистеми розглядають магніту підсистему феромагнітного кристалу, зв'язок з якою забезпечується завдяки магнітопружній взаємодії [95, 168, 175], адже, як вже згадувалось, симетрія інверсії часу для руху магнітного моменту є фундаментально порушеною – природна прецесія магнітного моменту завжди відбувається в одному напрямку (ларморовська), що дозволяє забезпечити невзаємність СХ у багатьох різних випадках.

Невзаємність магнітопружних хвиль вивчалися тривалий час у випадку об'ємних зразків [95, 175, 197]. Однак об'ємні матеріали, як

правило, не демонструють хороших акустичних, магнітних, магнітопружних та п'єзоелектричних властивостей одночасно, що сильно ускладнює їх практичне застосування. Нещодавні експерименти [168, 217] продемонстрували, що перспективним напрямком є використання гібридних багатошарових структур, у яких розповсюдження ПАХ у п'єзоелектричних кристалах може контролюватися тонким магнітним шаром. Використання таких гетероструктур дозволяє поєднати в одному пристрої високоякісний п'єзоелектричний кристал (такий як LiNbO_3) та феромагнетик з великою магнітострикцією (наприклад, Ni) і таким чином досягти гарних невзаємних характеристик усієї структури.

Принцип невзаємності ПАХ, наведеної магнітопружною взаємодією. Принцип невзаємності ПАХ (та інших акустичних хвиль у гетероструктурах) ґрунтується на гібридизації спінових та акустичних хвиль. За певного значення хвильового числа спектри ПАХ та СХ перетинаються (див. приклад на Рис. 3.8 нижче), ці хвилі за відсутності взаємодії мають однакову частоту. Якщо феромагнітний матеріал є магнітопружним (має ненульові сталі магнітострикції), то пружні коливання у ньому взаємодіють з прецесією намагніченості, а, отже, акустичні хвилі взаємодіють зі спіновими. Найбільше ця взаємодія проявляється поблизу точок перетину дисперсій, де замість практично незалежних ПАХ та СХ формуються гібридизовані магнітопружні хвилі. Дисипація у магнітній системі зазвичай суттєво перевищує дисипацію у пружній, тому така гібридизація призводить до суттєвого зростання дисипації гібридизованої акустичної хвилі порівняно з незалежною. Тобто поблизу точок гібридизації втрати на поширення ПАХ суттєво зростають.

Звідки ж береться невзаємність? Загалом є два підходи до отримання невзаємності магнітопружних хвиль. Перший ґрунтується на зміні векторної структури ПАХ при інверсії напрямку поширення, що має наслідком різну ефективність магнітопружної взаємодії ПАХ та СХ при протилежних k . Тобто гібридизація хвиль відбувається за однакового хвильового числа та частоти, однак її величина є різною,

що має наслідком відмінність у втратах, індукованих магнітопружною взаємодією. Цей підхід для гетероструктур п'єзоелектрик-ферромагнетик був вперше реалізований у [168]. Однак, він має помітні недоліки для практичних застосувань, адже магнітопружні втрати є суттєвими в обох напрямках поширення, тобто прямі втрати (insertion losses) є великими, що є небажаним. Крім того, навіть за оптимізації структури невзаємність втрат є порівняно невеликою [72].

Альтернативний підхід був сформульований у [209] і полягає він у гібридизації ПАХ з невзаємними СХ. Таким чином гібридизація у протилежних напрямках поширення відбувається за різного значення $|\mathbf{k}|$ та частоти (див. приклад на Рис. 3.8). Отже, вибором робочої частоти можна досягти ефекту, коли в одному напрямі ПАХ є сильно гібридизованою, а в протилежному – практично незалежною. Відповідно, втрати на поширення в одному напрямку значно перевищуватимуть втрати в іншому напрямку, які, в свою чергу, є малими і сумірними з втратами на поширення чистої ПАХ у кристалі (без ферромагнітної структури). Це дозволяє створити ізолятор (невзаємний вентиль) на основі ПАХ з набагато кращими характеристиками у порівнянні з попереднім підходом.

Теорія взаємодії лінійних акустичних та спінових хвиль у гетероструктурах розвинена у [209]. Ми не будемо тут її повторювати, лише наведемо основні рівняння, які використовуються для розрахунку характеристик гібридизованих хвиль.

Отже, обмежимося випадком однорідних у площині структур. Тоді акустична хвиля є плоскою хвилею, і розподіл деформацій визначається як $\xi(\mathbf{r}, t) = \xi_k(z) \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega_k t)]$, де $\xi_k(z)$ – профіль хвилі по товщині. Взаємодія між акустичною та спіноювою хвилями визначається величиною

$$\kappa_k = \frac{2}{\sqrt{A_k Q_k}} \int \boldsymbol{\mu}(z) \cdot (\hat{\mathbf{b}} \cdot \hat{\mathbf{u}}_k(z)) \cdot \mathbf{m}_k^*(z) dz, \quad (3.25)$$

де $u_{k,\alpha\beta} = (\partial \xi_{k,\alpha} / \partial r_\beta + \partial \xi_{k,\beta} / \partial r_\alpha) / 2$ – компоненти тензора напружень, \hat{b} – магнітопружний тензор феромагнетика, а інтегрування, очевидно, відбувається тільки по товщині феромагнітних шарів. Сталі нормування хвиль у цьому рівнянні визначені як

$$A_k = i \frac{M_s}{\gamma} \int \mathbf{m}_k^*(z) \cdot \boldsymbol{\mu}(z) \times \mathbf{m}_k(z) dz, \quad (3.26)$$

$$Q_k = 2\omega_{AW} \int \rho(z) \boldsymbol{\xi}_k^*(z) \cdot \boldsymbol{\xi}_k(z) dz, \quad (3.27)$$

де $\rho(z)$ – товщинний розподіл густини. Комплексні частоти (тобто з уявною частиною, яка описує затухання) гібридизованих хвиль задаються стандартним виразом для зв'язаних осциляторів чи хвиль:

$$\omega_{1,2} = \frac{\tilde{\omega}_{SW} + \tilde{\omega}_{SAW}}{2} \pm \sqrt{\left[\frac{\tilde{\omega}_{SW} - \tilde{\omega}_{SAW}}{2} \right]^2 + |\kappa_k|^2}, \quad (3.28)$$

де для спрощення опущені індекси k , і $\tilde{\omega}_{SAW,SW} = \omega_{SAW,SW} - i\Gamma_{SAW,SW}$ є комплексними частотами незалежних ПАХ та СХ (Γ – стала затухання).

Невзаємність втрат та фазового набігу ПАХ у гетероструктурах з САФ. Описаний принцип наведеної невзаємності розповсюдження ПАХ у магнітопружних гетероструктурах можна реалізувати з різними структурами, які забезпечують невзаємність спектру СХ. Однак, як видно з (3.25), ефективність взаємодії є пропорційною до товщини феромагнітного шару/шарів, і тому невзаємність, викликана поверхневими ефектами (наприклад, ІВДМ), не є гарним вибором [209]. Натомість двошарові феромагнітні плівки та САФ чудово підходять для цієї задачі, і найкращі на сьогодні результати досягнуті саме в таких структурах.

Перше експериментальне спостереження невзаємності втрат на поширення ПАХ у гетероструктурі п'єзоелектрик – двошарова феромагнітна плівка опубліковане у [172]. Тут описані результати більш пізньої роботи [13], у якій проведений детальніший аналіз в аналогічній структурі. Досліджувана структура показана на

Рис. 3.6(а). Вона являє собою плівку $\text{FeGaB}(20)/\text{Al}_2\text{O}_3(5)/\text{FeGaB}(20)$ (товщина у нанометрах), вирощену на монокристалі LiNbO_3 . У цій системі відсутня РККЙ взаємодія, а великі латеральні розміри феромагнітної структури ($2200 \text{ мкм} \times 500 \text{ мкм}$) унеможливають якісне дипольне АФМ впорядкування шарів. Тобто вона не є САФ у класичному розумінні. Однак, як виявилось, при вирощуванні у магнітному полі шари набули невеликої (порядку 2 мТл) анізотропії у площині, причому легкі осі анізотропії шарів не паралельні – кут між ними складає 15° . Ці особливості дозволяють шляхом вибору напрямку магнітного поля перемагнітити структуру у стан з майже ФМ впорядкуванням чи у стан з близькими до антипаралельних намагніченостями шарів (АФМ стан).

Прохідні характеристики ПАХ на частоті 1435 МГц (яка визначена перетворювачами) в залежності від кута та величини прикладеного поля показані на Рис. 3.6(б). Видно, що поблизу кутів прикладеного поля 129° та 309° має місце різке зменшення проходження, тобто збільшення втрат на поширення ПАХ внаслідок магнітопружної взаємодії. Важливо, що характеристика не є

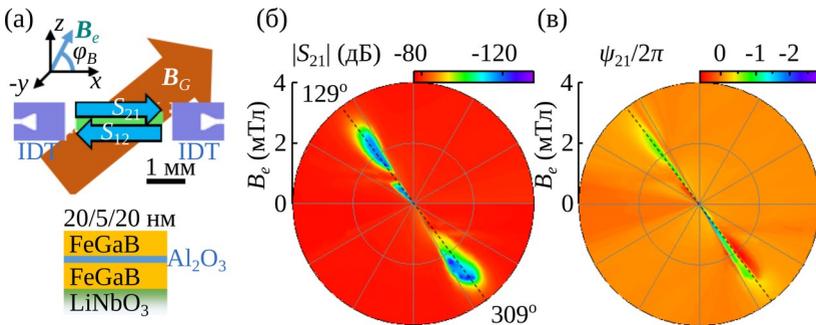


Рис. 3.6. (а) Схема експерименту, на якій показані зустрічно-штирьові перетворювачі (interdigital transducer, IDT), які збуджують та приймають ПАХ, САФ (зелений), та напрямок магнітного поля $B_G = 20 \text{ мТл}$, яке прикладалось при вирощуванні структури. Знизу показано склад гетероструктури. (б, в) Величина прямої передачі S_{21} та фаза прямої передачі ψ_{21} (зміна фази відносно незалежної ПАХ) як функції прикладеного поля B_e , відповідно. Адаптовано з [13].

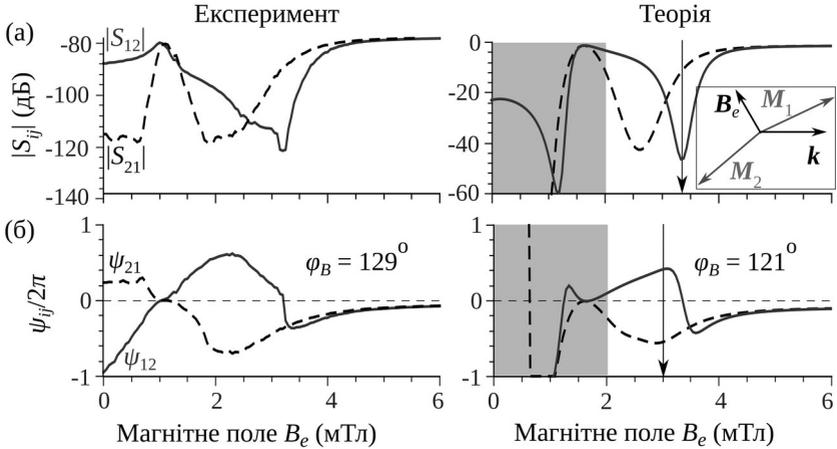


Рис. 3.7. Експериментальні (зліва) та розрахункові (справа) амплітудні $|S_{ij}|$ (а) та фазові ψ_{ij} (б) прохідні характеристики ПАХ в залежності від величини магнітного поля; суцільні криві – $|S_{12}|$ та ψ_{12} , штрихові – $|S_{21}|$ та ψ_{21} . На вставці показано напрямки прикладеного поля \mathbf{B}_e , хвильового вектора ПАХ \mathbf{k} та статичних намагніченостей \mathbf{M}_i шарів при прямуванні поля до нуля. Сіра заштрихована область на теоретичних кривих відповідає величині поля, меншій за середнє поле анізотропії, коли варто очікувати формування неоднорідного магнітного стану. Вертикальні стрілки на теоретичних кривих показують точки великої ізоляції (а) і великої фазової невзаємності (б). Спін-хвильові спектри для цих випадків представлені на Рис. 3.8. Адаптовано з [13].

дзеркальною – зміна напрямку поля на протилежний, що еквівалентно інверсії напрямку поширення ПАХ, призводить до зміни амплітуди проходження. Отже, має місце невзаємність поширення. Окрім зміни амплітуди проходження також має місце зміна набігу фази, що показано на Рис. 3.6(в), і фазова характеристика також невзаємна.

Невзаємність чітко підкреслена на Рис. 3.7, де наведені польові характеристики за фіксованого кута. Ми бачимо, що мінімум проходження у протилежних напрямках має місце за різного значення поля. Оскільки спектр СХ змінюється з величиною прикладеного поля, це еквівалентно гібридизації ПАХ та СХ на різних частотах за фіксованого значення поля. Важливо, що у точці мінімуму для одного

напрямку проходження у протилежному напрямку не сильно відрізняється від невзаємодіючої ПАХ (при більших полях, коли спектр СХ знаходиться значно вище за робочу частоту); особливо гарно це видно для мінімуму S_{12} характеристики. Це саме те, що потрібно для застосувань. Велика величина втрат ПАХ (фон -79 дБ) пов'язана з перетворювачами та їх розузгодженням із вимірювальним НВЧ колом і може бути радикально зменшена (ця оптимізація не була метою роботи). Фазові характеристики також виражено невзаємні, і невзаємність набігу фаз перевищує π радіан, що є необхідною величиною для застосувань.

Опускаючи деталі теоретичних розрахунків (читаач з ними може ознайомитись у [13]), наведемо порівняння розрахункових характеристик та експериментальних (Рис. 3.7). За винятком певного неспівпадіння кута поля, за якого реалізується велика невзаємність, розрахункові характеристики гарно якісно та непогано кількісно описують експеримент. Це дозволяє проаналізувати спектри ПАХ та СХ, які відповідають максимальній невзаємності проходження та фазового набігу.

Ці спектри показані на Рис. 3.8. Взаємодія ПАХ відбувається з найнижчою СХ гілкою. За даних значень зовнішнього поля шари знаходяться у СФ стані з невеликим кутом між намагніченостями, як зображено на вставці Рис. 3.8, тому СХ у цьому випадку правильніше характеризувати як квазіакустичну (QAM) та квазіоптичну (QOM) гілки. Попри невеликий кут між намагніченостями, його достатньо, щоб спектр СХ був невзаємним. Максимальна невзаємність втрат реалізується, коли для одного напрямку спектри СХ та ПАХ перетинаються на робочій частоті, як на Рис. 3.8(б). Для протилежного напрямку поширення робоча частота знаходиться далеко від точки гібридизації, і СХ слабо впливає на поширення ПАХ.

Велика фазова невзаємність, навпаки, спостерігається, коли робоча частота розташована між точками перетину кривих дисперсії для протилежних напрямків розповсюдження (Рис. 3.8(а)). Це також призводить до майже однакових значень втрат при розповсюдженні в двох протилежних напрямках розповсюдження, $|S_{21}| \approx |S_{12}|$ (тобто до

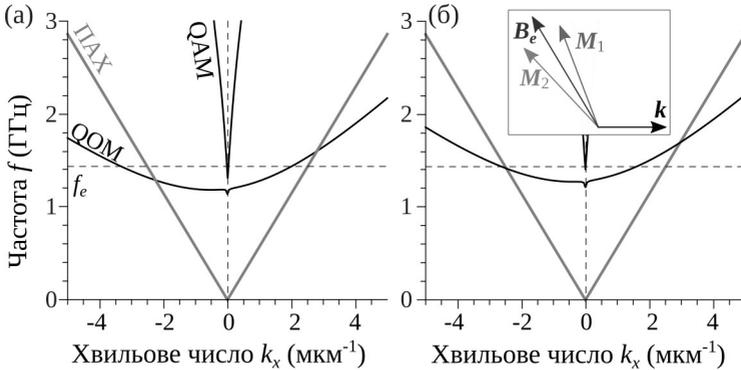


Рис. 3.8. Розраховані спектри ПАХ та СХ при полях, що відповідають максимальній фазовій невзаємності (а) та ізоляції (б) на Рис. 3.7. Гібридизація ПАХ та СХ і відповідне розштовхування дисперсій становить близько 20 МГц і непомітне на цій шкалі частот. Частота збудження $f_e = 1435$ МГц позначена штриховою горизонтальною лінією. На вставці показано напрямки статичних намагніченостей шарів, прикладеного поля та хвильового вектора ПАХ при $B_e = 3.35$ мТл. Адаптовано з [13].

практичної відсутності амплітудної невзаємності). У цьому випадку магнітопружна взаємодія між СХ та ПАХ досить слабка, однак ненульова, і одночасно частота та стала затухання ПАХ зазнають невеликих змін за рахунок взаємодії зі СХ. Як було вперше показано у [211], при віддаленні від точки перетину вплив на частоту (і, відповідно, фазовий зсув) спадає повільніше за вплив на втрати. Тому на достатній віддалі від точки гібридизації можна досягти ситуації, коли частота (і фазовий набіг) буде змінюватись достатньо для спостереження та застосування, а внесені втрати будуть несуттєвими, що є важливим для застосування фазової невзаємності для створення циркуляторів та невзаємних фазообертачів. Експеримент з [13], представлений тут, став першим спостереженням фазової невзаємності ПАХ, наведеної магнітопружною взаємодією і, таким чином, підтвердженням ідей роботи [211].

Однак, досліджувана система далека до оптимальної з точки зору фазової невзаємності. Зокрема, теорія передбачає значно більші величини невзаємності втрат та фазового набігу в області малих полів, де має реалізовуватись близьке до антипаралельного

впорядкування намагніченостей шарів (Рис. 3.7). Насправді, в цій області намагніченість шарів стає неоднорідною, з'являються магнітні домени, що значно погіршує характеристики.

Шляхи покращення характеристик детально проаналізовані у [13]. Тут відзначимо, що спостережені величини невзаємності проходження (понад 40 дБ) більш ніж достатні для практичних застосувань, і покращення потребує тільки величина втрат у протилежному напрямку, яка в ідеалі не має відрізнятись від втрат незалежної ПАХ. З точки зору використання фазової невзаємності важливим є зменшення втрат в області великої фазової невзаємності. Обидві проблеми вирішуються шляхом збільшення невзаємності спектру СХ, а, отже, і відстані між точками гібридизації для протилежних напрямків поширення. Цього можна досягти використання САФ з РККЙ замість простої двошарової ФМ плівки. Нещодавні експерименти підтвердили, що невзаємність втрат ПАХ у гетероструктурі з САФ є більшою [121], дослідження фазової невзаємності у таких системах поки не проводились.

Широкосмугова невзаємність ПАХ. Насамкінець опишемо ще одне цікаве явище, яке можна спостерігати у магнітопружних гетероструктурах з САФ. Відомо, що спектр ПАХ є лінійним і безщілинним (тобто $\omega(k=0) = 0$), див. Рис. 3.8). Вище описано, що у плівці САФ за відсутньої анізотропії в площині спектр найнижчої, Z-поляризованої гілки СХ в АФМ стані є також лінійним та безщілинним. Тобто можлива ситуація, коли спектри невзаємодіючих ПАХ та СХ не просто перетнуться, а *співпадатимуть один з одним* у великому діапазоні хвильових чисел, причому тільки для одного напрямку поширення. Ця ситуація продемонстрована на Рис. 3.9(б). Тоді, в одному напрямку хвилі будуть сильно гібридизованими і, відповідно, матимуть великі втрати на поширення, а у протилежному напрямку ПАХ буде практично незалежною. Отже, можна реалізувати широкосмугову невзаємність поширення ПАХ, що відкриває шлях до створення багаточастотних ПАХ ізоляторів (які працюють на декількох резонансних частотах зворотно-штирьових перетворювачів), а також дозволяє реалізувати максимально можливі

значення невзаємності втрат (оскільки виключається ефекти нерезонансного збудження).¹ Ця ідея широкосмугової невзаємності була висловлена у [210].

У [210] у якості прикладу використано Co/Ru/Co САФ (параметри спектри СХ якого наведені у §3.2²) на монокристалі LiNbO₃. Співпадіння спектрів СХ та ПАХ можна досягти вибором кута між статичними намагніченостями шарів та напрямком поширення ПАХ (див. (3.23)). На практиці ідеальний САФ практично неможливо використовувати, оскільки неперервне виродження магнітного стану не дозволяє фіксувати кут між \mathbf{k} та \mathbf{M}_0 . Можливим рішенням (але не єдиним), запропонованим у [210], є використання дещо відмінних за товщиною феромагнітних шарів та прикладання невеликого магнітного поля \mathbf{V}_e в площині структури. Якщо поле не перевищує критичного значення $|\mathbf{V}_e| < (-J/M_s)|1/t_2 - 1/t_1|$, АФМ стан залишається стійким, а намагніченість шарів стає паралельною до магнітного поля так, що повний магнітний момент спрямований по полю. Наявність слабкого магнітного поля або анізотропії сильно не змінює спектр СХ – це призводить до появи невеликої спектральної щілини, $\omega_0 > 0$, але, крім невеликої області поблизу $k = 0$, спектр СХ гарно відповідає лінійному закону (див. Рис. 3.9(б)).

На Рис. 3.9(в) наведено обчислені характеристики структури Co(16)/Ru(0.9)/Co(15)/LiNbO₃ (товщина у нанометрах). Для цієї структури збіг дисперсійних залежностей СХ та ПАХ відбувається при куті $\varphi = 36^\circ$. Внаслідок магнітопружної взаємодії для позитивного напрямку розповсюдження стала затухання Γ_1 гібридизованої хвилі різко зростає порівняно зі сталою затухання вільної ПАХ. У негативному напрямку поширення, для якого спектри СХ та ПАХ добре відокремлені, Γ_1 набагато менша, ніж для позитивного

¹ Як написано вище, простіші системи дозволяють отримати більш ніж достатні значення невзаємної розв'язки. Однак, вона є пропорційною до довжини розповсюдження ПАХ, і якщо стоїть задача зменшити розміри пристрою, то збільшення питомої розв'язки теж потрібне.

² Додатково до параметрів, описаних у §3.2 враховано сталу затухання Гільберта $\alpha_G = 0.006$ та магнітопружні сталі $B_1 = -9.2$ МДж/м³ та $B_2 = 7.7$ МДж/м³.

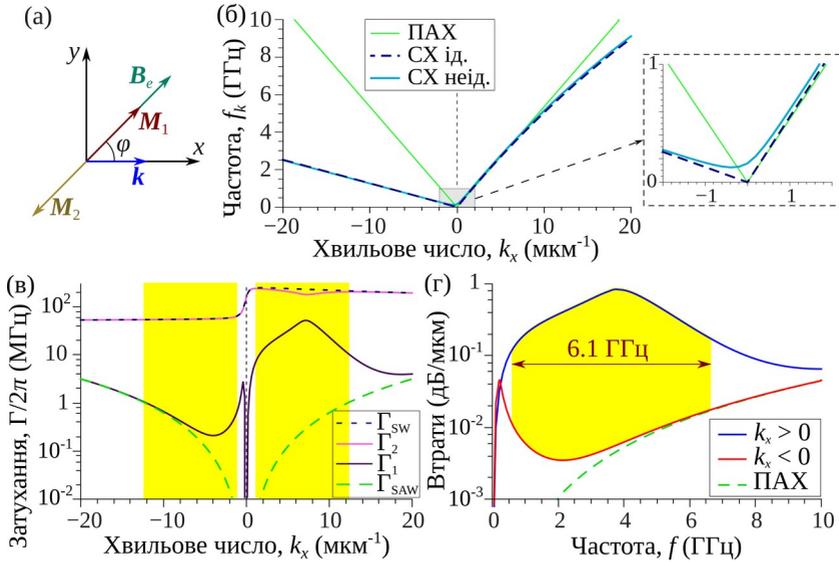


Рис. 3.9. (б) Спектр СХ ідеального САФ $\text{Co(15)/Ru(0.9)/Co(15)}$ у нульовому полі при $\varphi = 36^\circ$ та САФ зі злегка різними шарами $\text{Co(16)/Ru(0.9)/Co(15)}$ у полі $B_e = 1$ мТ, а також спектр ПАХ; кут φ визначений в (а). (в) – сталі затухання зв'язаних магнітопружних хвиль (Γ_1 Γ_2) та невзаємодіючих СХ та ПАХ (Γ_{SW} та Γ_{SAW}). (г) - Частотна залежність втрат на розповсюдження гібридизованої ПАХ у протилежних напрямках поширення. Жовтим на (в, г) показано однакову область, в якій втрати на поширення для протилежних напрямків відрізняються в десять разів і більше. Адаптовано з [210].

напрямку поширення, і практично дорівнює Γ_{SAW} за винятком області малих k .

Втрати на поширення в ПАХ лінії з САФ визначаються головним чином гібридизованою хвилею з меншим декрементом затухання Γ_1 , оскільки друга гібридизована хвиля має значно більше затухання і повністю згасає (нижче теплового рівня) на довжині типової лінії ПАХ. Втрати на поширення можна оцінити просто як $L = 10 \log(\Gamma_1 l / \nu)$, де $\nu \approx c_{\text{SAW}}$ – групова швидкість гібридизованої хвилі, а l – довжина лінії ПАХ. Як видно з Рис. 3.9(г), втрати на поширення суттєво невзаємні у гігантському діапазоні частот. Вони відрізняються більш ніж на порядок для протилежних напрямків поширення в діапазоні частот 6.1 ГГц. Цей гігантський діапазон

частот невлаемності ПАХ майже в 100 разів ширший, ніж області невлаемності, які можна отримати, використовуючи традиційні методи з точковим перехрещуванням дисперсійних залежностей. Важливо відзначити, що цей гігантський частотний діапазон невлаемності ПАХ охоплює майже весь діапазон можливих застосувань ПАХ для обробки НВЧ сигналів [131].

Зауважимо, що ефект широкоугової невлаемності ПАХ є досить стійкий відносно кута φ , й ідеальне вирівнювання напрямку намагніченості не є необхідним для експериментального спостереження та використання ефекту. Наприклад, зміна кута φ на 5° призводить до зменшення діапазону сильної невлаемності (виділеного на Рис. 3.9(г)) до 4.5 ГГц. Крім того, ефект має спостерігатись для широкого набору матеріалів. певні вимоги є до намагніченості насичення, адже групова швидкість СХ у САФ пропорційна до неї, і максимальна групова швидкість (при $\varphi = 90^\circ$) повинна перевищувати швидкість ПАХ. При цьому товщина шарів має бути достатньо малою, щоб не впливати суттєво на розповсюдження ПАХ механічно. Тому, наприклад, для LiNbO_3 зі швидкістю ПАХ $c_{\text{SAW}} = 3361$ м/с необхідно використовувати САФ з феромагнетиками з великою намагніченістю насичення, наприклад Co, Fe або сплави CoFe [210].

Розділ 4

Динаміка намагніченості синтетичних антиферромагнітних нанoeлементів в імпульсних та швидкоосцилюючих магнітних полях

Перейдемо тепер від розгляду лінійної динаміки намагніченості САФ елементів (розділи 2, 3) до розгляду принципово нелінійної динаміки намагніченості шарів САФ. Безумовно, нелінійна динаміка магнітних наноструктур є дуже багатою і різноманітною, і їй присвячена не одна книга (див., наприклад, [15, 238]). Нелінійна динаміка САФ структур може бути ще більш складною і багатою за рахунок наявності двох взаємодіючих шарів. У цьому розділі ми не будемо намагатись охопити основні аспекти нелінійної динаміки САФ, а натомість сконцентруємось на двох цікавих і практично корисних задачах.

Як вже згадувалось у розділі 1, нанoeлементи САФ є цікавими для застосування в якості комірок пам'яті з довільним доступом (MRAM). Справді, САФ елементи, що мають одновісну анізотропію (кристалічної чи магнітостатичної природи), мають два стабільних стани намагніченості для кодування цифрового біта інформації. В обох стабільних станах окремі ферромагнітні шари взаємно орієнтовані антипаралельно (АП), що зводить практично до нуля магнітостатичні поля розсіяння САФ елемента, а, отже, зменшує негативний взаємовплив сусідніх комірок пам'яті та дозволяє збільшити густину їх розміщення. Різниця між цими двома станами може бути виявлена методами, які чутливі до намагніченості одного шару, тобто методами в високою поверхневою (чи інтерфейсною)

чутливістю. Основним методом є використання ефекту гігантського або тунельного магнітоопору в багатошарових структурах САФ - немагнітний провідний чи діелектричний прошарок - референтний (закріплений) феромагнітний шар. У таких структурах електричний опір залежить від взаємного положення намагніченостей референтного шару та ближчого до нього шару САФ, що дозволяє ефективно визначати стан САФ.

Запис інформації передбачає перехід (обертання або перемикання) між двома АП станами САФ. Підкреслимо, що швидкодія та ефективність такої комірки пам'яті залежать від швидкості та легкості перемикання намагніченості САФ елемента, і, таким чином, є ключовими експлуатаційними характеристиками. Найчастіше використовують два типи САФ-перемикання: перемикання магнітним полем і перемикання спін-поляризованим струмом, нещодавно було продемонстровано перемикання з використанням спінового ефекту Холла [16, 109, 173].

У САФ намагніченості шарів зв'язані між собою (хоч і значно слабше за підґратки в АФМ), що робить можливим низькопольове і практично безбар'єрне перемикання малих еліптичних САФ елементів, механізм якого, слідуючи [41], детально описано нижче у §4.1.

У §4.2 розглянуто ще один тип сильно нелінійної динаміки САФ, а саме динаміку під впливом швидкоосцилюючого магнітного поля. частота якого значно перевищує власні частоти основних (квазіоднорідних) мод САФ елемента. Варто відзначити, що для природних АФМ реалізація такого випадку є технологічно дуже нетривіальною задачею через високі власні частоти АФМ резонансу. Для САФ зі значно нижчими частотами (що типово лежать у діапазоні одиниць-десятка гігагерц, як ми бачили у розділі 2) це зробити значно простіше. Як показано нижче, прикладання швидкоосцилюючого поля може змінювати ефективну анізотропію САФ елемента і призводити до нестійкості одних станів і, навпаки, появи нових стійких станів САФ. Це явище принципово теж може лягти в основу створення елементів САФ пам'яті. Наведені результати, однак, є

лише першим кроком на цьому шляху. Крім того, розглянута задача цікава й з методологічної точки зору як приклад підходу до динаміки систем з різними частотними масштабами динаміки.

§4.1. Швидке низькобар'єрне перемагнічування нанoeлементів синтетичних антиферромагнетиків

Модель і вихідні рівняння. Будемо розглядати нанoeлемент (комірку) дипольного САФ, що складається з двох однакових феромагнітних тонкоплівкових елементів FM1 та FM2, розділених немагнітним прошарком NM (Рис. 4.1). Намагніченість M_1 та M_2 шарів FM1 та FM2 в основному стані орієнтована вздовж довгих осей еліпсів та, завдяки диполь-дипольній взаємодії, спрямована у протилежні сторони. Таким чином, формується штучна (синтетична) антиферромагнітна система. Комірка має два енергетично вироджені магнітні стани: $l_x = m_{1x} - m_{2x}$ та $-l_x = -m_{1x} + m_{2x}$, які можна застосовувати в якості двійкового коду одиниці інформації. Задача

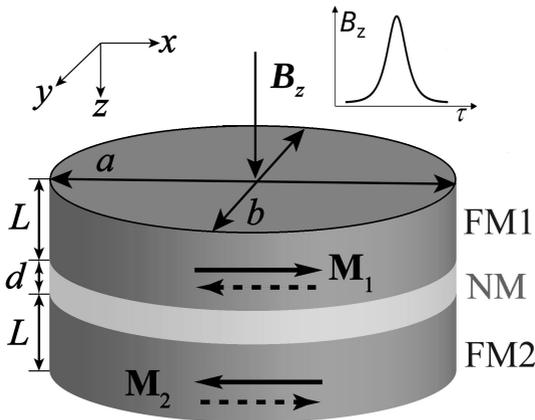


Рис. 4.1. Схема комірки САФ. Два феромагнітних шари з намагніченістю M_1 і M_2 та товщиною L розділені немагнітною прокладкою товщиною d . Імпульс перпендикулярного збуджуючого магнітного поля H_z певної тривалості та амплітуди створюється або зовнішньою котушкою збудження, або циркулярно поляризованим лазерним імпульсом.

запису інформації полягає у розробці ефективних механізмів перемикання САФ із стану l_x у стан $-l_x$ (та зворотно). Тут $\mathbf{m}_i = \mathbf{M}_i/M_{s,i}$ – одиничний вектор намагніченості в i -му шарі ($i = 1, 2$).

Основна ідея створення високоефективних елементів САФ пам'яті, розглянута нижче, полягає в тому, щоб змусити намагніченості шарів САФ обертатися в одному напрямку під час перемикання, зберігаючи АП орієнтацію. Таке обертання забезпечує близький до нуля результуючий магнітний момент всієї САФ комірки, що ефективно понижує магнітостатичний бар'єр пов'язаний з анізотропією форми.

Будемо вважати поперечні розміри дисків достатньо малими (порядку кількох обмінних довжин або менше), що дозволяє вважати розподіл намагніченості у шарах САФ просторово однорідним, тобто використовувати так зване макроспінове наближення, тому феромагнітні шари САФ вважаються намагніченими однорідно. Також вважатимемо малою товщину шарів L (у порівнянні з поперечними розмірами) та ексцентриситет:

$$L \ll a, b, \quad (a-b)/a \ll 1, \quad (4.1)$$

де a, b – півосі еліпса САФ, визначені на Рис. 4.1. Критерій (4.1) дозволяє суттєво знизити розрахункові труднощі, не обмежуючи при цьому загальний характер отриманих результатів.

Беручи до уваги наведені вище міркування, магнітну енергію системи САФ можна записати у вигляді:

$$W = \mu_0 M_s^2 V \left(\sum_{i=1}^2 \left[\frac{1}{2} (\mathbf{m}_i \cdot \hat{\mathbf{N}}^{(s)} \cdot \mathbf{m}_i - \beta_i m_{z,i}^2) - h m_{z,i} \right] + A \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j + \mathbf{m}_i \cdot \hat{\mathbf{N}}^{(i)} \cdot \mathbf{m}_j \right), \quad (4.2)$$

де V – об'єм кожного з магнітних шарів (які вважаються однаковими). Для зручності, тут введені безрозмірні параметри: $h = B_z/\mu_0 M_s$ – нормоване зовнішнє магнітне поле, яке вважається напрямленим перпендикулярно площині САФ, $\beta_i = 2K_{u,i}/(\mu_0 M_s^2)$, який описує перпендикулярну кристалічну анізотропію шарів САФ (яка типово

присутня у тонких шарах провідних магнетиків), та $A = -2J/(\mu_0 M_s^2 L)$ – нормована стала РККЙ взаємодії.

Щоб зробити подальші вирази менш громіздкими, в межах цього розділу будемо позначати тензор розмагнічування одного шару $\hat{N}^{(s)} \equiv \hat{N}$, а компоненти тензора дипольної взаємодій між шарами $N_\alpha^{(i)} \equiv \xi_\alpha$. Для даної геометрії обидва тензори є діагональними. У випадку геометрії тонких шарів комірки САФ виконується умова $N_{zz} \approx 1$. Тому в малих прикладених полях, $|h| \ll 1$, компоненти нормальної намагніченості є малими $|m_{i,z}| \ll 1$.¹ Також малими є площинні компоненти тензора розмагнічування N_{xx} та N_{yy} , їх значення будуть наведені нижче.

Вводячи змінні $m_{i,z}$ та φ_i , пов'язані з компонентами вектора намагніченості через співвідношення

$$\mathbf{m}_i = \left(\sqrt{1 - m_{z,i}^2} \cos \varphi_i, \sqrt{1 - m_{z,i}^2} \sin \varphi_i, m_{z,i} \right), \quad (4.3)$$

і зберігши члени не вище другого порядку малості, за аналогією з [40] можна записати функцію Лагранжа системи $\mathcal{L} = T - U$, де

$$T = -\mu_0 M_s^2 V \left(\frac{2m_z}{\omega_M} \frac{d\Phi}{dt} + \frac{2l_z}{\omega_M} \frac{d\chi}{dt} \right), \quad (4.4)$$

і

$$\begin{aligned} U = \mu_0 M_s^2 V \left(-\frac{\cos 2\Phi}{2} (\xi_y - \xi_x + (N_y - N_x) \cos 2\chi) \right. \\ \left. + m_z^2 (1 - \beta - 2A \cos^2 \chi) + l_z^2 (1 - \beta + 2A \cos^2 \chi) \right. \\ \left. + (A + \bar{\xi}) \cos 2\chi - 2m_z h \right), \end{aligned} \quad (4.5)$$

а також дисипативну функцію R :

¹ Стала анізотропії вважається $\beta < 1$, тобто основний стан намагніченості САФ – це намагніченість в площині.

$$R = \mu_0 M_s^2 V \frac{\alpha_G}{\omega_M} \left[\left(\frac{dm_z}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dl_z}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\Phi}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\chi}{dt} \right)^2 \right]. \quad (4.6)$$

У рівняннях (4.4-4.6) введені наступні позначення: $m_z = (m_{1,z} + m_{2,z})/2$, $l_z = (l_{1,z} + l_{2,z})/2$, $\Phi = (\varphi_1 + \varphi_2)/2$, $\chi = (\varphi_1 - \varphi_2)/2$ і $\bar{\xi} = (\xi_x + \xi_y)/2$.

Чотирма узагальненими координатами q_i формалізму Лагранжа в цьому випадку є m_z , l_z , Φ та χ , а система рівнянь має стандартний вигляд:

$$-\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} = \frac{\partial R}{\partial \dot{q}_i}, \quad (4.7)$$

де $i = 1, \dots, 4$; $q_i \leftrightarrow m_z, l_z, \Phi, \chi$.

Розділимо систему з чотирьох рівнянь (4.7) на дві пари:

$$\frac{d\chi}{dt} + \left(\omega_M (1 - \beta + 2A \cos^2 \chi) + \alpha_G \frac{d}{dt} \right) l_z = 0, \quad (4.8a)$$

$$\frac{dl_z}{dt} - \alpha_G \frac{d\chi}{dt} + \omega_M (2A + 2\bar{\xi} - (N_y - N_x) \cos 2\Phi) \frac{\sin 2\chi}{2} = 0,$$

і

$$\frac{d\Phi}{dt} + \left(\omega_M (1 - \beta - 2A \cos^2 \chi) + \alpha_G \frac{d}{dt} \right) m_z = \omega_M h, \quad (4.8б)$$

$$\frac{dm_z}{dt} - \alpha_G \frac{d\Phi}{dt} + \omega_M (\xi_y - \xi_x + (N_y - N_x) \cos 2\chi) \frac{\sin 2\Phi}{2} = 0.$$

Система двох рівнянь (4.8a) однорідна – вона не містить зовнішньої сили збудження. Крім того, якщо САФ складається з шарів круглої форми та виконується умова $N_x = N_y$, то системи рівнянь (4.8a) і (4.8б) стають незалежними один від одного. Тоді рівняння (4.8a) описують несинфазні коливання (тобто оптичну моду з точки зору намагніченості в площині), тоді як рівняння (4.8б) описують синфазні коливання (акустичну моду). Ці результати, звісно, повністю співпадають з описом власних мод у §2.1. «Акустична» мода – це Y мода на Рис. 2.1(a), а «оптична» мода – це Z мода; з (4.8б) очевидно, що остання має нульову частоту за відсутності анізотропії в площині.

Динаміка намагніченості та перемикання стану САФ комірки. Далі покажемо, що дипольні САФ з невеликою анізотропією форми в площині можуть демонструвати особливий тип перемикання, для якого потенціальний бар'єр є несуттєвим. Більше того, за певних умов в системі може мати місце параметричний оптичний резонанс.

Аналіз показує, що система рівнянь (4.8а) завжди має два стаціонарні розв'язки: ($l_z = 0; \chi = \pi, 0$) і ($l_z = 0; \chi = \pm\pi/2$). Неважко переконатися, що перший розв'язок відповідає феромагнітному впорядкуванню комірки САФ і може бути стійким тільки при виконанні умови $1 - \beta > 0$ та умови $A < -\bar{\xi}$. Така конфігурація для САФ є менш енергетично вигідною (не є основним станом у нульовому полі), а при достатній величині міжшарової взаємодії РККЙ є взагалі нестійкою (див. с. 38-40).

У подальшому будемо розглядати конфігурацію другого типу ($l_z = 0; \chi = \pm \pi/2$), яка описує два еквівалентних антиферомагнітних стани САФ та має широкі межі стійкості ($A + \bar{\xi} > 0, 1 + 2A > \beta$) навіть за відсутності додаткової обмінної взаємодії, коли $A = 0$ (доведення представлено наприкінці параграфа). Винятки становлять деякі особливі випадки резонансних ефектів, та вплив швидкоосцилюючого магнітного поля [39], який буде розглянутий у §4.2.

Розглянемо динаміку в (4.8б) для другої пари змінних m_z, Φ в АП стані ($l_z = 0, \chi = \pi/2$). Очевидно, що система двох рівнянь (4.8б) еквівалентна одному рівнянню другого порядку, яке описує синхронне обертання намагніченості шарів в одному напрямку:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi}{d\tau^2} + \alpha_G(1-\beta) \left[1 - \left(\frac{\Omega_s}{(1-\beta)\omega_M} \right)^2 \cos 2\Phi \right] \frac{d\Phi}{d\tau} \\ - \left(\frac{\Omega_s}{\omega_M} \right)^2 \sin \Phi \cos \Phi = \frac{dh}{d\tau}, \end{aligned} \quad (4.9)$$

де введені позначення

$$\frac{\Omega_s}{\omega_M} = \sqrt{(1-\beta)(N_y - N_x - \xi_y + \xi_x)}, \quad \tau = \omega_M t. \quad (4.10)$$

У рівнянні (4.9) членами, пропорційними до α_G^2 , знехтували. Оскільки у (4.9) не входить параметр A , то стає очевидним, що ізотропна обмінна взаємодія між шарами будь-якого походження не впливає на динаміку синхронного обертання двох магнітних шарів (у рамках використаних наближень та, звісно, за умови стійкості АФМ стану).

Динаміка САФ у зовнішньому магнітному полі значною мірою визначається параметром Ω_s , який можна інтерпретувати як власну частоту малих коливань акустичного типу в околі стану рівноваги. Знайдемо наближений аналітичний вигляд для Ω_s .

Відомо, що коефіцієнти розмагнічування сфероїда, можуть бути описані формулою [107]:

$$N_z = \frac{1}{1-\delta^2} \left(1 - \frac{\delta \arccos \delta}{\sqrt{1-\delta^2}} \right), \quad N_x = N_y = (1 - N_z) / 2, \quad (4.11)$$

де $\delta = c/a < 1$, $a = b = r$. У граничному випадку тонкого диска, $\delta \ll 1$, справедливим є такий розклад:

$$N_x = N_y \approx \frac{\pi L}{8r} \left(1 - \frac{2}{\pi} \frac{L}{r} \right). \quad (4.12)$$

Наявність ексцентриситету призводить до неоднорідності розподілу магнітостатичного поля всередині шару САФ. У той же час умова (4.1) малого ексцентриситету робить цю неоднорідність малою, так що мають місце наступні наближені співвідношення:

$$N_x \approx \frac{\pi L}{8a'} \left(1 - \frac{2}{\pi} \frac{L}{r} \right), \quad N_y \approx \frac{\pi L}{8b'} \left(1 - \frac{2}{\pi} \frac{L}{r} \right), \quad (4.13)$$

де a' , b' – ефективні півосі шарів САФ, які вибираються таким чином, щоб рівняння (4.13) відповідали середнім коефіцієнтам розмагнічування, і $r = (a + b)/2$. Можна очікувати, що значення ефективних півосей a' та b' є достатньо близькими до реальних геометричних параметрів САФ. Такий підхід у літературі відомий як модель ефективного еліпсоїда [14].

Після знаходження коефіцієнтів розмагнічування, константи магнітостатичного зв'язку можна знайти без громіздких обчислень. Справді, вони виражаються як

$$\xi_\alpha = \frac{1}{4\pi V} (I_{1,2})_\alpha, \quad I_{1,2} = \int_{V_1} dV \int_{V_2} dV' \frac{\partial^2}{\partial x_\alpha \partial x'_\alpha} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (4.14)$$

де інтегрування відбувається по об'ємам шарів САФ V_1 та V_2 . Тому

$$\xi_\alpha = \frac{1}{8\pi V} (I_{1+2+s,1+2+s} - I_{1+s,1+s} - I_{2+s,2+s} + I_{s,s})_\alpha, \quad (4.15)$$

де індекси 1, 2 та s позначають області двох ФМ шарів та НМ прошарку, відповідно. Оскільки при інтегруванні по одній і тій самій області $V = V'$ інтеграл I_{VV} дає в результаті не що інше, як компоненти тензора розмагнічування цієї області, то

$$\xi_\alpha = \frac{1}{2L} [(2L+d)N_\alpha^{(2L+d)} - 2(L+d)N_\alpha^{(L+d)} + dN_\alpha^{(d)}], \quad (4.16)$$

де $\hat{N}^{(d)}$ позначає тензор розмагнічування еліптичного елемента з товщиною d . У підсумку, використовуючи вирази (4.13), отримуємо

$$\xi_x = N_x - \frac{L(L+3d/2)}{a'(a+b)}, \quad \xi_y = N_y - \frac{L(L+3d/2)}{b'(a+b)}, \quad (4.17)$$

і, звісно, $\xi_z = -(\xi_x + \xi_y)$. Умова справедливості рівняння (4.17) полягає в тому, що товщина САФ є малою порівняно з її бічними розмірами, $2L+d \ll a, b$.¹

Таким чином ми отримали, що константи міжшарового дипольного зв'язку відрізняються від коефіцієнтів розмагнічування на величину другого порядку малості, $\sim(L/a)^2 \ll N_\alpha$. Ця обставина забезпечує цікавий ефект, що полягає у суттєвому зменшенні

¹ Звісно, наведені вирази є досить наближеними, оскільки більш точні вирази компонент тензора розмагнічування для плоских наноточок містять неунікненні логарифмічні особливості, див. §2.2. Тим не менш, вони цілком придатні для оцінки ефекту, зокрема для порівняння розмагнічування одного шару САФ та комірки САФ в АФМ стані, що робиться далі.

потенціального бар'єру для синхронного обертання шарів САФ у АП стані.

Дійсно, з рівнянь (4.13) і (4.17) випливає, що коефіцієнт в (4.9), який визначає висоту бар'єра при перемагнічуванні САФ, дорівнює

$$\left(\frac{\Omega_s}{\omega_M}\right)^2 \approx \frac{1-\beta}{2} \frac{a-b}{a} \frac{L(L+3d/2)}{a^2}. \quad (4.18)$$

Симетрія задачі та збереження АП стану при прецесії намагніченості призводить до того, що величина в рівнянні (4.18), в межах наближення (4.1), є третього порядку малості. Дійсно, використання характерних параметрів САФ-комірки дає $(\Omega_s / \omega_M)^2 \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$. У той же час, для прецесії магнітного моменту в ізольованому шарі, для якого $\xi_\alpha = 0$, висота потенціального бар'єра має другий порядок малості:

$$\left(\frac{\Omega_s'}{\omega_M}\right)^2 = (1-\beta)(N_y - N_x) = \pi \frac{1-\beta}{8} \frac{a-b}{2} \frac{L}{a} \sim 10^{-2} \div 10^{-3}. \quad (4.19)$$

У роботах [39, 40] розглядаються деякі конкретні випадки перемикання комірки САФ. Тут представлено загальний підхід до розв'язання задачі керування станом намагніченості САФ за допомогою коротких імпульсів магнітного поля довільної конфігурації. Задача полягає в тому, щоб короткий імпульс магнітного поля перевів САФ комірку зі стану $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \pi$, $\Phi = \pi/2$ у стан $\varphi_1' = \pi$, $\varphi_2' = 2\pi$, $\Phi' = 3\pi/2$. Враховуючи характер динаміки намагніченості САФ можна сформулювати основну умову щодо параметрів імпульсу магнітного поля.

Слід зазначити, що на практиці важко отримати просторово локалізований і короткий за тривалістю імпульс поля високої амплітуди. Тому будемо вважати, що $|h| \ll 1$, а імпульс короткий за тривалістю означає, відповідно до рівняння (4.9), що $|dh/d\tau| \sim h_0/(T\omega_M) \gg 1/2(\Omega_s/\omega_M)^2 \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$, де h_0 та T – характерні значення амплітуди і тривалості імпульсу, відповідно. Імпульс має довільну форму, що описується функцією $h(\tau-\tau_0)$, симетричною відносно $\tau = \tau_0$.

Основна вимога полягає в тому, щоб амплітуда і тривалість були підбрані таким чином, щоб площа імпульсу дорівнювала

$$\int_{\tau_0-T}^{\tau_0+T} h(\tau - \tau_0) d\tau \approx \int_{-\infty}^{+\infty} h(\tau - \tau_0) d\tau = \pi. \quad (4.20)$$

Очевидно, що вищезазначені вимоги не створюють будь-яких значних обмежень щодо властивостей або функціонування системи на основі САФ при перемиканні намагніченості.

Перепишемо рівняння (4.9) у такій формі:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau} \left(\frac{d\Phi}{d\tau} - h \right) + \alpha_G (1 - \beta) \left(\frac{d\Phi}{d\tau} - h \right) - \left(\frac{\Omega_s}{\omega_M} \right)^2 \sin \Phi \cos \Phi \\ = \alpha_G (1 - \beta) h. \end{aligned} \quad (4.21)$$

Виражаючи кутову змінну як

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_1, \quad \Phi_0 = \frac{\pi}{2} \int_{-\infty}^{\tau} h(\tau - \tau_0) d\tau, \quad (4.22)$$

розкладемо рівняння (4.21) на доданки, не вищі за лінійні по Φ_1 :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Phi_1}{d\tau^2} + \alpha_G (1 - \beta) \frac{d\Phi_1}{d\tau} + \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega_s}{\omega_M} \right)^2 \sin 2\Phi_1 = \alpha_G (1 - \beta) h \\ + \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega_s}{\omega_M} \right)^2 \left(2 \sin 2\Phi_1 \cos^2 \Phi_0 + \sin 2\Phi_0 \cos 2\Phi_1 \right). \end{aligned} \quad (4.23)$$

У праву частину рівняння (4.23) зібрано швидкозмінні члени, які є відмінними від нуля протягом короткого періоду часу дії імпульсу поля, поблизу τ_0 . Інтегруючи рівняння (4.23) у безпосередній близькості до τ_0 і припускаючи, що в системі імпульс не спричиняє збудження, знаходимо початкові умови та формулюємо задачу Коші для збуджень системи:

$$\frac{d^2 \Phi_1}{d\tau^2} + \alpha_G (1 - \beta) \frac{d\Phi_1}{d\tau} + \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega_s}{\omega_M} \right)^2 \sin 2\Phi_1 = 0, \quad (4.24a)$$

$$\Phi_1|_{\tau=\tau_0} = 0, \quad \left. \frac{d\Phi_1}{d\tau} \right|_{\tau=\tau_0} = \pi\alpha_G(1-\beta). \quad (4.246)$$

За умови $\Phi_1^2 \ll 1$ рівняння (4.24) для стає лінійним і легко розв'язується. Введена таким чином поправка Φ_1 , при $\tau > \tau_0$, дорівнює:

$$\Phi_1 = \frac{\pi\alpha_G(1-\beta)\omega_M}{\Omega_s} e^{-\alpha_G(1-\beta)\omega_M(t-t_0)} \sin(\Omega_s(t-t_0)). \quad (4.25)$$

Відповідно до використаного наближення $\Phi_1^2 \ll 1$, умова застосовності наведеної теорії формулюється наступним чином: $(\pi\alpha_G(1-\beta))^2 \ll (\Omega_s/\omega_M)^2$.

На Рис.4.2 схематично показано часові профілі імпульсу поля та індукованої зміни кута Φ , що відповідає переключенню між двома стабільними АП станами тришарового САФ. Умови для отримання надійного стрибкоподібного перемикавання САФ імпульсом магнітного поля, мають наступний вигляд:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} h(\tau - \tau_0) d\tau = \pi, \quad (4.26a)$$

$$\frac{2\pi}{(\omega_M T)^2} \gg \frac{1-\beta}{2} \frac{a-b}{a} \left(\frac{L}{a}\right)^2 \gg (\pi\alpha_G(1-\beta))^2. \quad (4.26b)$$

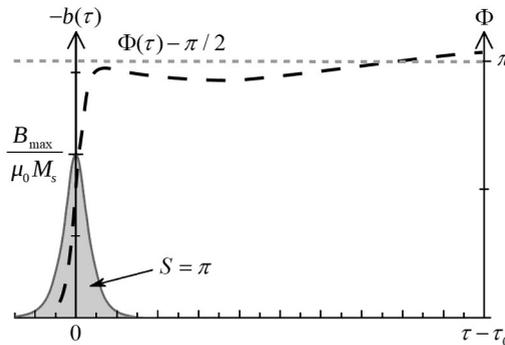


Рис. 4.2. Часові профілі імпульсу зовнішнього поля (суцільна крива, ліва шкала) та відгуку комірки САФ (штрихова крива, права шкала), що представляють перемикавання між двома стабільними АП станами (кут Φ змінюється від 0 до π).

Не наводячи детальних розрахунків, для якісного порівняння покажемо, що обертання вектору намагніченості ізольованої одношарової частинки відбувається при значно більшій амплітуді поля h_0 . У цьому випадку у виразі для Ω_s константи міжшарового дипольного зв'язку необхідно покласти рівними нулю, і умова перемикавання магнітного моменту феромагнітної частинки набуває вигляду:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} h'(\tau - \tau_0) d\tau = \pi, \quad (4.27a)$$

$$\frac{2\pi}{(\omega_M T)^2} \gg \pi \frac{1 - \beta}{8} \frac{L(a - b)}{a^2} \gg (\pi \alpha_G (1 - \beta))^2. \quad (4.27b)$$

З нерівностей (4.26b) і (4.27b) випливає, що обертання двох магнітних моментів у САФ може бути виконано при значно нижчому полі, ніж відповідне перемикавання одношарової феромагнітної частинки. При цьому їх сумарна намагніченість у площині дорівнює нулю (так зване АП, синфазне обертання). При однаковій тривалості імпульсу поля відношення амплітуд у двох наведених вище випадках становить

$$\frac{h_0}{h'_0} \sim \frac{4}{\pi} \frac{L + 3d/2}{a} \ll 1. \quad (4.28)$$

Такий результат є цілком очікуваним і пояснюється тим, що потенціальний бар'єр, зумовлений анізотропією форми, є слабко вираженим при синхронному обертанні двох магнітних моментів САФ у АП стані.

Відзначимо, що виконання рівняння (4.26a) призводить до перемикавання САФ у зворотному напрямку, тоді як рівняння (4.26b) є критерієм швидкості та надійності перемикавання. По суті, рівняння (4.26b) просто гарантує, що нульове наближення несуттєво відхиляється від точної часової залежності кута повороту намагніченості, $|\Phi - \Phi_0| \ll 1$. Отже, коли рівняння (4.26) виконується, імпульс поля, перпендикулярний до площини, викликає стрибкоподібне перемикавання САФ з незначною релаксацією малих

коливань намагніченості в околі нового положення рівноваги (майже безінерційне перемикання). Цей механізм стрибкоподібного перемикання намагніченості САФ, який детально проаналізований у даному параграфі, графічно проілюстрований на Рис. 4.3(а), і є якісно відмінним та функціонально кращим порівняно зі звичайним перемиканням феромагнітної частинки, проілюстрованим на Рис. 4.3(б).

Оцінки характеристик імпульсів. Наведемо чисельні оцінки для швидких низькоамплітудних імпульсів, які обговорювались вище. Якщо у якості феромагнітного матеріалу розглядати нікель з намагніченістю насичення $\mu_0 M_s \sim 0.6$ Тл, отже $\omega_M \approx 1.4 \cdot 10^{11}$ с⁻¹. Прийнемо характерну тривалість імпульсу поля $T \sim 1 \cdot 10^{-10}$ с, так що $\omega_M T \sim 14$.

Умова (4.26б) справедлива для комірок з параметрами $a/L \sim 10$, $(a - b)/a \sim 0.1$, якщо константа загасання Гільберта $\alpha_G < 0.01$. Умова (4.26а) дає амплітуду імпульсу поля, необхідну для перемикання комірки САФ, яка наведена в Таблиці 4.1 для кількох поширених форм імпульсів. Результати показують, що амплітуда не залежить від намагніченості насичення матеріалу і визначається формою та тривалістю імпульсу поля.

Таблиця 4.1. Характерні амплітуди імпульсу магнітного поля для перемагнічування САФ (γ – гіромагнітне відношення).

Форма імпульсу $B_z(t) = \mu_0 M_s h(t)$	Залежність амплітуди B_{\max}	Значення B_{\max} при $T = 0.1$ нс (мТл)
$\frac{B_{\max}}{\text{ch}(t/T)}$	$\frac{1}{\gamma T}$	54
$\frac{B_{\max}}{\text{ch}^2(t/T)}$	$\frac{\pi}{2\gamma T}$	85
$\frac{B_{\max}}{1 + (t/T)^2}$ (лоренціан)	$\frac{1}{2\gamma T}$	54
$B_{\max} e^{-\left(\frac{t}{T}\right)^2}$ (гаусіан)	$\frac{\sqrt{\pi}}{\gamma T}$	96

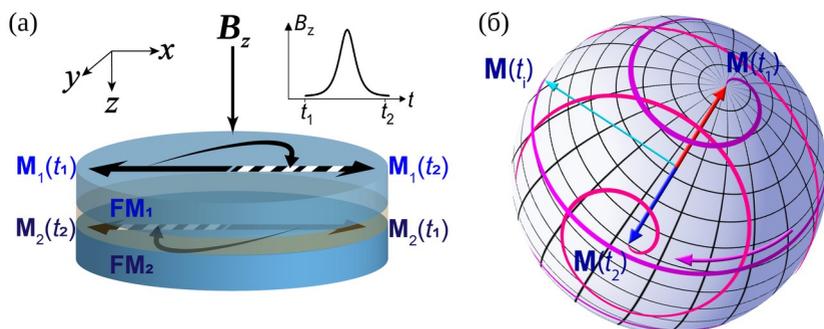


Рис. 4.3. Ілюстрація низькобар'єрного та безрелаксаційного перемикання в САФ, що збігається в часі з півперіодом синфазного обертання в площині (а), яке відбувається значно швидше, ніж звичайне перемикання ферромагнітної частинки, яке супроводжується подальшою прецесійною релаксацією (б).

Оптимізація управління процесами перемагнічування САФ у перпендикулярному полі. Джерелом імпульсів магнітних полів є електричні струми від провідників, що складають систему керувань пристроїв магнітної пам'яті. Щоб в таких умовах сформуванати імпульс поля з амплітудою $10 \div 100$ мТл доводиться використовувати струми великої густини $J \sim 10^7$ А/см², що є достатньо складним завданням у технологічному плані. Тут розглянемо спосіб зниження амплітуди імпульсного сигналу шляхом підбору для нього оптимальної форми.

Нагадаємо, що основне завдання в організації процесу управління намагніченістю полягає у здійсненні переведення САФ з антиферромагнітного стану $I = (1,0,0)$ у стан $I = (-1,0,0)$ імпульсом перпендикулярного магнітного поля з виключенням тривалих релаксаційних процесів. У термінах кутових змінних завдання формулюється як переведення системи із положення $\Phi = \pi/2$ в положення $\Phi = 3\pi/2$, при фіксованому значенні $\chi = \pi/2$. Для дослідження цього процесу скористаємось рівняннями динаміки намагніченості (4.9), поклавши при цьому, що імпульсний сигнал має спеціальний вигляд:

$$h(\tau) = h_0 / \operatorname{ch}(\nu\tau), \quad (4.29)$$

де h_0 – амплітудне значення імпульсного сигналу, ν – параметр, що визначає тривалість імпульсу магнітного поля. З виразу (4.29) слідує, що сигнал добре локалізований у часі, а його функціональна залежність дозволяє проведення подальших розрахунків в аналітичному вигляді.

Спростимо рівняння (4.9), знехтувавши дисипативними доданками ($\alpha_G = 0$). У результаті отримаємо:

$$\frac{d^2\Phi}{d\tau^2} - \left(\frac{\Omega_s}{\omega_M}\right)^2 \sin\Phi \cos\Phi = -h_0\nu \frac{\operatorname{sh}(\nu\tau)}{\operatorname{ch}^2(\nu\tau)}. \quad (4.30)$$

Виходячи з умов, що $\Phi(\tau \rightarrow -\infty) = \pi/2$, $\Phi(\tau \rightarrow \infty) = 3\pi/2$, шукаємо розв'язок рівняння (4.30) у вигляді

$$\Phi(\tau) = \pi/2 + 2 \operatorname{arctg} e^{\nu\tau}. \quad (4.31)$$

Після підстановки (4.31) переконуємося, що рівняння (4.30) перетворюється у тотожність при умові:

$$\nu^2 - \nu h_0 + \left(\frac{\Omega_s}{\omega_M}\right)^2 = 0. \quad (4.32)$$

Із розв'язку (4.32) слідує, що процес перемагнічування може відбуватися у двох режимах, які характеризуються різними значеннями параметра ν :

$$(a) \text{ швидкий } \nu_1 = \frac{h_0}{2} + \sqrt{\left(\frac{h_0}{2}\right)^2 - \left(\frac{\Omega_s}{\omega_M}\right)^2}, \quad (4.33a)$$

$$(b) \text{ повільний } \nu_2 = \frac{h_0}{2} - \sqrt{\left(\frac{h_0}{2}\right)^2 - \left(\frac{\Omega_s}{\omega_M}\right)^2}. \quad (4.33b)$$

Аналіз (4.33) показує, що для реалізації перемикавання САФ амплітуда поля повинна перевищувати мінімальний поріг

$$h_0 > h_{\min} = \frac{2\Omega_s}{\omega_M} = 2\sqrt{N_y - N_x - \xi_y + \xi_x}. \quad (4.34)$$

Тож для нанoeлементa САФ, сформованих шарами нікелю при $(N_y - N_x - \xi_y + \xi_x) \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ маємо, що значення амплітуди імпульсу магнітного поля для реалізації повного циклу перемагнічування повинно перевищувати $B > B_{\min} \approx 15 \div 45$ мТл.

Таким чином, застосування імпульсу магнітного поля зі спеціально підібраним профілем дозволяє суттєво зменшити амплітуду полів керування.

Підкреслимо, що амплітудні оцінки польових імпульсів у таблиці 4.1 є відносно високими, беручи до уваги їхню коротку тривалість, і тому не є тривіальними для технологічної реалізації з використанням індуктивних ліній слово/біт типового MRAM. Тому бажаними є альтернативні механізми генерування ефективних перемикаючих імпульсів, в ідеалі з високо локалізованою дією.

Альтернативою може бути перемикання САФ нанoeлементів за допомогою ефекту спін-трансферу або спінового ефекту Холла [76, 177, 223, 238]. Принцип швидкого перемикання при цьому є незмінним, однак модель потребує певної модифікації та окремого поглибленого розгляду.

Іншою альтернативою може бути формування імпульсів поля оптичним методом, який сьогодні досить широко застосовується [91]. Керування намагніченістю наночастинок за допомогою магнітного поля лазерного імпульсу вперше було розглянуто в [60]. В основі механізму лежить зворотний ефект Фарадея, вперше описаний в роботі [155]. З того часу цей напрямок достатньо активно розвивається [102].

У [60] показано, що електричне поле циркулярно (чи еліптично) поляризованої у площині САФ електромагнітної хвилі призводить до ефективного кругового руху електронної густини в провідній наночастинці. Такий електронний рух генерує магнітний момент M_z і магнітне поле, що діє всередині частинки. На певних частотах, залежно від форми частинки, цей ефект може посилюватися плазмонним резонансом електронів провідності. Тобто пікосекундним лазерним імпульсом можна створити імпульс ефективного магнітного поля аналогічної тривалості. Прості оцінки

параметрів імпульсу зроблені у [41]. Імпульс ефективного поля амплітудою 20 мТл та тривалістю порядку 0.3 нс можна створити лазерним імпульсом з густиною енергії порядку 1 кДж/м²; тобто за типової площі лазерного променя порядку 0.1 мкм² енергія становитиме лише 100 пДж. Звісно, цей механізм також потребує детальнішого теоретичного розгляду, адже обернений ефект Фарадея дія напряду на намагніченість й оцінки, зроблені шляхом співставлення ефективного магнітного поля, є досить приблизними.

Стабільність магнітного стану у САФ. Насамкінець, розглянемо термічну стабільність стану САФ комірки пам'яті. Умова стійкості АП впорядкування слідує з частот власних мод (2.8) – стан втрачає стійкість, коли частота хоча б однієї з мод стає комплексною. У наближенні тонкого елемента САФ з невеликим ексцентриситетом, ці умови спрощуються до

$$1 + 2A - \beta > 0, \quad A + \bar{\xi} > 0. \quad (4.35)$$

Ці умови є необхідними для забезпечення стійкості АФМ стану (і достатніми для цього за відсутніх теплових флуктуацій). У реальних умовах, стабільність магнітних станів САФ можна оцінити за значенням критичної температури, при якій випадковій тепловій флуктуації намагніченості здатні переключити антиферомагнітну пару САФ через потенціальний бар'єр і таким чином змінити знак антиферомагнітного вектору в площині САФ.

Використаємо вираз для потенціальної енергії у кутових змінних (4.5), припускаючи, що умови АФМ впорядкування (4.35) виконані і $\chi = \pi/2$; $l_z = 0$:

$$U = \mu_0 M_s^2 V \left(- (A + \bar{\xi}) + \frac{\cos 2\Phi}{2} (N_y - N_x - \xi_y + \xi_x) + m_z^2 (1 - \beta) - 2m_z h \right). \quad (4.36)$$

На Рис. 4.4 схематично показано залежність потенціальної енергії U від кута Φ . Як означено вище, кут Φ описує синхронний (синфазний) рух пари магнітних моментів, який може розглядатися як «м'яка

мода», оскільки потенціальний бар'єр для переходу з одного основного стану, $\Phi_1 = \pi/2$, до іншого, $\Phi_2 = 3\pi/2$, є відносно низьким:

$$\Delta U = \mu_0 M_s^2 V (N_y - N_x - \xi_y + \xi_x) = \mu_0 M_s^2 L^2 \left(L + \frac{3}{2} d \right) \frac{a-b}{a+b}. \quad (4.37)$$

Можна оцінити критичну температуру T_C , при якій теплові флуктуації здатні змінювати магнітний стан САФ: $T_C \approx \Delta U/k_B$, де k_B – стала Больцмана.

Приймаючи характерні параметри комірки САФ як $L = 5$ нм, $d = 2$ нм, $a = 30$ нм, $a - b = 0.2a$, $M_s = 1200$ кА/м (сплави CoFeB), отримуємо $T_C \approx 2760$ К. Для довготривалої стійкості T_C має в 20-25 разів перевищувати робочу температуру (ймовірність перемагнічування за проміжок часу Δt становить $P \sim \Delta t f \exp(-\Delta U/k_B T)$, де $f \sim 10^9$ с⁻¹ – так звана «частота спроб», сумірна з частотою ФМР, і саме ця ймовірність має бути малою). Тобто робоча температура таких САФ елементів близька до температури рідкого азоту. Це цілком очікувано, адже пониження бар'єру, яке призводить до зменшення полів перемагнічування, впливає також і на теплову стійкість. Підвищення температури можливе шляхом збільшення анізотропії у площині (додаткова матеріальна анізотропія чи збільшення ексцентриситету; для цього випадку теорія перемагнічування є більш складною і потребує модифікації).

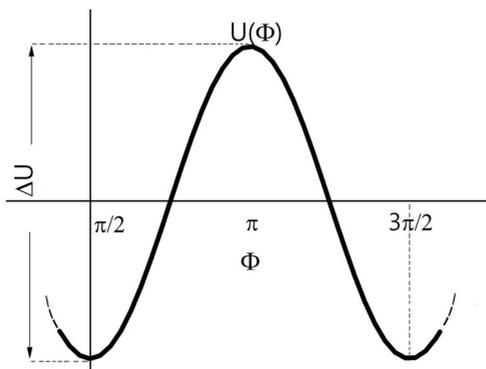


Рис. 4.4 Схема залежності потенціальної енергії САФ U від кута Φ .

Більш цікавим з точки зору практики є випадок, коли анізотропія змінюється динамічно під час дії записуючого імпульсу. Таким чином можна забезпечити одночасно низькі поля перемагнічування та високу термічну стійкість комірки пам'яті. Практична реалізація може використовувати, наприклад, ефект електрично керованої магнітної анізотропії чи зміну анізотропії під впливом деформацій, які можуть наводитись в тому числі і короткими лазерними імпульсами.

§ 4.2. Задача Капіци для магнітних моментів синтетичних антиферомагнітних систем

У цьому параграфі розглянемо інший спосіб зміни магнітного стану САФ, а саме динаміку намагніченості САФ нанoeлементу під дією швидкоосцилюючого поля. Як буде показано, система може поводити себе аналогічно маятнику Капіци, і змінне магнітне поле можна ефективно застосовувати для керування динамічним магнітним станом комірки САФ.

Вперше вплив високочастотного магнітного поля на феромагнітну систему, за аналогією із задачею Капіци [237], розглянуто у роботі [3]. Було показано, що змінне магнітне поле здатне змінювати ефективну анізотропію системи. Подальші дослідження виявили вплив високочастотного поля на параметри доменних структур у феромагнітних [12, 42, 232] та антиферомагнітних [11, 235] матеріалах. Схожий вплив на доменну структуру здатні здійснювати високочастотні акустичні хвилі [59, 234]. Відгук на змінне поле двох взаємодіючих феромагнітних шарів досліджувався числовими методами у роботах [170, 171]. У роботах [113, 114] також розглянута задача Капіци при дослідженні механічних коливань намагнічених частинок, зв'язаних диполь-дипольною взаємодією.

Дослідження, описані у даному параграфі, ґрунтуються на результатах роботи [39], де методами теоретичної фізики зроблено

ґрунтовний аналіз режиму високочастотного збудження двох зв'язаних магнітних моментів шарів комірки САФ та показано, що система може поводити себе аналогічно маятнику Капіці. Встановлено, що змінне магнітне поле може ефективно використовуватись для керування магнітним станом комірки. В аналітичному вигляді знайдено співвідношення параметрів системи та зовнішнього магнітного поля, при яких реалізуються стійкі магнітні конфігурації.

Рівняння динаміки пари зв'язаних магнітних моментів у швидкоосцилюючому магнітному полі. У цьому параграфі будемо розглядати дипольний САФ, тобто не будемо враховувати АФМ обмін між шарами САФ. Це спростить подальший аналіз і дозволить отримати порівняно прості аналітичні результати. Наявність РККЙ взаємодії не змінить головні якісні особливості динаміки системи, а лише вплине на кількісні характеристики. Досліджувана конфігурація є типовою і зображена вище на Рис. 4.1, основний стан САФ наноелемента – АФМ стан з намагніченістю шарів у площині.

Якщо дану систему помістити у змінне магнітне поле \mathbf{B} з невеликою амплітудою, магнітні моменти здійснюють малі коливання в околі положення рівноваги. При подальшому підвищенні амплітуди змінного поля, до потенціальної енергії системи додається енергія коливань. Нове положення рівноваги буде вже визначатися з умов мінімуму ефективної потенціальної енергії, як у задачі Капіці для маятника [229].

Щоб описати зазначений процес, потрібно додати до магнітної енергії (4.2) внески від планарного магнітного поля

$$\Delta W = -VM_s \sum_{i=1,2} (B_x \cos \varphi_i \sin \theta_i + B_y \sin \varphi_i \sin \theta_i), \quad (4.37)$$

або в нових узагальнених змінних:

$$\Delta W = -2V\mu_0 M_s^2 \cos \chi \sin(\Phi - \alpha), \quad (4.38)$$

де $h \cos \alpha = B_x / (\mu_0 M_s)$, $h \sin \alpha = B_y / (\mu_0 M_s)$ – компоненти планарного поля, нормовані на характерну величину магнітостатичного поля системи.

Після введення у розгляд планарного поля та вилучення певних типів взаємодій ($B_z = 0$, $\beta = 0$, $A = 0$), нормована функція Лагранжа (4.5-4.6) для даної системи набуває вигляду:

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{L}}{\mu_0 M_s^2 V} = & -\frac{2m_z}{\omega_M} \frac{d\Phi}{dt} - \frac{2l_z}{\omega_M} \frac{d\chi}{dt} - \bar{\xi} \cos 2\chi \\ & + \frac{\cos 2\Phi}{2} (\xi_y - \xi_x + (N_y - N_x) \cos 2\chi) \\ & - m_z^2 - l_z^2 + 2h \cos \chi \cos(\Phi - \alpha). \end{aligned} \quad (4.39)$$

Надалі дисипативні процеси враховувати не будемо. При цьому рівняння Лагранжа (4.7) запишуться наступним чином:

$$\begin{aligned} \frac{d\chi}{d\tau} + l_z = 0, \\ \frac{dl_z}{d\tau} + \left(2\bar{\xi} - (N_y - N_x) \cos 2\Phi \right) \sin \chi \cos \chi - h \sin \chi \cos(\Phi - \alpha) = 0, \end{aligned} \quad (4.40a)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi}{d\tau} + m_z = 0, \\ \frac{dm_z}{d\tau} - \left(\xi_y - \xi_x + (N_y - N_x) \cos 2\chi \right) \frac{\sin 2\Phi}{2} - h \cos \chi \sin(\Phi - \alpha) = 0. \end{aligned} \quad (4.40б)$$

Надалі будемо вважати, що планарне магнітне поле має осцилюючий характер, так що $h = h_0 \cos \Omega \tau$. При цьому система (4.40) зводиться до пари рівнянь другого порядку для кутових змінних:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi}{d\tau^2} + \left((N_y - N_x) \cos 2\chi + \xi_y - \xi_x \right) \sin \Phi \cos \Phi \\ + h_0 \cos \chi \sin(\Phi - \alpha) \cos \Omega \tau = 0, \\ \frac{d^2\chi}{d\tau^2} + \left((N_y - N_x) \cos 2\Phi - \xi_y - \xi_x \right) \sin \chi \cos \chi \\ + h_0 \cos \chi \cos(\Phi - \alpha) \cos \Omega \tau = 0. \end{aligned} \quad (4.41)$$

Рівняння (4.41) являють собою базу теоретичного дослідження динаміки системи. Незважаючи на ряд спрощень, структура рівнянь залишається достатньо складною через велику кількість параметрів. Однак, стан магнітної системи може бути детально досліджений у важливому частковому випадку, коли частота зовнішнього поля значно перевищує деяку характерну частоту системи $\sim \omega_M \sqrt{N_\alpha}$.

Рівноважні конфігурації магнітних моментів САФ в осцилюючому полі. Розглянемо вплив швидких осциляцій магнітного поля на рівноважні конфігурації пари магнітних моментів, зв'язних диполь-дипольною взаємодією. При цьому вважаємо, що на регулярну динаміку кутових змінних накладаються швидкі осциляції. Формально, дана система має схожість з маятником Капіці [237].

Змінні Φ , χ представимо у вигляді:

$$\Phi = \Phi_0 + \varphi, \quad \chi = \chi_0 + \varepsilon, \quad (4.42)$$

де Φ_0 , χ_0 описують регулярний поступовий рух намагніченості, а φ , ε – малі, але швидкі осциляції. Виконуючи умови, які обговорені у [237], запишемо рівняння для осцилюючої пари змінних:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \varphi}{d\tau^2} + h_0 \cos \chi_0 \sin(\Phi_0 - \alpha) \cos \Omega \tau &= 0, \\ \frac{d^2 \varepsilon}{d\tau^2} + h_0 \sin \chi_0 \cos(\Phi_0 - \alpha) \cos \Omega \tau &= 0, \end{aligned} \quad (4.43)$$

та гладкої пари змінних:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Phi_0}{d\tau^2} + \left((N_y - N_x) \cos 2\chi_0 + \xi_y - \xi_x \right) \sin \Phi_0 \cos \Phi_0 \\ - h_0 \sin \chi_0 \sin(\Phi_0 - \alpha) \overline{\varepsilon \cos \Omega \tau} \\ + h_0 \cos \chi_0 \cos(\Phi_0 - \alpha) \overline{\varphi \cos \Omega \tau} &= 0, \end{aligned} \quad (4.44a)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \chi_0}{d\tau^2} + \left((N_y - N_x) \cos 2\Phi_0 - \xi_y - \xi_x \right) \sin \chi_0 \cos \chi_0 \\ + h_0 \cos \chi_0 \cos(\Phi_0 - \alpha) \overline{\varepsilon \cos \Omega \tau} \\ - h_0 \sin \chi_0 \sin(\Phi_0 - \alpha) \overline{\varphi \cos \Omega \tau} &= 0. \end{aligned} \quad (4.44b)$$

Риска над доданками рівнянь (4.44) позначає усереднення за періодом коливань. Протягом цього часу жодних істотних змін Φ_0 та χ_0 не відбувається.

Інтегрування рівнянь (4.43) не складає проблем, оскільки величини Φ_0 та χ_0 , які повільно змінюються, можна вважати сталими параметрами. При цьому маємо $\varphi = (h_0 / \Omega^2) \sin(\Phi_0 - \alpha) \cos \chi_0 \cos \Omega \tau$, $\varepsilon = (h_0 / \Omega^2) \cos(\Phi_0 - \alpha) \sin \chi_0 \cos \Omega \tau$. Таким чином умови малості величин φ та ε зводяться до співвідношення $h_0 / \Omega^2 \ll 1$.

Після усереднення за часом система (4.44) набуває вигляду:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \Phi_0}{d\tau^2} + \left((N_y - N_x) \cos 2\chi_0 + \xi_y - \xi_x \right) \sin \Phi_0 \cos \Phi_0 \\ + \frac{h_0^2}{4\Omega^2} \cos 2\chi_0 \sin [2(\Phi_0 - \alpha)] = 0, \end{aligned} \quad (4.45a)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \chi_0}{d\tau^2} + \left((N_y - N_x) \cos 2\Phi_0 - 2\bar{\xi} + \frac{h_0^2}{4\Omega^2} \cos [2(\Phi_0 - \alpha)] \right) \\ \times \sin \chi_0 \cos \chi_0 = 0. \end{aligned} \quad (4.45b)$$

У свою чергу співвідношення (4.45) – типова система рівнянь динаміки, яка має вигляд:

$$\frac{d^2 \Phi_0}{d\tau^2} = -\frac{dU_{\text{eff}}}{d\Phi_0}, \quad \frac{d^2 \chi_0}{d\tau^2} = -\frac{dU_{\text{eff}}}{d\chi_0}, \quad (4.46)$$

де U_{eff} – ефективна потенціальна енергія системи з двома степенями свободи. Значення U_{eff} встановлюється з умов відповідності виразів (4.45) та (4.46):

$$\begin{aligned} U_{\text{eff}}(\chi_0, \Phi_0) = -\frac{\xi_y - \xi_x}{4} \cos 2\Phi_0 + \frac{1}{4} \cos 2\chi_0 \\ \times \left[2\bar{\xi} - (N_y - N_x) \cos 2\Phi_0 - \frac{h_0^2}{4\Omega^2} \cos [2(\Phi_0 - \alpha)] \right]. \end{aligned} \quad (4.47)$$

Визначення ефективної потенціальної енергії (4.47) системи є основним результатом теорії. Стійкі магнітні конфігурації пари

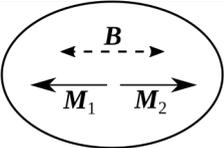
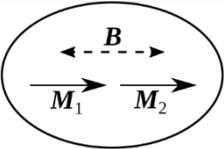
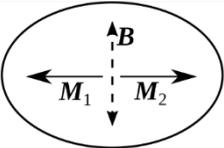
зв'язаних магнітних моментів визначаються з умов мінімуму ефективної потенціальної енергії:

$$\frac{dU_{\text{eff}}}{d\Phi_0} = \frac{dU_{\text{eff}}}{d\chi_0} = 0, \quad \frac{d^2U_{\text{eff}}}{d\Phi_0^2} = 0, \quad \frac{d^2U_{\text{eff}}}{d\chi_0^2} > 0, \quad (4.48)$$

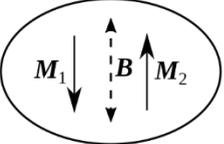
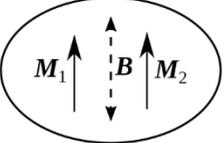
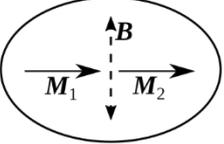
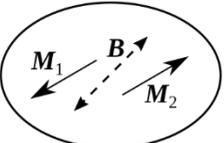
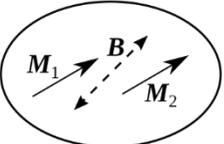
$$\frac{d^2U_{\text{eff}}}{d\Phi_0^2} \frac{d^2U_{\text{eff}}}{d\chi_0^2} > \left(\frac{d^2U_{\text{eff}}}{d\chi_0 d\Phi_0} \right)^2.$$

Співвідношення (4.48) дозволяє досліджувати магнітні конфігурації при довільній орієнтації зовнішнього поля, однак, щоб скоротити розрахунки та спростити задачу, були розглянуті окремі часткові випадки (таблиця 4.2), які відповідають різним кутам орієнтації магнітного поля $\alpha = 0, \pi/2, \pi/4$.

Таблиця 4.2. Динамічні стани САФ нанoeлементa під впливом швидкоосцилюючого магнітного поля та умови їх стійкості. Вважається, що $N_x - N_y + \xi_x + \xi_y > 0$, тобто ФМ стан у нульовому полі нестійкий.

Схематичне зображення напрямку прикладання поля та магнітної конфігурації	Значення кутів	Умови стійкості
$\alpha = 0$		
	$\chi_0 = \Phi_0 = \pi / 2,$ $\varphi_1 = \pi, \varphi_2 = 0$	Стала завжди
	$\chi_0 = \Phi_0 = 0$ $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$	$\frac{h_0^2}{2\Omega^2} > N_x - N_y + \xi_y + \xi_x$ $\frac{h_0}{\Omega} > \sqrt{\frac{\pi L(a+b)}{4 ab}}$
$\alpha = \pi / 2$		
	$\chi_0 = \Phi_0 = \pi / 2,$ $\varphi_1 = \pi, \varphi_2 = 0$	$\frac{h_0^2}{2\Omega^2} < N_y - N_x - \xi_y + \xi_x$ $\frac{h_0}{\Omega} < \sqrt{\frac{(a-b) L(L+3d/2)}{a a^2}}$

Продовження таблиці 4.2.

$\alpha = \pi / 2$		
	$\chi_0 = \frac{\pi}{2}, \Phi_0 = \pi$ $\varphi_1 = \frac{3\pi}{2}, \varphi_2 = \frac{\pi}{2}$	$\frac{h_0^2}{2\Omega^2} > N_y - N_x - \xi_y + \xi_x$ $\frac{h_0}{\Omega} > \sqrt{\frac{(a-b)L(L+3d/2)}{a a^2}}$
	$\chi_0 = \pi, \Phi_0 = \frac{\pi}{2}$ $\varphi_1 = \varphi_2 = \frac{\pi}{2}$	$\frac{h_0^2}{2\Omega^2} > N_y - N_x + \xi_y + \xi_x$ $\frac{h_0}{\Omega} > \sqrt{\frac{\pi L(a+b)}{4 ab}}$
	$\chi_0 = \Phi_0 = 0$ $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$	Нестійка, не реалізується
$\alpha = \pi / 4$		
	$\varphi_1 = \pi + \frac{1}{2} \arctg C,$ $\varphi_2 = \frac{1}{2} \arctg C,$ де $C = \frac{h^2 / (2\Omega^2)}{(N_y - N_x) - (\xi_y - \xi_x)}$	Стала завжди
	$\varphi_1 = \varphi_2 = \frac{1}{2} \arctg C_1,$ де $C_1 = \frac{h^2 / (2\Omega^2)}{(N_y - N_x) + (\xi_y - \xi_x)}$	$\xi_y + \xi_x < \frac{N_y - N_x + \frac{C_1 h^2}{2\Omega^2}}{\sqrt{1 + C_1^2}}$ $\frac{h_0}{\Omega} > \sqrt{\frac{\pi L(a+b)}{4 ab}}$

При прикладанні поля паралельно до легкої осі анізотропії форми (велика піввісь еліпса) ФАМ конфігурації завжди залишається стійкою. Однак при перевищенні певного критичного значення амплітуди швидкоосцилюючого поля стійкою стає і ФМ конфігурація. Схожа ситуація має місце і при прикладанні поля під кутом ($\alpha = \pi/4$) і, очевидно, і при менших кутах $|\alpha| < \pi/4$. Більш цікавим є випадок прикладання поля вздовж малої півосі еліпсу ($\alpha = \pi/2$). Тут

різноманіття можливих конфігурацій стає більшим, і додаються можливі конфігурації з намагніченостями шарів САФ, паралельними до напрямку поля. Більше того, жодна з магнітних конфігурацій не є стійкою за будь-яких значень параметрів. Отже, підбором параметрів прикладеного поля можна досягти ситуації, коли стійкою буде лише одна конфігурація. Такий випадок є найбільш цікавим для реалізації перемагнічування САФ комірок. Варто очікувати переходу від чотирьох можливих конфігурацій до двох при відхиленні напрямку прикладання швидкоосцилюючого поля від $\alpha = \pi/2$ на певне критичне значення; це питання потребує додаткових досліджень.

Тож у підсумку показано, що зміною амплітуди, частоти та кута прикладання швидкоосцилюючого магнітного поля можна змінювати діаграму стійкості САФ, а отже і стан САФ комірки.

Розділ 5

Нанoeлементи з термoкерoваною міжшарoвою взаємодією

Міжшарова взаємодія є фундаментальною характеристикою магнітних багатшарових структур, в тому числі САФ, яка, як описано у попередніх розділах, впливає і на статичну магнітну конфігурацію, і на магнітну динаміку структур. Зазвичай параметри міжшарової взаємодії задаються під час виготовлення структур і, таким чином, залишаються незмінними. Так, стала РККЙ взаємодії визначається товщиною прошарку між магнітними шарами САФ, а дипольна взаємодія повністю визначається геометрією нанoeлементу.

Можливість контролювати міжшарову взаємодію після виготовлення додає важливу функціональну ступінь свободи і є дуже цікавою для різноманітних практичних застосувань. Існує кілька підходів до динамічного керування міжшаровою взаємодією. Протягом останнього десятиріччя з'явилися теоретичні роботи, які передбачають можливість зміни сталої РККЙ взаємодії за допомогою механічних напружень [57, 58]. Поки розгляд обмежений РККЙ взаємодією між магнітними домішками у нанотрубках та подібних структурах, які піддаються сильним деформаціям, тож можливість досягнення достатньо великого ефекту у САФ залишається відкритим питанням. Також є перші експериментальні роботи, що демонструють наявність певного впливу електричного поля на РККЙ взаємодію, що на сьогодні пояснюють дисторсією поверхні Фермі під впливом великих електричних полів [216].

Найбільш дослідженими і станом на сьогодні найбільш перспективними методами керування міжшаровою взаємодією є термічні методи. Окрім РККЙ та дипольної взаємодії слід відмітити також супутні взаємодії, які часто використовуються для побудови

САФ, а саме: (i) прямиий обмін між двома прилеглими ФМ шарами, (ii) обмінний зв'язок на інтерфейсі ФМ/АФМ, відомий як ефект обмінного закріплення, а також (iii) магнітостатична взаємодія Нееля, відома ще як взаємодія апельсинової шкірки, що виникає за рахунок ненульової шорсткості поверхні і зазвичай є слабким, але паразитним внеском.

Усі перераховані взаємодії мають досить слабку чутливість до температури, оскільки визначаються високою магнітною поляризацією вибраних матеріалів, що відповідно можливо лише при виборі температури Кюрі (або точки Нееля для АФМ), яка значно вища робочої (зазвичай, кімнатної) температури. Проте були запропоновані підходи для отримання структур з надзвичайною чутливістю до температури. Наприклад, в основі запропонованої термокерованої магнітної пам'яті TA-MRAM¹ [162] лежить принцип підігріву структури вище температури Нееля T_N АФМ шару, який закріплює один із функціональних ФМ шарів САФ-структури (в даному випадку спінового вентиля, Рис. 5.1). При $T > T_b$, така структура перемикається у прикладеному магнітному полі, і новий стан «заморожується» при охолодженні. Даний підхід спрямований на вирішення проблеми перемикання вибраної магнітного комірки пам'яті за рахунок локального підігріву, наприклад, шляхом пропускання електричного струму, в той час коли усі інші комірки, що знаходяться у прикладеному магнітному полі і яке важко локалізувати, зберігають вихідний стан. Основним недоліком такого підходу залишається потреба у значному підігріві структури (значно вище 100 °C), що призводить до суттєвого енергоспоживання та пришвидшує деградацію матеріалу.

В основі концептуально іншого підходу, який спрямований на вирішення проблеми перегріву структур і якому присвячений даний розділ, лежить використання тонких шарів розбавленого феромагнетика з низькою температурою Кюрі T_C .

¹ Thermally Assisted Magnetic Random Access Memory – термокерована магнітна пам'ять з довільним доступом.

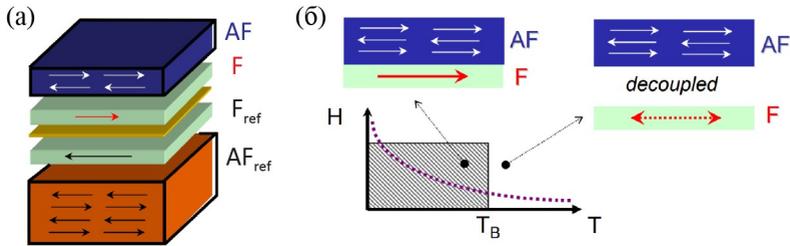


Рис. 5.1. Принцип роботи пам'яті TA-MRAM на основі термозалежного обмінного закріплення АФМ шаром. (а) Схематичне зображення багат шарової структури, де АФМ шар AF характеризується низькою температурою впорядкування T_N , в той час як AF_{ref} має високу T_N і є відносно нечутливим до температури. (б) При нагріві вище температури блокування T_B структури AF/F, шар F можна вільно перемагнічувати, при чому напрямок магнітного моменту «заморожується» при подальшому охолодженні нижче T_B . Рисунок адаптований з [162] ©2017 IOP Publishing.

Нижче §5.1 та §5.2 присвячені опису структур з прямим і непрямим міжшаровим обміном, відповідно, вибору матеріалів, а також дослідженню їхньої термомагнітної поведінки магнітометричними методами. У §5.3 описано результати по виявленому супутньому, але не менш цікавому магнітокалоричному ефекту у структурах. Нарешті §5.4 ознайомлює із можливістю керування міжшаровою взаємодією електричним струмом за рахунок омичного нагрівання.

§5.1. Структури з прямим міжшаровим обміном: перемикач Кюрі

Структура та вибір матеріалів. Контрольована температурою міжшарова *пряма обмінна взаємодія*¹ була успішно продемонстрована у структурах типу $F_1/f/F_2$, де два ФМ шари F_1 та F_2 розділені тонким ФМ шаром з температурою Кюрі T_C^f , значно

¹ В контексті міжшарової взаємодії, далі терміни *пряма обмінна взаємодія*, *прямий обмін* та *міжшаровий обмін* вживаються взаємозаміно.

нижчою ніж T_C шарів F_1 та F_2 [4, 5, 99, 100]. При $T < T_C^f$ шари F_1 та F_2 досить сильно зв'язані прямою обмінною взаємодією феромагнітного типу (тобто, мінімум енергії відповідає паралельній конфігурації) із прошарком f . Оскільки прошарок є тонким, то розподіл намагніченості за його товщиною є однорідним, і феромагнітний зв'язок основних шарів наноструктури з прошарком призводить до ефективного зв'язку феромагнітного типу між шарами F_1 та F_2 . Однак, коли прошарок f переходить у парамагнітний стан, за $T > T_C^f$, обмінна взаємодія з прошарком зникає, і шари F_1 та F_2 залишаються пов'язаними лише дипольною взаємодією (у випадку наноелементів) або невзаємодіючими взагалі (у випадку плівкових шарів). Таким чином, шляхом зміни температури в околі T_C^f можливо вмикати чи вимикати ефективну обмінну взаємодію між шарами F_1 та F_2 .

Технологічно, для отримання антипаралельної орієнтації САФ структури один із ФМ шарів обмінно закріплюється за допомогою ефекту обмінного зміщення з АФМ шаром, у результаті повна структура набуває вигляду $F_1/f/F_2/AF$, де AF – АФМ шар.¹ Тоді за відсутності міжшарового обміну ($T > T_C^f$), магнітний момент вільного шару F_1 можна перемикає антипаралельно за допомогою зовнішнього магнітного поля, в той час як момент шару F_2 залишається фіксованим вздовж напрямку закріплення шаром AF ; див. Рис. 5.2. Коли міжшаровий обмін діє, магнітні моменти обох шарів F_1 та F_2 фіксовані вздовж напрямку обмінного закріплення.

Ефективність описаного термомагнітного механізму для практичних застосувань залежить від правильного вибору матеріалів. Розбавлений ФМ сплав Ni_xCu_{100-x} (далі $NiCu$) особливо добре підходить в якості матеріалу f через ряд причин. По-перше, T_C сплаву майже лінійно залежить від концентрації x : із зміною x між ~ 43 – 100 ат.%, T_C монотонно збільшується від 0 К до 627 К [189], що дозволяє вибрати температуру термомагнітного переходу у бажаному

¹ Слід відмітити, що САФ-структури можуть бути отримані і на основі $F_1/f/F_2$ системи, коли вона виготовлена у вигляді наноелементів. Тоді прямий обмін через f конкурує із магнітостатичною взаємодією між F_1 та F_2 , і використання обмінного зміщення не обов'язкове.

інтервалі (зокрема близько кімнатної або трохи вище). По-друге, завдяки близькості параметрів кристалічної ґратки ($a_{\text{Ni}} = 3.523 \text{ \AA}$, $a_{\text{Cu}} = 3.616 \text{ \AA}$), атоми Ni та Cu формують однорідний сплав, який можливо виготовити, наприклад, шляхом магнетронного розпилення, який широко використовуються для синтезу магнітних багатошарових структур. Нарешті, параметри сформованої ґратки відмінно поєднуються з кристалічними параметрами інших широко використовуваних матеріалів, зокрема $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (пермалой, Py), який часто використовуються як «вільний» перемагнічуваний шар, а також ФМ $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ (FeCo) та АФМ $\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$ (IrMn), які класично використовуються для формування бішарів із сильним обмінним закріпленням. Таким чином багатошарова структура $F_1/f/F_2/\text{AF}$ відповідає оптимальному вибору матеріалів Py/NiCu/CoFe/IrMn, де товщини усіх шарів лежать у межах 5–10 нм.

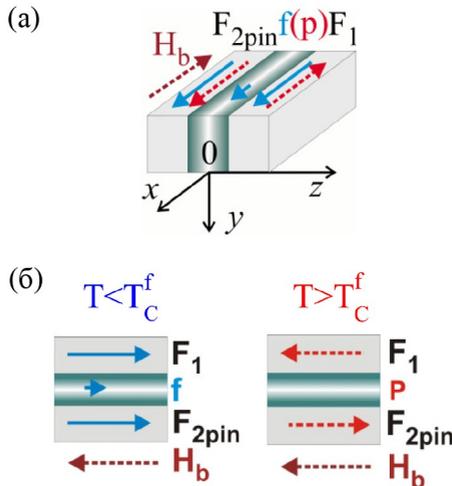


Рис. 5.2 Принцип роботи структури типу «перемикач Кюрі». (а) Структура складається із «вільного» шару F_1 , обмінно закріпленого шару F_{2pin} , та розбавленої прошарку f (спейсер) з низькою точкою Кюрі T_C^f . (б) У залежності від стану f , шари F_1 та F_{2pin} можуть бути ефективно обмінно зв'язаними ФМ обміном через f ($T < T_C^f$) або незалежними, коли f у парамагнітному стані ($T > T_C^f$). Передруковано з дозволу з [100]. ©2014 American Physical Society.

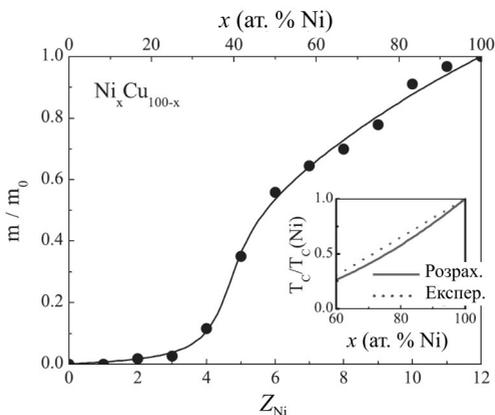


Рис. 5.3 Магнітний момент на один атом Ni в сплавi Ni_xCu_{100-x} та відповідна температура Кюрі в залежності від концентрації x ат. % Ni, розраховані з перших принципів. Дані взяті з [99].

На Рис. 5.3. показані концентраційні залежності намагніченості та температури Кюрі для сплаву NiCu. Важливо зазначити, що діаграма на Рис. 5.3 показана для об'ємного матеріалу і не зовсім відповідає поведінці тонкого шару розбавленого ФМ (f), який знаходиться між сильно феромагнітними шарами F_1 та F_2 . Причиною цього ефекту *обмінного підмагнічування* (який також часто називають *ефектом близькості*¹) зі сторони F_1 та F_2 , який полягає в проникненні ФМ обмінного поля на певну товщину в f зі сторони інтерфейсу F_1/f (або f/F_2), таким чином підмагнічуючи атомні моменти поблизу поверхні [73]. Як результат, *ефективна точка Кюрі* такого тонкоплівкового шару f може значно підвищуватись, при чому ефект сильніший для тонких шарів f і нелінійно залежить від товщини. Даний ефект близькості потрібно враховувати при виборі матеріалів на основі попередніх калібрувальних досліджень в залежності від концентрації сплаву та товщини шару.

Термомагнітне перемикання. Детальну інформацію про температурозалежні зміни у міжшаровій взаємодії можливо отримати з використанням магнітометрії, як це ґрунтовно і систематично

¹ Варто розрізняти з ефектом близькості в системах феромагнетик/надпровідник.

досліджується у роботі [100]. На Рис. 5.4 приведено приклад петель перемагнічування для одної із структур типу $F_1/f/F_2/AF$, виміряних у полі прикладеному у площині півки вздовж напрямку обмінного закріплення. Петля при $T = 300$ К відповідає випадку $T > T_C^f \approx 240$ К, коли прошарок f знаходиться у парамагнітному стані, і між F_1 та F_2 відсутній ефективний міжшаровий обмін. Петля складається із двох мінорних петель, які відповідають вільному шару F_1 (перемагнічування в нулі поля) та закріпленому F_2 (зміщена мінорна петля внаслідок обмінного закріплення). Плато між двома мінорними петлями відповідає антипаралельній конфігурації магнітних моментів F_1 та F_2 , що є визначальною характеристикою САФ систем.

Петля при $T = 5$ К відповідає випадку $T > T_C^f$, коли прошарок f перебуває у магнітовпорядкованому стані і таким чином ефективно обмінно зв'язує зовнішні шари F_1 та F_2 . Зміщення мінорної петлі F_1 пропорційне силі міжшарового зв'язку. Зі значним підсиленням міжшарової взаємодії, наприклад, при низькій температурі та/або тонкому прошарку f , дві мінорні петлі зливаються і досягнення основного САФ стану неможливо – структура має властивості суцільного ФМ шару із обмінним закріпленням.

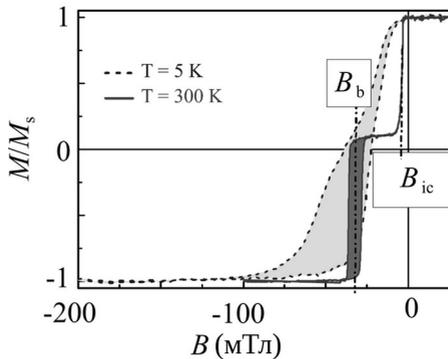


Рис. 5.4 Петлі перемагнічування $M(B)$ в площині півки для структури $F_1/Ni_{52}Cu_{48}/F_2$ у випадку сильного міжшарового зв'язку ($T = 5$ К, суцільна крива, темна область гістерезису) та слабого зв'язку ($T = 300$ К, штрихова крива, світла область гістерезису). B_b – обмінне поле зміщення закріпленого шару (F_2); B_{ic} – поле «вільного» шару F_1 , що характеризує силу міжшарового зв'язку. Адаптовано з [100].

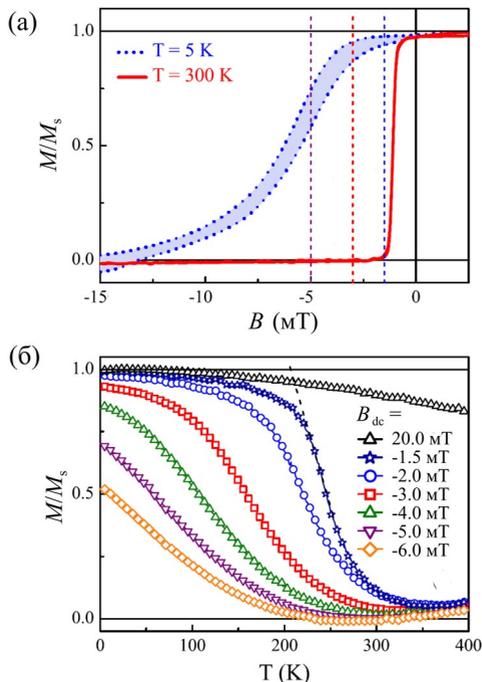


Рис. 5.5 (а) Мінорні петлі перемагнічування для структури $F_1/\text{Ni}_{40}\text{Cu}_{60}/F_2$ у випадку сильного ($T = 5 \text{ K}$) та слабкого ($T = 300 \text{ K}$) міжшарового зв'язку. Пунктирні вертикальні лінії показують поле зміщення V_{dc} , у якому можливе термомагнітне перемикання. (б) Нормовані криві намагніченості в залежності від температури за різних значень прикладеного поля V_{dc} . Адаптовано з [100].

Температурозалежне зміщення мінорної петлі F_1 внаслідок виникнення і підсилення ефективного прямого обміну між F_1 та F_2 (Рис. 5.5(а)) надає структурі цікаву і важливу функціональність. За вибору певної величини зовнішнього магнітного поля, магнітний стан структури можливо перемикати з паралельної орієнтації в антипаралельну і навпаки шляхом лише зміни температури. При чому перемикається магнітний момент шару F_1 , тоді як момент F_2 залишається фіксованим. Якщо F_1 водночас є частиною додаткової магніторезистивної частини структури, наприклад, *магнітного*

тунельного переходу, то таке перемикання відображається у значній зміні електричного опору, що обговорюється у §5.3.

Температурний інтервал описаного термомагнітного перемикання становить близько 100 К, що є занадто широким з практичної точки зору. Однак перехід можна зробити значно вужчим, якщо зменшити ефект близькості у прошарку f , який є основною причиною такого уширення (даний ефект задає певний розподіл T_C в прошарку f в залежності від відстані від інтерфейсів F_1/f , f/F_2). У зв'язку з цим у роботі [99] була запропонована структура із «градієнтним» прошарком типу $F_1/f^*/f/f^*/F_2$, де додатковий інтерфейсний прошарок f^* має ще більший ступінь магнітного розбавлення і таким чином ефективно «відсікає» проникнення обмінного поля зі сторони F_1 та F_2 . Як показано на Рис. 5.6, ширина термомагнітного переходу для такої структури може складати близько 20 К, що в декілька разів менше за ширину для вихідної структури $F_1/f/F_2$.

Нанорозмірні багат шарові САФ структури. Як було описано вище, для спостереження (і практичного використання) термомагнітного перемикання у суцільних багат шарових структурах потрібно прикласти відносно невелике зовнішнє магнітне

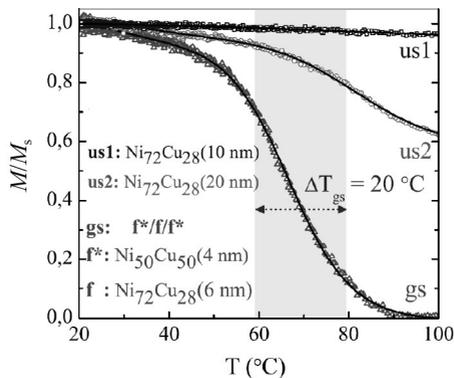


Рис. 5.6 Нормовані криві намагніченості в залежності від температури для двох структур з однорідним прошарком (us1, us2) та «градієнтним» (gs); криві виміряні у полі $\mu_0 H_{dc} = -5$ мТл. Адаптовано з [99].

поле. Роль цього поля полягає у перемиканні САФ структури в антипаралельну конфігурацію, що неможливо у нульовому полі за рахунок коерцитивної сили вільного шару F_1 . Окрім коерцитивної сили структури мають невеликий *залишковий* ФМ міжшаровий зв'язок, який викликаний недосконаlostями структури і спостерігається як невелике зміщення мінорної петлі шару F_1 (див Рис. 5.4).

Описана проблема, однак, вирішується у нанорозмірних САФ структурах, виготовлених на основі структури типу $F_1/f/F_2$ у вигляді нанодисків (Рис. 5.7(а),(б)), як це було показано у роботах [18, 19]. Роль поля, що перемикає структуру в антипаралельну конфігурацію, виконує магнітостатична взаємодія між шарами F_1 та F_2 , і, таким чином, відпадає потреба у використанні додаткового АФМ шару для обмінного закріплення. Термомагнітне перемикання у нульовому магнітному полі було показано у масивах нанорозмірних САФ структур $\text{Pu}/\text{NiCu}/\text{Pu}$, як це чітко спостерігається на температурній залежності залишкової намагніченості, виміряної з використанням МОЕК-магнітометрії; див. Рис. 5.7(в).

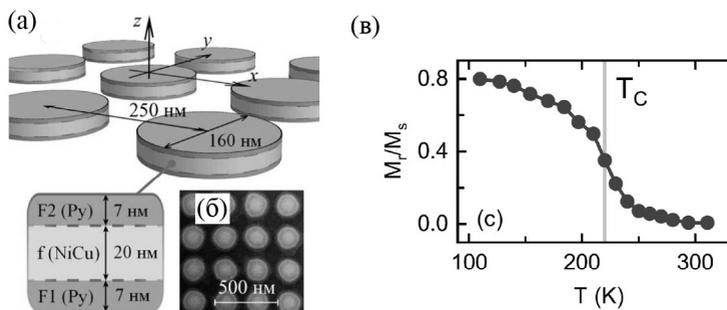


Рис. 5.7 (а) Схематичне зображення масиву багатошарових САФ нанодисків та (б) СЕМ зображення виготовленої системи. [19]. (в) Температурна залежність залишкового магнітного моменту САФ нанодисків $\text{Pu}/\text{NiCu}(10 \text{ нм})/\text{Pu}$, отримана з використанням МОЕК-магнітометрії. Рисунок адаптовано з робіт [18, 19].

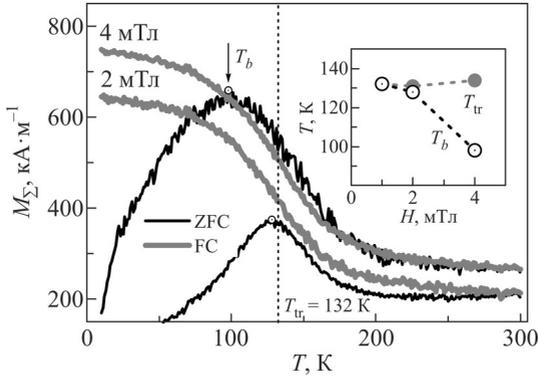


Рис. 5.8 Магнітний момент масиву САФ нанодисків в залежності від температури, виміряний з використанням СКВІД-магнітометрії у режимах FC (охолодження в полі) та ZFC (без поля). На вставці зображені характерні значення температури термомагнітного перемикання T_{tr} та блокування T_b . Адаптовано з [19].

Цікаво відмітити, що додаткові дослідження СКВІД-магнітометрії в режимах FC та ZFC, окрім підтвердження термомагнітного перемикання, також виявили термоактивовану поведінку; див. [19]. Її проявом є спостереження піку на кривих ZFC, який зміщується до низьких температур за більших значень прикладеного поля. Така поведінка типово спостерігається для систем суперпарамагнітних наночастинок значно менших за розмірами, $\sim 10 \text{ nm}$, але неможлива в одинарних ФМ частинках такого великого розміру ($\sim 100 \text{ nm}$ в площині) за рахунок значно вищої енергії магнітної анізотропії порівняно з енергією теплових флуктуацій $k_B T$. Проте такі властивості можуть виникати у нанодисках САФ за рахунок конкуренції магнітостатичної та прямої міжшарової взаємодій, що ефективно понижує енергетичний бар'єр і, відповідно, призводить до термічно активованої поведінки.

§5.2. Структури з термокерованою взаємодією Рудермана-Кіттеля-Косуя-Йосіди

На відміну від описаних вище структур типу «перемикач Кюрі» термомагнітне перемикання у нульовому полі можливо досягнути у суцільних багатошарових структурах з непрямих обміном РККЙ. Характерною особливістю взаємодії РККЙ у багатошарових структурах типу F/N/F, де зовнішні ФМ шари F розділені немагнітним прошарком N, є осцилююча залежність сили та знаку взаємодії (J_{eff}) від товщини прошарку d_N ; див. Рис. 5.9. Шляхом підбору d_N можливо досягти як ФМ ($J_{\text{eff}} > 0$) так і АФМ ($J_{\text{eff}} < 0$) основного магнітного стану.

Непрямий міжшаровий обмін пояснюється спін-залежною інтерференцією електронів провідності у прошарку N. Оскільки енергія Фермі електронів провідності значно вища термічної за кімнатних умов, РККЙ взаємодія майже не чутлива до зміни температури. Проте шляхом вибору матеріалу шарів F, магнітні властивості якого значно залежать від температури, можливо досягти певної температурної залежності непрямого обміну як це було показано для систем Tb/Y/Gd [36] та Co/Pt [116]. Проте вказані структури характеризуються слабкою РККЙ взаємодією, а відчутні температурні зміни спостерігаються при зміні температури на величину близько 100 K, що далеко від вимог з точки зору більшості потенційних застосувань. Значно більш виражені зміни сильної міжшарової РККЙ в температурному інтервалі $\sim 10\text{--}20$ K були досягнуті у структурах, де немагнітний прошарок N був слабко легований магнітними атомами [156,157], про що йдеться далі в цьому параграфі.

Структури та вибір матеріалів. Перші багатошарові структури з РККЙ взаємодією були виготовлені на основі Fe/Cr та Co/(Ru,Cr,Cu) [8, 62, 138]. Саме в надгратках цих матеріалів були відкриті ефекти осцилюючої міжшарової взаємодії та ефект гігантського магнітоопору, які дали початок цілому напрямку досліджень – спінтроніці, а самі структури стали класичними.

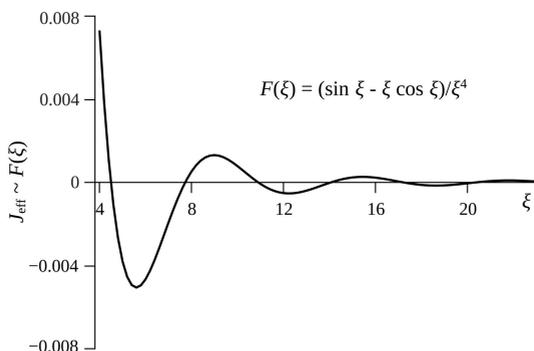


Рис. 5.9 Характерна осцилююча поведінка константи непрямого обміну РККЙ, J_{eff} , в залежності від характерного розміру ξ , в якості якого у випадку багат шарових структур $F/N/F$ є товщина немагнітного шару d_N .

Прошарок Cu у системі Co/Cu/Co технологічно можливо легувати атомами Ni за рахунок гарного змішування, проте два фактори унеможливають отримання структур з вираженою температурною залежністю РККЙ в таких Co/NiCu/Co системах. По-перше, сплав $\text{Ni}_x\text{Cu}_{100-x}$ стає парамагнітним (температура Кюрі $T_C = 0$) при концентрації Ni $x < 42$ ат. % та діамагнітним при $x < 25$ ат. %, тобто для реалізації прямого обміну потрібні високі концентрації Ni x . Однак, і це є другим фактором, зі збільшенням концентрації Ni x значно зростає спін-залежне розсіювання електронів провідності на парамагнітних центрах (атомах Ni), що призводить до значного послаблення РККЙ взаємодії. Остання властивість була використана у роботі [198] для спостереження концентраційного переходу парамагнетик-діамагнетик на основі вимірів гігантського магнітоопору у таких багат шарових структурах.

У системі Fe/Cr/Fe прошарок Cr можливо легувати Fe, причому, окрім гарного змішування, сплав $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$ (далі FeCr) характеризується магнітним впорядкуванням за малих концентрацій Fe, $x < 20$ %; див. Рис. 5.10. Таким чином було запропоновано два типи структур: (i) з суцільним прошарком Fe/FeCr/Fe, та (ii) комбінованим прошарком Fe/[Cr/FeCr/Cr]/Fe. Обидва типи структур вище температури магнітного впорядкування прошарку T_C^{FeCr} зв'язані

АФМ міжшаровим обміном РККЙ, який визначає АФМ орієнтацію магнітних моментів в основному стані. Проте при $T < T_c^{\text{FeCr}}$, коли основний стан визначається ФМ орієнтацією, міжшаровий зв'язок відрізняється для двох структур: Fe/FeCr/Fe зв'язується за рахунок прямого обміну з прошарком FeCr, тоді як у Fe/[Cr/FeCr/Cr]/Fe встановлюється ланцюговий зв'язок Fe-FeCr-Fe за рахунок ФМ РККЙ взаємодії між парами Fe-FeCr та FeCr-Fe. Для реалізації такої комплексної взаємодії в Fe/[Cr/FeCr/Cr]/Fe важливо вибрати правильну товщину шарів: так, сумарна товщина Cr/FeCr/Cr має відповідати товщині першого АФМ піку на діаграмі, наведеній на Рис. 5.9, тоді як товщина окремих шарів Cr має відповідати першому ФМ піку на цій діаграмі.

Слід відмітити роль сильного магнітного підмагнічування в цих структурах, яке проявляється як значно вищі значення ефективної температури Кюрі прошарку T_c^{FeCr} у порівнянні з критичними температурами для об'ємних сплавів. Окрім цього, виникнення ФМ міжшарового обміну говорить про ФМ природу шарів FeCr з концентрацією $x = 5\text{--}20$ ат. % Fe, в той час як діаграма для об'ємного сплаву говорить про АФМ впорядкування для цих концентрацій; див. рис. 5.10. Нарешті, природа магнітного підмагнічування у Fe/[Cr/FeCr/Cr]/Fe відрізняється від такої у суцільному спейсері. При

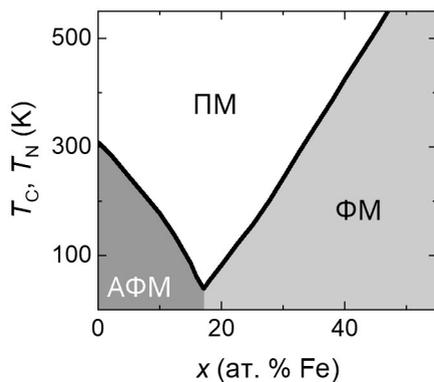


Рис. 5.10 Магнітна фазова діаграма об'ємного сплаву $\text{Fe}_x\text{Cr}_{100-x}$.

зародженні магнітної поляризації у центральному FeCr, вона суттєво підсилюється за рахунок ФМ РККЙ взаємодії на даній товщині, дія якої аналогічна дії ефективного поля непрямої обмінної взаємодії РККЙ на тонкий FeCr. Як наслідок цього було виявлено два важливі ефекти. Перше – це значне звуження діапазону термомагнітного перемикання, близько 10–20 К, про що йдеться далі. Друге – це прояв *гігантського магнітокалоричного ефекту*, де за рахунок такого підмагнічування ефективним полем непрямого обміну можна досягти надзвичайного підсилення впливу зовнішнього магнітного поля на магнітне впорядкування у центральному шарі FeCr, про що йтиметься детальніше у §5.3.

Термомагнітне перемикання. Рисунок 5.11 показує типові петлі перемагнічування для двох типів структур Fe/FeCr/Fe та Fe/[Cr/FeCr/Cr]/Fe, та їх зміну в залежності від концентрації атомів Fe у прошарку за сталої (кімнатної) температури. Номінальна петля намагнічування зразка з 0 ат. % Fe має характерну форму притаманну структурам з АФМ міжшаровим обміном: нульова залишкова намагніченість та поле насичення – поле, яке треба прикласти для переорієнтації магнітних моментів шарів в одному напрямку. Форма петлі у вигляді сходинок та певна ширина мінорної петлі пояснюються наявністю магнітної анізотропії у площині плівки. За рахунок полікристалічної природи плівок вісь магнітної анізотропії рівномірно розподілена по всім напрямкам і внаслідок усереднення дає спостережувану форму петлі [158].

Зі збільшенням концентрації Fe поле насичення петлі зменшується, що відображає послаблення міжшарової РККЙ взаємодії. За певної концентрації спостерігається одиночна петля, що є результатом зміни АФМ міжшарової взаємодії на ФМ. Це додатково підтверджується на експерименті, де один із зовнішніх шарів Fe був обмінно закріплений АФМ шаром – як наслідок спостерігається одиночна петля, але зміщена по полю, що однозначно підтверджує ФМ міжшарову взаємодію; див. вставку на Рис. 5.11(a). Для структури Fe/[Cr/FeCr/Cr]/Fe, концентрація, за якої спостерігається

ФМ міжшарова взаємодія, дещо вища, що пояснюється іншим типом магнітного підмагнічування, як це обговорювалось вище.

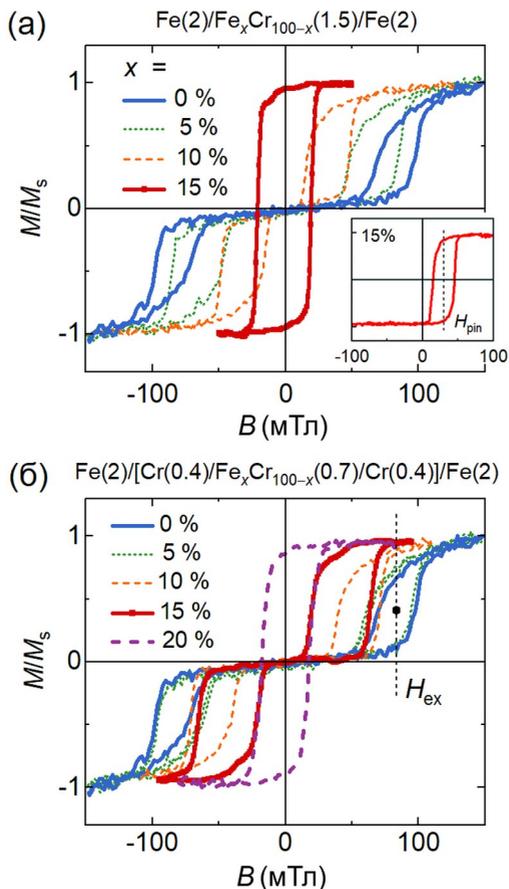


Рис. 5.11 Петлі перемагнічування для багатошарових структур Fe/FeCr/Fe (а) та Fe/[Cr/FeCr/Cr]/Fe (б) в залежності від концентрації Fe (у ат. %) у центральному прошарку FeCr. У дужках підписів структур вказано товщину шарів у нанометрах. На вставці на панелі (а) зображено зміщена петля для структури Fe/FeCr/Fe/AF з концентрацією Fe $x = 15$ ат. % та із закріпленням нижнього шару за рахунок обмінного зміщення. H_{ex} – поле зміщення мінорної петлі (вертикальна пунктирна лінія позначає H_{ex} для 0 ат. % Fe). Адаптовано з [156].

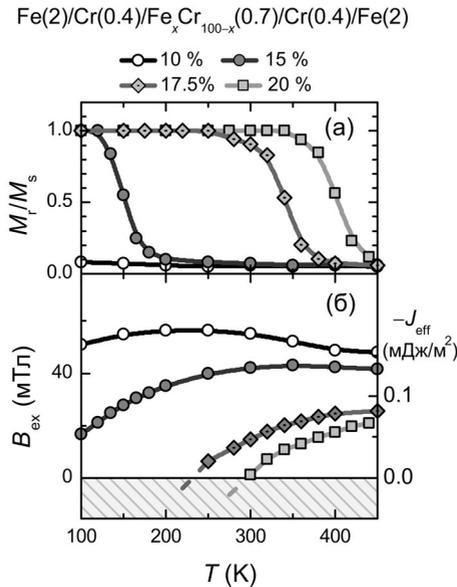


Рис. 5.12 (а) Залежність залишкової намагніченості від температури для структури $\text{Fe}/[\text{Cr}/\text{FeCr}/\text{Cr}]/\text{Fe}$ (див. підпис на рисунку; товщина шарів у нанометрах). (б) Відповідні температурні залежності поля зміщення B_{ex} та константи міжшарового обміну J_{eff} . Адаптовано з [156].

Термомагнітне перемикання для структури $\text{Fe}/[\text{Cr}/\text{FeCr}/\text{Cr}]/\text{Fe}$ (аналогічна поведінка характерна і для структури $\text{Fe}/\text{FeCr}/\text{Fe}$) показано на Рис. 5.12. На температурній залежності залишкової намагніченості інтервал перемикання становить 20–40 К, а температура перемикання залежить від вибраної концентрації Fe. Важливо відмітити, що за рахунок ненульової коерцитивної сили мінорної петлі, перемикання типу міжшарової взаємодії АФМ-ФМ відбувається за дещо нижчої температури, що можна відслідкувати на основі поля зміщення $H_{\text{ex}} = B_{\text{ex}}/\mu_0$, як це показано на Рис. 5.11(б).

Товщина шару Cr у $\text{Fe}/[\text{Cr}/\text{FeCr}/\text{Cr}]/\text{Fe}$ є важливим параметром, оскільки вона має бути достатньо товстою, щоб забезпечити відсутність прямого обміну між Fe та FeCr, який можливий в певних місцях за рахунок недосконалостей структури, на кшталт шорсткості інтерфейсів. Додаткові експерименти у структурах $\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Fe}$ показали,

що шари Cr товщиною 0.4 нм є суцільними і виявляють сильну РККЙ взаємодію ФМ типу¹. Саме за цієї товщини і спостерігається найбільш різке термомагнітне перемикавання в Fe/[Cr/FeCr/Cr]/Fe. А ось для структури з товщиною Cr 0.2-нм та структур Fe/FeCr/Fe інтервал перемикавання був майже вдвічі ширший.

Слід підкреслити, що дане термомагнітне перемикавання не вимагає прикладення зовнішнього магнітного поля, як це було необхідно для структур типу «перемикач Кюрі». Технологічно шляхом вибору концентрації Fe у шарі FeCr термомагнітне перемикавання можна змістити у бажаний температурний інтервал, що також є дуже привабливим з точки зору практичних застосувань.

Багаторазове підсилення РККЙ в структурах з розбавленим ФМ. Структури з РККЙ взаємодією можливі на основі розбавлених ФМ (з відносно низькою T_c), типу f/N/f, які можуть бути використані в якості окремих функціональних складових в більш комплексних багатошарових системах. Наприклад, термомагнітне перемикавання з низькотемпературного антипаралельного (АФМ) стану у високотемпературний незв'язаний стан (або ж ФМ стан, якщо прикладене зовнішнє магнітне поле) було показано у роботі [157] для структур типу F/N/f/N/f/N/F з АФМ міжшаровою РККЙ взаємодією між парами F–f та f–f; див. Рис. 5.13(a). Така структура має виражену міжшарову взаємодію при $T < T_c^f$, коли шари f магнітно впорядковані, і яка зникає при $T > T_c^f$ через перехід шарів f у парамагнітних стан. Описаний термомагнітний перехід аналогічний такому в структурах типу «перемикач Кюрі», за винятком того, що низькотемпературний зв'язаний стан може бути як антипаралельним (АФМ), так і паралельним (ФМ); ці зміни можна забезпечити, наприклад, шляхом вибору кількості бішарів f/N.

Основною проблемою в структурах f/N/f, однак, є слабка інтенсивність РККЙ взаємодії через недостатню магнітну поляризацію шарів f поблизу T_c^f , а конкретніше – поляризацію

¹ Це було підтверджено в експериментах феромагнітного резонансу, де окрім основної резонансної моди (акустична) спостерігалась додаткова мода вищого порядку (оптична); калібрувальні дані авторів, не опубліковані.

інтерфейсів, яка додатково послаблюється за рахунок відсутності магнітних сусідів з одного боку. Це наочно видно на профілі поляризації від товщини в подібній системі, отриманому на основі атомістичних симуляцій; див. Рис. 5.14(a). Слід зазначити, що цей самий фактор лежить в основі так званого (*нано-*)розмірного ефекту у тонких шарах, основним проявом якого є значне пониження критичної температури T_c .

Підвищити магнітну поляризацію інтерфейсів і таким чином підсилити міжшаровий РККЙ обмін можливо шляхом додавання надтонкого сильно магнітного шару. Такий шар має бути достатньо товстим, щоб відчутно підвищити поляризації інтерфейсів, але значно тоншим за основні шари слабого ФМ, щоб суттєво не впливати на їх термомагнітні (або коерцитивні) властивості. Зазвичай номінальна товщина такого шару на рівні шорсткості інтерфейсів є достатньою, щоб досягнути бажаного ефекту. Наприклад, у попередньо наведеному прикладі на кожному інтерфейсі N/f = Cr(1.5 нм)/FeCr(3.0 нм) було додано надтонкий шар Fe(0.25 нм), що суттєво підвищило силу РККЙ; див. Рис. 5.13(б).

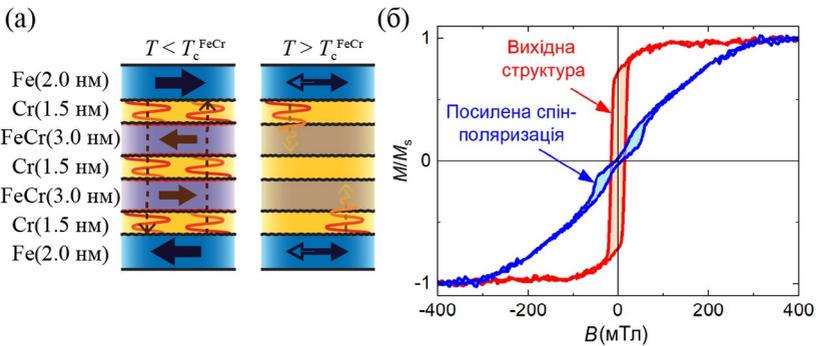


Рис. 5.13 (а) Схематичне зображення і вибір матеріалів структури F/N/f/N/f/N/F; міжшаровий зв'язок втрачається при температурі вище температури впорядкування прошарку FeCr, $T > T_c^{\text{FeCr}}$. (б) Криві перемагнічування в площині плівки за кімнатної температури для вихідної структури F/N/f/N/f/N/F ($f = \text{Fe}_{35}\text{Cr}_{65}$) та для структури з надтонким шаром Fe(0.25 нм). Адаптовано з [157].

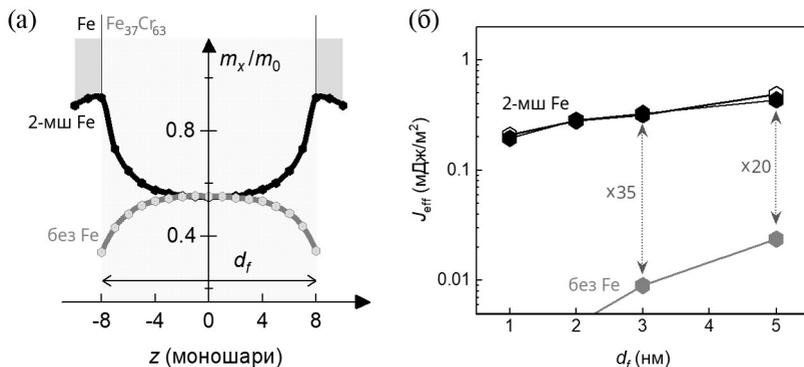


Рис. 5.14 (а) Розраховані профілі магнітного моменту у тонкому шарі $\text{Fe}_{37}\text{Cr}_{63}$ з та без надтонкого шару Fe товщиною 2 атомні моношари (мш); розрахунки виконані з використанням пакету атомістичного моделювання Vampire. (б) Експериментально отримані константи J_{eff} для відповідних структур при кімнатній температурі. Дані адаптовані з [160].

Описаний метод підвищення поляризації інтерфейсів водночас суттєво впливає на розмірний ефект, що особливо виражений у тонких шарах розбавлених ФМ. Проведене у роботі [160] систематичне дослідження ефекту в залежності від товщини f виявило 20- і навіть 35-кратне підсилення РККЙ взаємодії для певних значень товщини; див. Рис. 5.14(б). Для порівняння, такий ефект підвищення поляризації інтерфейсів в системах зі звичайними (не розбавленими) ФМ матеріалами підсилював величину РККЙ взаємодії приблизно в 4-5 разів [143].

§5.3. Магнітокалоричний ефект

Магнітокалоричний ефект проявляється як виділення чи поглинання теплоти в магнітних матеріалах при зміні величини магнітного поля. По суті, це є перерозподілом енергії між спіноюю та фонною підсистемами матеріалу – у прикладеному магнітному полі, атомні магнітні моменти (спіни) впорядковуються в певному напрямку, таким чином *магнітна ентропія системи* зменшується, а отже виділяється надлишок теплоти, який був накопичений у

розупорядкованій спіновій системі перед прикладанням поля. І навпаки, коли магнітне поле вимикається, спіни розупорядковуються і забирають певну кількість теплоти з фононної підсистеми – температура понижується. Останній ефект лежить в основі *адіабатичного розмагнічування*, яке використовується для досягнення наднизьких температур.

Відкриття *гігантського магнітокалоричного ефекту* при кімнатній температурі у сплавах на основі Gd [148] створило передумови для *магнітного охолодження* з використанням твердотільних систем, тобто без потреби використання шкідливих газів та складних механічних елементів. На даний момент пропонуються і розвиваються різні підходи для вдосконалення магнітокалоричних матеріалів одним з яких є наноструктурування [126]. У рамках останнього підходу, описані вище термомагнітні САФ системи можуть слугувати платформою для отримання структур з вираженими магнітокалоричними властивостями, про що йдеться далі.

Гігантський магнітокалоричний ефект у структурах з РККЙ. В основі термомагнітного перемикавання у структурі Fe/[Cr/FeCr/Cr]/Fe, як описувалось у §5.2, лежить перехід тонкого шару FeCr у магнітовпорядкований стан при $T < T_c^{\text{FeCr}}$. Причому, саме в цій структурі спостерігався найвужчий температурний інтервал переходу, на основі чого було запропонована гіпотеза про ефективне підмагнічування шару FeCr взаємодією РККЙ зі сторони зовнішніх шарів Fe – як тільки в шарі FeCr зароджуються ФМ кореляції, ефективне РККЙ поле підмагнічування значним чином підсилює магнітне впорядкування в ньому.

Таким чином у роботі [159] була запропонована і реалізована наступна ідея по отриманню вираженого магнітокалоричного ефекту на основі контролю обмінного підмагнічуванням, схематично зображена на Рис. 5.15(а, б). В околі критичної температури прошарку T_c^{FeCr} паралельна конфігурація відповідала б сильному підмагнічуванню, оскільки б обмінні поля РККЙ від двох протилежних інтерфейсів діяли б в одному напрямку. Проте,

перемикання в АФМ конфігурацію, наприклад, зовнішнім магнітним полем, ефективно «вимикало» би підмагнічування за рахунок протилежного напрямку дії двох складових РККЙ, і таким чином розупорядковувало б центральний шар FeCr. Іншими словами, таке перемикання ФМ-АФМ, яке можна здійснювати невисоким зовнішнім полем, транслювалось би у вимкнення-ввімкнення на порядки сильнішого *внутрішнього* обмінного поля і разом з цим магнітного впорядкування в центральному шарі.

Для експериментального підтвердження даної ідеї було запропоновано дещо складнішу структуру, показану на Рис. 5.15(в). Вільний шар Py перемикався у незначному полі, а його коерцитивне поле слугувало в якості параметра, що відображав магнітокалоричну поведінку в прошарку FeCr. Такі непрямі виміри пов'язані з тим, що магнітний момент шару FeCr значно менший за моменти інших шарів, що унеможливорює прямі виміри його магнітних характеристик.

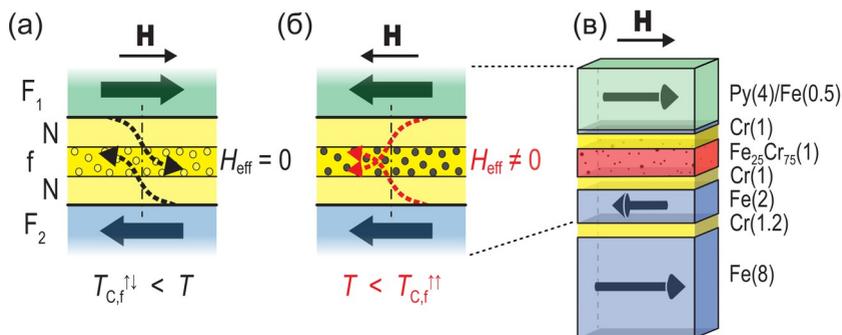


Рис. 5.15 (а),(б) Ілюстрація структури F1/N/f/N/F2, в якій ефективну температуру впорядкування прошарку f, $T_{C,f}$, можна контролювати за рахунок перемикання структури між АФМ та ФМ станами зовнішнім полем H , що тотожно «вимкненню»/«ввімкненню» обмінного поля РККЙ, сфокусованого на прошарку f. (в) Вибір матеріалів та товщини (у нанометрах) для експериментального дослідження. Адаптовано з [159].

Рисунок 5.16 показує суттєві відмінності у мінорних петлях для шару Ру у досліджуваній структурі з прошарком Cr/FeCr/Cr та у контрольній структурі з суцільним прошарком Cr. У контрольній структурі РККЙ взаємодія відсутня, і шар Ру поводить себе як вільний шар у всьому температурному інтервалі. У досліджуваній структурі ліве коерцитивне поле не виявляє жодної температурної залежності, так наче шар Ру знаходиться у термічно-активованому стані постійно, тоді як права коерцитивна сила поводить себе подібно до контрольної структури. Незалежність лівої коерцитивної сили від температури була пов'язана із переходом прошарку FeCr у впорядкований стан, коли надлишок теплоти у вигляді термічних магنونів ефективно перетікав і термалізував шар Ру, так наче він знаходився при вищій температурі.

Оцінка обмінного поля підмагнічування, яке викликало магнітокалоричний ефект, була зроблена на основі константи обміну РККЙ для заданої товщини Cr і складала близько 20 Тл. Якщо

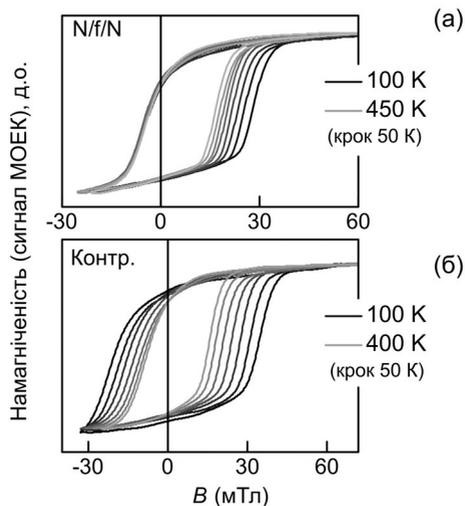


Рис. 5.16 Мінорні петлі гістерезису в залежності від температури для шару Ру у структурі з прошарком Cr/FeCr/Cr (а) та контрольній структурі із суцільним прошарком Cr (б) (відсутність РККЙ). Дані адаптовані з [159].

врахувати, що перемикання шару P_u відбувалось у полі близько 20 мТл, отримуємо 1000-кратне підсилення ефекту зовнішнього поля. Оцінка ізотермічної зміни ентропії при зміні поля 0–10 мТл складала близько $\Delta S = -10$ мДж $\text{см}^{-3} \text{K}^{-1}$. Отримана оцінка значно вища ніж значення ΔS в такому полі для найкращих відомих магнітокалоричних матеріалів, наприклад, Gd і MnAs: 0.022 та 0.17 – 10 мДж $\text{см}^{-3} \text{K}^{-1}$, відповідно.

Звичайно, потрібно зазначити, що даний гігантський магнітокалоричний ефект має місце у надтонкому шарі FeCr (1.0 нм), тоді як сумарна товщина структури з усіма супутніми шарами складає близько 15 нм. Відповідна оцінка адіабатичної зміни температури шару FeCr складає близько 1 K/10 мТл, тоді як для усієї структури близько 0.1 K/10 мТл. Шляхом вибору структури та кількості повторень, частку активного об'єму можна збільшити до 50%, що покращить сумарний показник ΔT_{ad} . Хоча такий матеріал може бути потенційно привабливий для певних застосувань в охолоджувальних або теплообмінних мікроелементах, про реальне практичне застосування таких тонкоплівкових матеріалів у найближчому майбутньому поки говорити зарано.

Прямі виміри адіабатичної зміни температури у структурах типу «перемикач Кюрі». Термомагнітний перехід у структурах типу $F_1/f/F_2/AF$ є досить широким (~ 100 K) за рахунок магнітного ефекту близькості, як це обговорювалось у §5.1. В околі критичної температури переходу, коли міжшаровий зв'язок досить послаблений і ефект близькості домінує над власним магнітним впорядкуванням у прошарку f , структуру $F_1/f/F_2/AF$ можна перемикати з ФМ в АФМ стан за допомогою зовнішнього магнітного поля. При цьому магнітна ентропія для АФМ стану вища ніж для ФМ стану за рахунок двох факторів. По-перше, у спейсері формується так звана обмінна пружина – 180° доменна стінка, де спіни більш піддатливі температурним флуктуаціям. По-друге, за рахунок характерної довжина проникнення обмінного поля (декілька нанометрів), ефект обмінного підмагнічування спейсера f зі сторони сильномагнітних шарів знаходиться в суперпозиції для паралельного (ФМ) стану і

таким чином підсилює магнітне впорядкування, і взаємно виключається в центрі прошарку f для АФМ стану, і так підсилюючи різницю в магнітній ентропії для двох станів. Таким чином перемикання структури з ФМ в АФМ стан і навпаки викликає зміну ентропії в прошарку f , що тотожно адіабатичній зміні температури i , відповідно, є проявом магнітокалоричного ефекту.

Прямі виміри адіабатичної зміни температури у подібних тонкоплівкових системах є нетривіальним завданням. Для цього у роботі [106] було розроблено надчутливий терморезистивний сенсор, інтегрований на наномембрані для забезпечення адіабатичних умов. У якості терморезистивного елементу було використано 50 нм плівку оксиду титану, $Ti-O$. Цей матеріал проявляє перехід метал-діелектрик, за рахунок якого можна отримати надвисокий термічний коефіцієнт опору 1-5 %/K, а шляхом зміни стехіометрії $Ti-O$ критичну температуру переходу можна змістити у бажаний температурний інтервал, зокрема в інтервал поблизу кімнатної температури чи вище.

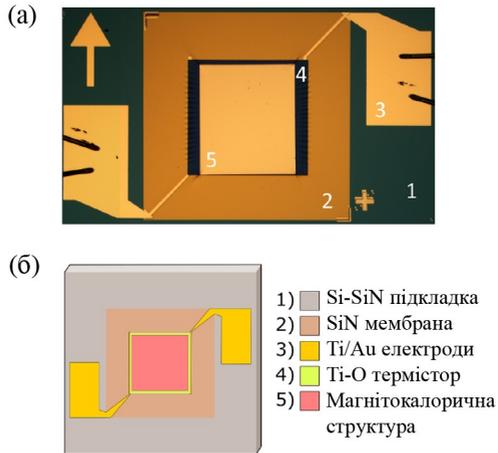


Рис. 5.17 (а) Фото резистивного мікрокалориметра та (б) схематичне зображення його елементів. Планарні розміри 100-нм мембрани складали 1.5×1.5 мм, тоді як розміри 50-нм термістора $Ti-O$ – 0.88×0.88 мм. Адаптовано з [106].

Плівка Ti-O була вирощена в центрі мембрани товщиною 100 нм з інтегрованими тонкоплівковими електродами для електричних вимірів; див. Рис. 5.17. Після цього магнітокалорична тонкоплівкова структура була вирощена прямо на терморезисторі Ti-O, попередньо ізольованого діелектричним шаром SiO₂ (15 нм). Слід зазначити, що для забезпечення адіабатичних умов, зміна температури та її виміри повинні відбуватись досить швидко – за час, який менший за характерний час дисипації тепла через мембрану в зовнішній термостат, яким у даному зразку є кремнієва підкладинка. Наведені нижче результати вимірів були отримані на частоті 11.7 Гц, тоді як мінімальна необхідна частота для показаної геометрії складала близько 1 Гц.

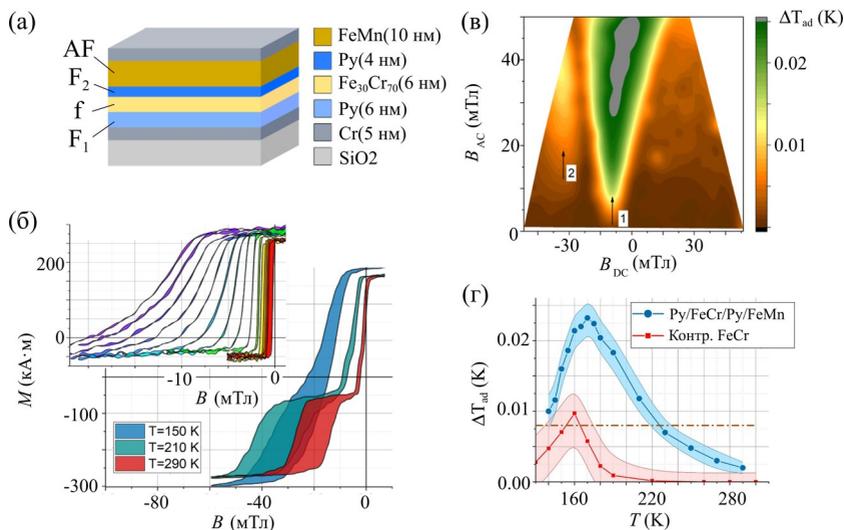


Рис. 5.18 (а) Схематичне зображення багатошарової структури та її компонентів. (б) Типові петлі намагнічування в площині плівки. На вставці – мінорні петлі «вільного шару» F₁ = Py(6 нм) при зміні температури з 290 К до 150 К. (в) Вимірjana адіабатична зміна температури ΔT_{ad} в залежності від прикладеного поля зміщення (B_{DC}) та амплітуди поля розгортки (B_{AC}). (г) Температурна залежність ΔT_{ad} при зміні поля $\Delta B = 25$ мТл для досліджуваної структури та контрольної плівки Fe₃₀Cr₇₀(88 нм). Адаптовано з [106].

Структурі $F_1/f/F_2/AF$ відповідав вибір матеріалів $Pu/FeCr/Pu/FeMn$ із розбавленим прошарком $FeCr = Fe_{30}Cr_{70}$ (6 нм). Магнітостатичні петлі намагніченості даної структури виявляють аналогічні властивості і температурну залежність до тих, які були описані в §5.1; див. Рис. 5.18(б). Рисунок 5.18(в) показує виміряні значення ΔT_{ad} (в розрахунку для тонкого шару $FeCr$) в залежності від прикладеного поля зміщення (B_{DC}) та амплітуди поля розгортки (B_{AC}). В околі $T_c^f = 170$ К, спостерігався виражений магнітокалоричний ефект, який складав $\Delta T_{ad} \approx 0.025$ К в полі 0.025 Тл, або 0.01 К/10 мТл, що на два порядки нижче за оцінку, отриману для структур з РККЙ. Проте магнітокалоричний ефект в структурі $Pu/FeCr/Pu/FeMn$ приблизно в 2.5 рази вищий ніж для контрольної плівки $Fe_{30}Cr_{70}$ (88 нм); див. Рис. 5.18. Отримані експериментальні результати узгоджуються із теоретичними розрахунками, з яких випливає важливість ефекту близькості для значного підсилення магнітокалоричного ефекту.

§5.4. Термомагнітне перемикання електричним струмом

Важливим критерієм для практичного застосування структур з термомагнітним перемиканням виступає можливість їх інтегрування з іншими елементами спінтроники з метою керування та зчитування магнітного стану електричним струмом. Цікавий приклад такого поєднання є концепція *термомагнітного осцилятора* [84], яка базується на поєднанні перемикача Кюрі $F_{1pin}/f/F$ із класичним спіновим вентилям $F/N/F_{2pin}$, електричний опір якого залежить від взаємної орієнтації магнітних моментів F та F_{2pin} . Слід зауважити, що «вільний шар» F є спільним для двох складових. Осциляційна поведінка такого пристрою заснована на S-подібній залежності струму від напруги $I(V)$, див. Рис. 5.19(а). Із підвищенням V , струм I теж зростає і розігріває структуру за рахунок омичних втрат; ділянка 0–b. За певної величини розігріву, коли $T \gtrsim T_c^f$, структура втрачає міжшаровий зв'язок, що відповідає перемиканню у *низькорезистивний стан*; ділянка a–b. Ділянка a–a' відповідає $I(V)$

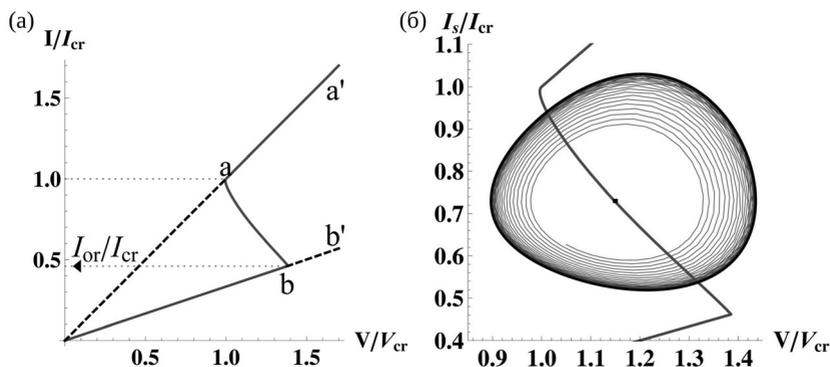


Рис. 5.19 (а) Теоретична S-подібна залежність струму від напруги $I(V)$ у багат шаровій структурі з інтегрованим перемикачем Кюрі типу $F_{\text{pin}1}/f/F/N/F_{\text{pin}2}$, де магнітні моменти $F_{\text{pin}1}$ та $F_{\text{pin}2}$ в основному стані орієнтовані антипаралельно: ділянка 0–b характеризує високорезистивний стан (f зв'язує $F_{\text{pin}1}$ та F , $T < T_c^f$); a–a' – низькорезистивний стан (f у парамагнітному стані, $T > T_c^f$); b–a – перехідний стан з певним кутом підвороту між F та $F_{\text{pin}2}$ (СФ стан). (б) Спонтанні осциляції струму та напруги, коли структура інтегрована в спеціальний резонансний контур: через кілька циклів після увімкнення струму, коливання досягають рівноважного стану показаного товстою зовнішньою лінією. Коливання відбуваються в околі ділянки a–b на стаціонарній S-кривій $I(V)$ (показана тоншою лінією). Передруковано з дозволом AIP Publishing з [84].

нового стану за $T > T_c^f$. Коли така структура увімкнена у спеціальний резонансний контур, то за певного вибраного значення напруги зміщення можна отримати спонтанні осциляції струму (Рис. 5.19(б)), що виникають за рахунок автоматичного циклювання температури в околі T_c^f . Частота автоколивань може варіюватися в дуже широкому інтервалі, від Гц до ГГц, шляхом підбору параметрів резонансного контуру.

Побудова подібних складних (динамічних) елементів заснована на можливості термомагнітного перемикання електричним струмом, що було продемонстровано як для структур типу «перемикач Кюрі», так і для багат шарових РККЙ систем.

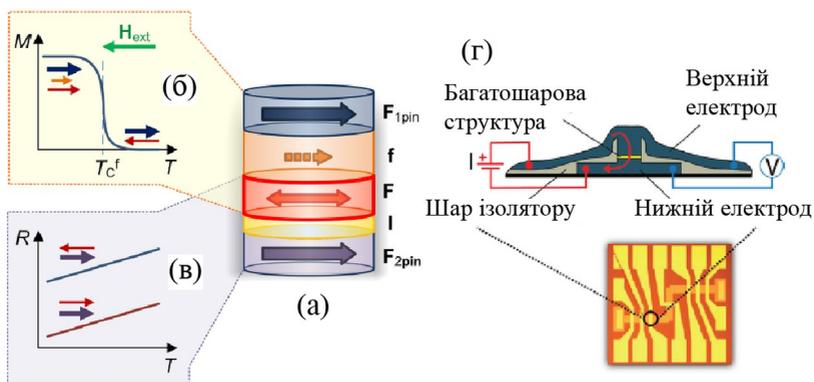


Рис. 5.20 (а) Схематичне зображення багатошарового елемента з інтегрованим перемикачем Кюрі $F_{1pin}/f/F$ (типова характеристика $M(T)$ зображена на панелі (б)) та магнітним тунельним переходом $F/f/F_{2pin}$ (характерні два резистивні стани, панель (в)). (г) Багатошарова структура інтегрована у резистивний пристрій. Адаптовано з [101].

Перемикач Кюрі інтегрований з магнітним тунельним переходом. Магнітні тунельні переходи характеризуються найбільшими значеннями магнітоопору, що обумовлює вибір цього типу структур в якості резистивного компонента. Рисунок 5.20(а-в) показує схематичну концепцію багатошарового елемента, запропонованого і експериментально реалізованого у [101], де структура типу перемикач Кюрі $F_{1pin}/f/F$ інтегрована із магнітним тунельним переходом $F/f/F_{2pin}$, де I – тонкий непровідний шар, тобто тунельний бар'єр. Вільний шар F в такій структурі є спільним для двох компонентів, тому термомагнітне перемикання ФМ-АФМ стану у перемикачі Кюрі має зумовлювати значні зміни опору у тунельному переході.

Для досягнення вищих значень магнітоопору та локалізації підігріву електричним струмом, багатошаровий елемент було інтегровано у резистивний пристрій, зображений на Рис. 5.20(г). Діаметр магніторезистивного елемента складав близько 3 мкм, що відповідає мінімальному розміру, який можна було контролювано отримати з використанням класичної оптичної літографії.

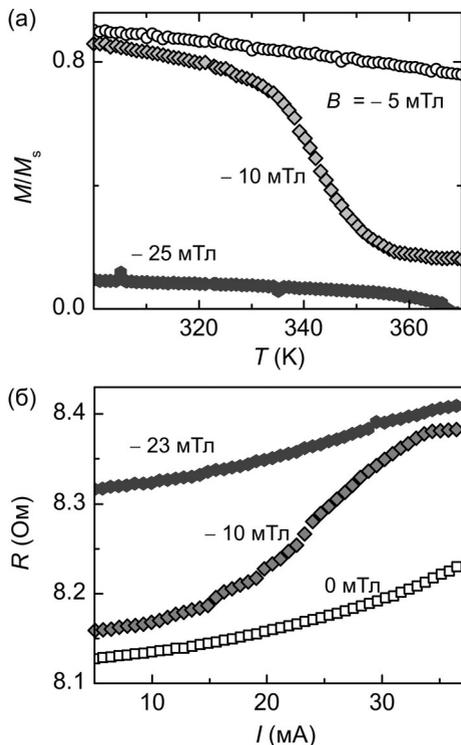


Рис. 5.21 (а) Температурні залежності намагніченості $M(T)$ суцільної багатшарової структури $F_{1\text{прін}}/f/F/I/F_{2\text{прін}} = \text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(2)/\text{Ni}_{72}\text{Cu}_{28}(20)/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}(5)/\text{AlO}_x(0.7)/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}(2)$ (всі товщини у дужках у нанометрах) за різних значень зовнішнього магнітного поля B , прикладеного в площині півки проти напрямку обмінного закріплення АФМ. (б) Відповідні залежності опору від струму $R(T)$ у магніторезистивному елементі, виготовленому на основі описаної багатшарової структури. Адаптовано з [101].

Електричний струм протікав між значно товстішими верхнім і нижнім електродами через магніторезистивний елемент. Оскільки електричний опір цього мікроелемента був значно вищий за опір електродів, магніторезистивні характеристики разом із локалізацією нагріву відповідали саме цій центральній частині.

Рисунок 5.21(а) показує температурні залежності намагніченості $M(T)$ для суцільної багатшарової структури, з чітким

термомагнітним переходом для кривої вимірної у полі – 10 мТл; криві в полі –5 мТл та –25 мТл відповідають паралельному стану з орієнтацією магнітних моментів вдовж та протилежно напрямку обмінного закріплення, відповідно. У свою чергу, Рис. 5.21(б) показує залежності електричного опору від прикладеного струму $R(I)$ в описаному вище терморезистивному елементі. Криві $R(I)$ повністю відтворюють поведінку $M(T)$ для суцільних структур, що є прямою демонстрацією термомагнітного перемикання електричним струмом. Оцінка величини густини струму j , за якої відбувається перемикання, складає $j \approx 4.1 \times 10^9$ А/м², що відповідає температурі нагріву 345 К, визначеної на основі порівняння з магнітометричними даними. Слід зазначити, що на основі моделювання дана величина j є недостатньою для ефективного нагріву, який мав би спостерігатися за густин струму приблизно в 30 більших. Однак, як відомо з літератури, магнітні тунельні бар'єри часто характеризуються так званими «гарячими точками» – областями невеликої площі, через які протікає основна частка струму. Як результат, густина струму в цих областях значно вища за отриману оцінку, на основі чого і було пояснено ефективність нагріву і підтверджено моделюванням.

Структури з РККЙ взаємодією. Можливість термомагнітного перемикання електричним струмом без прикладання зовнішнього поля була досліджена у роботі [79] для багат шарових структурах з РККЙ взаємодією Fe/Cr/FeCr/Cr/Fe (FeCr = Fe_{17.5}Cr_{82.5}). Для цього суцільні багат шарові структури були виготовлені у вигляді мікрострічок шириною 4-9 мкм і довжиною до 300 мкм. Велике відношення довжини до ширини дозволило надійно виміряти магнітоопір в конфігурації «струм в площині плівки», а також локалізувати нагрів електричним струмом.

Рис. 5.22(а) показує характерні залежності магнітоопору від прикладеного поля $MR(B)$ для мікрострічок, виміряні за різних значень прикладеного електричного струму. На кривих наочно спостерігається зміщення мінорних петель $MR(B)$. Магнітоопір в нульовому полі в залежності від електричного струму, рис. 5.22(б), прямим чином відображає термомагнітний перехід ФМ-АФМ за

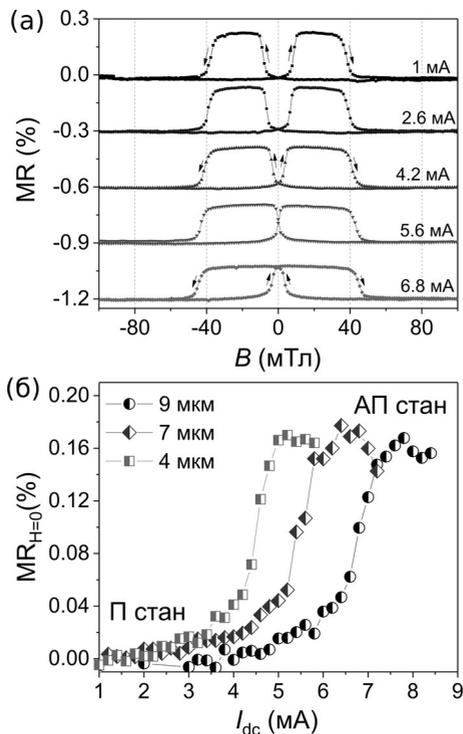


Рис. 5.22 (а) Типові петлі магнітоопору $MR(H)$ виміряні у мікстрічці багатшарової структури $Fe/[Cr/Fe_{17.5}Cr_{82.5}/Cr]/Fe$ шириною 7 мкм за різних значень прикладеного струму I_{dc} . (б) Магнітоопір в нульовому полі в залежності від I_{dc} для мікстрічок різної ширини. Дані взяті з [79].

рахунок омичного нагрівання у структурах. Термомагнітне перемикання відбувається за густини постійного струму близько $1.3 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$. На основі порівняння з результатами магнітометрії для суцільних плівок це значення відповідає температурі нагріву до температури близько 325 K.

Варто очікувати, що точне керування міжшаровою обмінною взаємодією у магнітних багатшарових структурах полегшить процес перемикання намагніченості в магніторезистивних комірках пам'яті, а також відкриє нові можливості для термічно керованого динамічного налаштування спінтронних наноосциляторів.

Перелік посилань

1. L. R. Adkins and H. L. Glass, Propagation of magnetostatic surface waves in multiple magnetic layer structures, *Electron. Lett.* **16**, 590 (1980).
2. A. Aharoni, Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms, *J. Appl. Phys.* **83**, 3432 (1998).
3. A. I. Akhiezer and S. V. Peletminskii, *Sov. Phys. Solid State* **10**, 2609 (1968).
4. S. Andersson and V. Korenivski, Exchange coupling and magnetoresistance in CoFe/NiCu/CoFe spin valves near the Curie point of the spacer, *J. Appl. Phys.* **107**, 09D711 (2010).
5. S. Andersson and V. Korenivski, Thermoelectrically controlled spin-switch, *IEEE Trans. Magn.* **46**, 2140 (2010).
6. E. A. Ash, A. A. Oliner, G. W. Farnell, H. M. Gerard, et al., *Acoustic Surface Waves. Topics in Applied Physics* (Springer, Berlin - Heidelberg, 2014).
7. A. A. Awad, G. R. Aranda, D. Dieleman, K. Y. Guslienko, et al., Spin excitation frequencies in magnetostatically coupled arrays of vortex state circular Permalloy dots, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 132501 (2010).
8. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, et al., Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
9. H. J. von Bardeleben, J. L. Cantin, F. Gendron, Ferromagnetic Resonance Spectroscopy: Basics and Applications. In: *Electron Paramagnetic Resonance Spectroscopy* (Springer, Cham, 2020).
10. A. Barthélémy, A. Fert, M. N. Baibich, S. Hadjoudj, et al., Magnetic and transport properties of Fe/Cr superlattices, *J. Appl. Phys.* **67**, 5908 (1990).
11. V. G. Bar'yakhtar, V. S. Gerasimchuk, Yu. I. Gorobets, and V. F. Klepikov, *Sov. Phys. Solid State* **20**(8), 1333 (1978).
12. V. G. Bar'yakhtar, Yu. I. Gorobets, and S. I. Denisov, Domain-wall drift in an oscillating magnetic field, *Sov. Phys. JETP* **71**(4), 751 (1990).
13. D. A. Bas, R. Verba, P. J. Shah, S. Leontsev, et al., Nonreciprocity of phase accumulation and propagation losses of surface acoustic waves in hybrid magnetoelastic heterostructures, *Phys. Rev. Applied* **18**, 044003 (2022).
14. M. Beleggia, M. De Graef, and Y. T. Millev, The equivalent ellipsoid of a magnetized body, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, 891 (2006).

15. G. Bertotti, I. Mayergoyz, and C. Serpico, *Nonlinear Magnetization Dynamics in Nanosystems* (Elsevier, Oxford, 2009).
16. C. Bi, H. Almasi, K. Price, T. Newhouse-Illige, et al., Anomalous spin-orbit torque switching in synthetic antiferromagnets, *Phys. Rev. B* **95**, 104434 (2017).
17. A. S. Borovik-Romanov, S. K. Sinha, eds., *Spin Waves and Magnetic Excitations* (North-Holland, Amsterdam, 1988).
18. V. Yu. Borynskiy, D. M. Polishchuk, A. K. Melnyk, A. F. Kravets, et al., Higher-order ferromagnetic resonances in periodic arrays of synthetic-antiferromagnet nanodisks, *Appl. Phys. Lett.* **119**, 192402 (2021).
19. V. Yu. Borynskiy, D. M. Polishchuk, Yu. O. Savina, V. O. Pashchenko, et al., Thermo-magnetic transition in nanoscale synthetic antiferromagnets Py/NiCu/Py, *Low Temp. Phys.* **49**, 946 (2023).
20. J. B. Boyce and C. P. Slichter, Conduction-electron spin density around Fe impurities in Cu above and below the Kondo temperature, *Phys. Rev. B* **13**, 379 (1976).
21. P. Bruno and C. Chappert, Ruderman-Kittel theory of oscillatory interlayer exchange coupling, *Phys. Rev. B* **46**, 26 (1992).
22. M. Buess, R. Höllinger, T. Haug, K. Perzlmaier, et al., Fourier transform imaging of spin vortex eigenmodes, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 077207 (2004).
23. S. A. Bunyaev, V. O. Golub, O. Yu. Salyuk, E. V. Tartakovskaya, et al., Splitting of standing spin-wave modes in circular submicron ferromagnetic dot under axial symmetry violation, *Sci. Rep.* **5**, 18480 (2015).
24. S. Cardoso, D. C. Leitaó, L. Gameiro, F. Cardoso, et al., Magnetic tunnel junction sensors with pTesla sensitivity, *Microsyst. Technol.* **20**, 793 (2014).
25. G. Carlotti, Pushing down the lateral dimension of single and coupled magnetic dots to the nanometric scale: Characteristics and evolution of the spin-wave eigenmodes, *Appl. Phys. Rev.* **6**, 031304 (2019).
26. Z. Celinski and B. Heinrich, Exchange coupling in Fe/Cu, Pd, Ag, Au/Fe trilayers, *J. Magn. Magn. Mater.* **99**, L25 (1991).
27. C. Chappert, A. Fert, and F. N. Van Dau, The emergence of spin electronics in data storage, *Nat. Mater.* **6**, 813 (2007).
28. T. Chen, R. K. Dumas, A. Eklund, P. K. Muduli, et al., Spin-torque and spin-Hall nano-oscillators. *Proc. IEEE* **104**, 1919 (2016).
29. X. Chen, C. Zheng, Y. Zhang, S. Zhou, et al., Identification and manipulation of spin wave polarizations in perpendicularly magnetized synthetic antiferromagnets, *New J. Phys.* **23**, 113029 (2021).
30. A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, Magnon spintronics, *Nat. Phys.* **11**, 453 (2015).

31. A. V. Chumak, P. Kabos, M. Wu, et al., Advances in Magnetism Roadmap on Spin-Wave Computing, *IEEE Trans. Magn.* **58**, 0800172 (2022).
32. R. Coehoorn, Period of oscillatory exchange interactions in Co/Cu and Fe/Cu multilayer systems, *Phys. Rev. B* **44**, 9331 (1991).
33. P. Coelho, D. C. Leitaó, J. Antunes, S. Cardoso, and P. P. Freitas, Spin valve devices with synthetic-ferrimagnet free-layer displaying enhanced sensitivity for nanometric sensors, *IEEE Trans. Magn.* **50**, 4401604 (2014).
34. S. O. Demokritov and V. E. Demidov, Micro-Brillouin light scattering spectroscopy of magnetic nanostructures, *IEEE Trans. Magn.* **44**, 6 (2007).
35. S. O. Demokritov, ed., *Spin Wave Confinement* (Jenny Stanford Publishing, 2008).
36. K. M. Döbrich, M. Wietstruk, J. E. Prieto, F. Heigl, et al., Temperature-induced reversal of magnetic interlayer exchange coupling, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 227203 (2008).
37. R. A. Duine, K.-J. Lee, S. S. P. Parkin, and M. D. Stiles, Synthetic antiferromagnetic spintronics, *Nature Phys.* **14**, 217 (2018).
38. M. Dvornik, P. V. Bondarenko, B. A. Ivanov, and V. V. Kruglyak, Collective magnonic modes of pairs of closely spaced magnetic nano-elements, *J. Appl. Phys.* **109**, 07B912 (2011).
39. Y. I. Dzhezherya, K. O. Demishev, and V. N. Korenivskii, Kapitza problem for the magnetic moments of synthetic antiferromagnetic systems, *J. Exp. Theor. Phys.* **115**, 284 (2012).
40. Y. I. Dzhezherya, V. P. Yurchuk, K. O. Demishev, and V. N. Korenivskii, Remagnetization of synthetic antiferromagnetic cells by a magnetic field pulse, *J. Exp. Theor. Phys.* **117**, 1059 (2013).
41. Yu. I. Dzhezherya, A. F. Kravets, V. M. Kalita, P. Yu. Polinchuk, V. Korenivski, Fast barrier-free switching in synthetic antiferromagnets, arXiv:2110.02138 [cond-mat.mes-hall] (2021).
42. V. M. Eleonskii, A. K. Zvezdin, and V. G. Red'ko, Influence of a quickly oscillating magnetic field on the ferromagnetic domain structure, *Fiz. Met. Metalloved.* **43**, 7 (1977).
43. B. N. Engel, J. Åkerman, B. Butcher, R.W. Dave, et al., A 4-Mb toggle MRAM based on a novel bit and switching method, *IEEE Trans. Magn.* **41**, 132 (2005).
44. J. R. Eshbach and R. W. Damon, Surface Magnetostatic Modes and Surface Spin Waves, *Phys. Rev.* **118**, 1208 (1960).
45. A. Etesamirad, R. Rodriguez, and I. Barsukov, Spin-flip switching of a nanoscale synthetic antiferromagnet by excitation of individual spin-wave modes, in *APS March Meet. Abstr.* (2022), p. B50.00005.

46. A. Etesamirad, J. Kharlan, R. Rodriguez, I. Barsukov, and R. Verba, Controlling selection rules for magnon scattering in nanomagnets by spatial symmetry breaking, *Phys. Rev. Applied* **19**, 044087 (2023).
47. B. A. Everitt, A. V. Pohm, and J. M. Daughton, Size dependence of switching thresholds for pseudo spin valve MRAM cells, *J. Appl. Phys.* **81**, 4020 (1997).
48. L. Exl, S. Bance, F. Reichel, T. Schrefl, et al., LaBonte's method revisited: An effective steepest descent method for micromagnetic energy minimization, *J. Appl. Phys.* **115**, 17D118 (2014).
49. J. Fassbender, F. Nörtemann, R. L. Stamps, R. E. Camley, et al., Oscillatory interlayer exchange coupling of Co/Ru multilayers investigated by Brillouin light scattering, *Phys. Rev. B* **46**, 5810 (1992).
50. R. Fleury, D. L. Sounas, C. F. Sieck, M. R. Haberman, and A. Alu, Sound isolation and giant linear nonreciprocity in a compact acoustic circulator, *Science* **343**, 516 (2014).
51. H. Fröhlich and F. R. N. Nabarro, Orientation of nuclear spins in metals, *Proc. Royal Soc.* **A175**, 382 (1940).
52. W. J. Gallagher and S. S. P. Parkin, Development of the magnetic tunnel junction MRAM at IBM: From first junctions to a 16-Mb MRAM demonstrator chip, *IBM J. Res. Dev.* **50**, 5 (2006).
53. R. A. Gallardo, T. Schneider, A. K. Chaurasiya, A. Oelschlägel, et al., Reconfigurable spin-wave nonreciprocity induced by dipolar interaction in a coupled ferromagnetic bilayer, *Phys. Rev. Appl.* **12**, 034012 (2019).
54. P. I. Gerevenkov, V. D. Bessonov, V. S. Teplov, A. V. Telegin, et al., Nonreciprocal collective magnetostatic wave modes in geometrically asymmetric bilayer structure with nonmagnetic spacer, *Nanoscale* **15**, 6785 (2023).
55. I. Giaever, Energy gap in superconductors measured by electron tunneling, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 147 (1960).
56. A. Giordano, R. Verba, R. Zivieri, A. Laudani, et al., Spin-Hall nano-oscillator with oblique magnetization and Dzyaloshinskii-Moriya interaction as generator of skyrmions and nonreciprocal spin-waves, *Sci. Rep.* **6**, 36020 (2016).
57. P. D. Gorman, J. M. Duffy, M. S. Ferreira, and S. R. Power, RKKY interaction between adsorbed magnetic impurities in graphene: Symmetry and strain effects, *Phys. Rev. B* **88**, 085405 (2013).
58. P. D. Gorman, J. M. Duffy, S. R. Power, and M. S. Ferreira, Strain-modified RKKY interaction in carbon nanotubes, *Phys. Rev. B* **92**, 035411 (2015).
59. Yu. I. Gorobets and S. I. Denisov, Nonlinear dynamics of 180° domain boundary in field of elastic stresses made by sonic wave, *Ukr. Fiz. Zh.* **35**(2), 271 (1990).

60. Y. I. Gorobets, Y. I. Dzhzherya, and A. F. Kravets, *Metallofiz. Nov. Tekhn.* **25**, 27 (2003).
61. P. Grünberg, Magnetostatic spin-wave modes of a heterogeneous ferromagnetic double layer, *J. Appl. Phys.* **52**, 6824 (1981).
62. P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, et al., Layered magnetic structures: evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
63. G. Gurevich and A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves* (CRC Press, New York, 1996).
64. K. Yu. Guslienko, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, Effective dipolar boundary conditions for dynamic magnetization in thin magnetic stripes, *Phys. Rev. B* **66**, 132402 (2002).
65. K. Yu. Guslienko and A. N. Slavin, Boundary conditions for magnetization in magnetic nanoelements, *Phys. Rev. B* **72**, 014463 (2005).
66. K. Yu. Guslienko, Magnetic vortex state stability, reversal and dynamics in restricted geometries, *J. Nanosci. Nanotech.* **8**, 2745 (2008).
67. K. Y. Guslienko and A. N. Slavin, Magnetostatic Green's functions for the description of spin waves in finite rectangular magnetic dots and stripes, *J. Magn. Magn. Mater.* **323**, 2418 (2011).
68. K. B. Hathaway, Theory of Exchange Coupling in Magnetic Multilayers, In: *“Ultrathin Magnetic Structures, Vol. II”*, eds. B. Heinrich et al. (Springer-Verlag, Berlin, 1994).
69. J. Heil, B. Luthi, and P. Thalmeier, Nonreciprocal surface-acoustic-wave propagation in aluminum, *Phys. Rev. B* **25**, 6515 (1982).
70. B. Heinz, Q. Wang, R. Verba, V. Vasyuchka, et al., Temperature dependence of spin pinning and spin-wave dispersion in nanoscopic ferromagnetic waveguides, *Ukr. J. Phys.* **65**, 1094 (2020).
71. A. Helmer, S. Cornelissen, T. Devolder, J.-V. Kim, et al., Quantized spin-wave modes in magnetic tunnel junction nanopillars, *Phys. Rev. B* **81**, 094416 (2010).
72. A. Hernández-Mínguez, F. Macià, J. M. Hernández, J. Herfort, and P. V. Santos, Large nonreciprocal propagation of surface acoustic waves in epitaxial ferromagnetic/semiconductor hybrid structures, *Phys. Rev. Applied* **13**, 044018 (2020).
73. A. Hernando, I. Navarro, and P. Gorriá, Iron exchange field penetration into the amorphous interphase of nanocrystalline materials, *Phys. Rev. B* **51**, 3281 (1995).
74. B. Hillebrands, C. Mathieu, M. Bauer, S. O. Demokritov, et al., Brillouin light scattering investigations of structured permalloy films, *J. Appl. Phys.* **81**, 4993 (1997).

75. H. How, *Magnetic Microwave Devices*. In: *Encyclopedia of RF and Microwave Engineering* (John Wiley & Sons, Chichester, 2005).
76. G. Hu, J. H. Lee, J. J. Nowak, J. Z. Sun, et al., STT-MRAM with double magnetic tunnel junction, in *2015 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)* (Washington, DC, USA, 07-09 December 2015).
77. M. Ishibashi, Y. Shiota, T. Li, S. Funada et al., Switchable giant nonreciprocal frequency shift of propagating spin waves in synthetic antiferromagnets, *Sci. Adv.* **6**, eaaz6931 (2020).
78. M. Ishibashi, Y. Shiota, S. Funada, T. Moriyama, and T. Ono, Spin wave resonance in perpendicularly magnetized synthetic antiferromagnets, *J. Magn. Soc. Jpn.* **45**, 25 (2021).
79. V. Iurchuk, O. Kozlov, S. Sorokin, S. Zhou, et al., All-electrical operation of a Curie-switch at room temperature, arXiv:2304.03040 (2023).
80. J. Jorzick, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, B. Bartenlian, et al., Spin-wave quantization and dynamic coupling in micron-size circular magnetic dots, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 3859 (1999).
81. J. Jorzick, S. O. Demokritov, C. Mathieu, and B. Hillebrands, et al., Brillouin light scattering from quantized spin waves in micron-size magnetic wires, *Phys. Rev. B* **60**, 15194 (1999).
82. J. Jorzick, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, M. Bailleul, et al., Spin wave wells in nonellipsoidal micrometer size magnetic elements, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 047204 (2002).
83. M. Julliere, Tunneling between ferromagnetic films, *Phys. Lett. A* **54**, 225 (1975).
84. A. M. Kadigrobov, S. Andersson, H. C. Park, D. Radić, et al., Thermal-magnetic-electric oscillator based on spin-valve effect, *J. Appl. Phys.* **111**, 044315 (2012).
85. G. N. Kakazei, P. E. Wigen, K. Yu. Guslienko, V. Novosad, et al., Spin-wave spectra of perpendicularly magnetized circular submicron dot arrays, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 443 (2004).
86. B. A. Kalinikos, and A. N. Slavin, Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **19**, 7013 (1986).
87. T. Kasuya, A theory of metallic ferro- and antiferromagnetism on Zener's model, *Progress Theor. Phys.* **16**, 45 (1956).
88. R. R. Katti, Current-in-plane pseudo-spin-valve device performance for giant magneto-resistive random access memory applications, *J. Appl. Phys.* **91**, 7245 (2002).
89. F. Keffer and C. Kittel, Theory of antiferromagnetic resonance, *Phys. Rev.* **85**, 329 (1952).

90. J. Kharlan, V. Borynskyi, S. A. Bunyaev, P. Bondarenko, et al., Merging of spin-wave modes in obliquely magnetized circular nanodots, *Phys. Rev. B* **105**, 014407 (2022).
91. A. V. Kimel, B. A. Ivanov, R. V. Pisarev, P. A. Usachev, et al., Inertia-driven spin switching in antiferromagnets, *Nat. Phys.* **5**, 727 (2009).
92. C. Kittel, Theory of antiferromagnetic resonance, *Phys. Rev.* **82**, 565 (1951).
93. M. Kiwi, Exchange bias theory, *J. Magn. Magn. Mater.* **234**, 584 (2001).
94. O. Klein, G. de Loubens, V. V. Naletov, F. Boust, et al., Ferromagnetic resonance force spectroscopy of individual submicron-size samples, *Phys. Rev. B* **78**, 144410 (2008).
95. G. Komoriya and G. Thomas, Magnetoelasticsurface waves on YIG substrate, *J. Appl. Phys.* **50**, 6459 (1979).
96. L. Körber, R. Verba, J. A. Otálora, V. Kravchuk, et al., Curvilinear spin-wave dynamics beyond the thin-shell approximation: Magnetic nanotubes as a case study, *Phys. Rev. B* **106**, 014405 (2022).
97. M. Kostylev, Non-reciprocity of dipole-exchange spin waves in thin ferromagnetic films, *J. Appl. Phys.* **113**, 053907 (2013)
98. M. Kostylev, Interface boundary conditions for dynamic magnetization and spin wave dynamics in a ferromagnetic layer with the interface Dzyaloshinskii-Moriya interaction. *J. Appl. Phys.* **115**, 233902 (2014).
99. A. F. Kravets, A. N. Timoshevskii, B. Z. Yanchitsky, M. A. Bergmann, et al., Temperature-controlled interlayer exchange coupling in strong/weak ferromagnetic multilayers: A thermomagnetic Curie switch, *Phys. Rev. B* **86**, 214413 (2012).
100. A. F. Kravets, Yu. I. Dzhezherya, A. I. Tovstolytkin, I. M. Kozak, et al., Synthetic ferrimagnets with thermomagnetic switching, *Phys. Rev. B* **90**, 104427 (2014).
101. A. F. Kravets, D. M. Polishchuk, V. A. Pashchenko, A. I. Tovstolytkin, et al., Current-driven thermo-magnetic switching in magnetic tunnel junctions, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 262401 (2017).
102. V. V. Kruglyak and M. E. Portnoi, Generation of femtosecond current pulses using the inverse magneto-optical Faraday effect, *Tech. Phys. Lett.* **31**, 1047 (2005).
103. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, Magnonics, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264001 (2010).
104. V. V. Kruglyak, O. Yu. Gorobets, Yu. I. Gorobets, and A. N. Kuchko, Magnetization boundary conditions at a ferromagnetic interface of finite thickness, *J. Phys.: Cond. Matter* **26**, 406001 (2014).
105. B. K. Kuanr, V. Veerakumar, R. Marson, S. R. Mishra, et al., Nonreciprocal microwave devices based on magnetic nanowires, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 202505 (2009).

106. M. Kulyk, M. Persson, D. Polishchuk, and V. Korenivski, Magnetocaloric effect in multilayers studied by membrane-based calorimetry, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **56**, 025002 (2022).
107. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics, Vol. 8: Electrodynamics of Continuous Media* (Butterworth-Heinemann, Oxford, 1984).
108. A. Laraoui, M. Albrecht, and J.-Y. Bigot, Femtosecond magneto-optical Kerr microscopy, *Opt. Lett.* **32**, 936 (2007).
109. Y. C. Lau, D. Betto, K. Rode, J. M. D. Coey, and P. Stamenov, Spin-orbit torque switching without an external field using interlayer exchange coupling, *Nat. Nanotech.* **11**, 758 (2016).
110. P. M. Levy, S. Zhang, and A. Fert, Electrical conductivity of magnetic multilayered structures, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1643 (1990).
111. M. Li, J. Lu, and W. He, Symmetry breaking induced magnon-magnon coupling in synthetic antiferromagnets, *Phys. Rev. B* **103**, 064429 (2021).
112. B. Liang, B. Yuan, and J.-C. Cheng, Acoustic Diode: Rectification of acoustic energy flux in one dimensional systems, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 104301 (2009).
113. F. V. Lisovskii and O. P. Polyakov, in *Proceedings of the XVIII International School-Workshop "New Magnetic Materials for Microelectronics* (Moscow, Russia, June 24–28, 2002), p. 438.
114. F. V. Lisovskii and E. G. Mansvetova, in *Proceedings of the XX International School-Workshop "New Magnetic Materials for Microelectronics* (Moscow, Russia, June 12–16, 2006), p. 70.
115. X. Liu, M. M. Steiner, R. Sooryakumar, G. A. Prinz, et al., Exchange stiffness, magnetization, and spin waves in cubic and hexagonal phases of cobalt, *Phys. Rev. B* **53**, 12166 (1996).
116. Z. Y. Liu, F. Zhang, B. Xu, D. L. Yu, et al., Thermally induced antiferro-magnetic interlayer coupling and its oscillatory dependence on repetition number in spin-valve Co/Pt multilayers, *J. Phys. D* **42**, 035010 (2009).
117. N. Locatelli, V. Cros, and J. Grollier. Spin-torque building blocks. *Nature mater.* **13**, 11 (2014).
118. N. Maciel, E. Marques, L. Naviner, Y. Zhou, and H. Cai, Magnetic tunnel junction applications, *Sensors* **20**, 121 (2019).
119. D. MacNeill, J. T. Hou, D. R. Klein, P. Zhang, et al., Gigahertz frequency antiferromagnetic resonance and strong magnon-magnon coupling in the layered crystal CrCl₃, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 047204 (2019).
120. C. F. Majkrzak, J. W. Cable, J. Kwo, M. Hong, et al., Observation of a magnetic antiphiase domain structure with long-range order in a synthetic Gd-Y superlattice, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2700 (1986).

121. H. Matsumoto, T. Kawada, M. Ishibashi, M. Kawaguchi, and M. Hayashi, Large surface acoustic wave nonreciprocity in synthetic antiferromagnets, *Appl. Phys. Express* **15**, 063003 (2022).
122. R. D. McMichael and M. D. Stiles, Magnetic normal modes of nanoelements, *J. Appl. Phys.* **97**, 10J901 (2005).
123. G. A. Melkov, V. I. Vasyuchka, V. V. Lazovskiy, V. S. Tiberkevich, and A. N. Slavin, Wave front reversal with frequency conversion in a nonreciprocal medium, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 252510 (2006).
124. R. Meservey and P. M. Tedrow, Spin-polarized electron tunneling, *Phys. Rep.* **238**, 173 (1994).
125. T. Mewes, J. Kim, D. V. Pelekhov, G. N. Kakazei, et al., Ferromagnetic resonance force microscopy studies of arrays of micron size permalloy dots, *Phys. Rev. B* **74**, 144424 (2006).
126. C. W. Miller, D. D. Belyea, and B. J. Kirby, Magnetocaloric effect in nanoscale thin films and heterostructures. *J. Vac. Sci. Technol. A* **32**, 040802 (2014).
127. T. Miyazaki and N. Tezuka, Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction, *J. Magn. Magn. Mater.* **139**, L231 (1995).
128. M. Mohseni, R. Verba, T. Brächer, Q. Wang, et al., Backscattering immunity of dipole-exchange magnetostatic surface spin waves, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 197201 (2019).
129. J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey, Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1995).
130. J.-H. Moon, S.-M. Seo, K.-J. Lee, K.-W. Kim, et al., Spin-wave propagation in the presence of interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction, *Phys. Rev. B* **88**, 184404 (2013).
131. D. Morgan, *Surface Acoustic Wave Filters: With Applications to Electronic Communications and Signal Processing* (Academic Press, London, 2010).
132. M. Mruczkiewicz, M. Krawczyk, G. Gubbiotti, S. Tacchi, et al., Nonreciprocity of spin waves in metallized magnonic crystal, *New J. Phys.* **15**, 113023 (2013).
133. I. Neudecker, M. Kläui, K. Perzmaier, D. Backes, et al., Spatially resolved dynamic eigenmode spectrum of Co rings, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 057207 (2006).
134. J. Nogués and I. K. Schuller, Exchange bias, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
135. J. Nogués, J. Sort, V. Langlais, V. Skumryev, et al., Exchange bias in nanostructures, *Phys. Rep.* **422**, 65 (2005).
136. D. Nolle, M. Weigand, P. Audehm, E. Goering, et al., Unique characterization possibilities in the ultra high vacuum scanning transmission X-ray microscope (UHV-STXM) “MAXYMUS” using a rotatable permanent magnetic field up to 0.22 T, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 046112 (2012).

137. Yu. Obukhov, D. V. Pelekhov, J. Kim, P. Banerjee, et al, Local ferromagnetic resonance imaging with magnetic resonance force microscopy, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 197601 (2008).
138. S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche, Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990).
139. S. S. P. Parkin, Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d, and 5d transition metals, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3598 (1991).
140. S. S. P. Parkin, R. Bhadra, and K. P. Roche, Oscillatory magnetic exchange coupling through thin copper layers, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2152 (1991).
141. S. S. P. Parkin, A. Mansour, and G.P. Felcher, Antiferromagnetic interlayer exchange coupling in sputtered Fe/Cr multilayers: Dependence on number of Fe layers, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1473 (1991).
142. S. S. P. Parkin and D. Mauri, Spin engineering: Direct determination of the Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida far-field range function in ruthenium, *Phys. Rev. B* **44**, 7131 (1991).
143. S. P. Parkin, Dramatic enhancement of interlayer exchange coupling and giant magnetoresistance in $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}$ multilayers by addition of thin Co interface layers, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1358 (1992).
144. S. S. P. Parkin, Oscillations in giant magnetoresistance and antiferromagnetic coupling in $[\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}]_N$ multilayers, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 512 (1992).
145. S. Parkin, X. Jiang, C. Kaiser, A. Panchula, et al., Magnetically engineered spintronic sensors and memory, *Proc. IEEE* **91**, 661 (2003).
146. S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, Magnetic domain-wall racetrack memory, *Science* **320**, 190 (2008).
147. S. Parkin and S.-H. Yang, Memory on the racetrack, *Nat. Nanotechnol.* **10**, 195 (2015).
148. V. K. Pecharsky, and K. A. Gschneidner, Jr., Giant Magnetocaloric effect in $\text{Gd}_5(\text{Si}_2\text{Ge}_2)$, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4494 (1997).
149. Y. Peng, J.-G. Zhu, and D. E. Laughlin, Interfacial Co nanolayers for enhancing interlayer exchange coupling in antiferromagnetic interlayer exchange coupling media, *J. Appl. Phys.* **91**, 7676 (2002).
150. F. Petroff, A. Barthélemy, D. H. Mosca, D. K. Lottis, et al., Oscillatory interlayer exchange and magnetoresistance in Fe/Cu multilayers, *Phys. Rev. B* **44**, 5355 (1991).
151. H. Pfeiffer, Characteristics of magnetostatic surface waves for system of two magnetic films, *Phys. Status Solidi (A)* **18**, K53 (1973).

152. B. Pigeau, C. Hahn, G. de Loubens, V. V. Naletov, et al., Measurement of the dynamical dipolar coupling in a pair of magnetic nanodisks using a ferromagnetic resonance force microscope, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 247602 (2012).
153. D. Pinna, G. Bourianoff, and K. Everschor-Sitte, Reservoir computing with random skyrmion textures, *Phys. Rev. Applied* **14**, 054020 (2020).
154. P. Pirro, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, Advances in coherent magnonics, *Nature Rev. Mater.* **6**, 1114 (2021).
155. L. P. Pitaevskii, Electric Forces in a Transparent Dispersive Medium, *Sov. Phys. JETP* **12**, 1008 (1961).
156. D. M. Polishchuk, Yu. O. Tykhonenko-Polishchuk, E. Holmgren, A. F. Kravets, et al., Thermally induced antiferromagnetic exchange in magnetic multilayers, *Phys. Rev. B* **96**, 104427 (2017).
157. D. M. Polishchuk, Yu. O. Tykhonenko-Polishchuk, A. F. Kravets, and V. Korenivski, Thermal switching of indirect interlayer exchange in magnetic multilayers, *Europhys. Lett.* **118**, 37006 (2017).
158. D. Polishchuk, Yu. Tykhonenko-Polishchuk, V. Borynskyi, A. Kravets, et al., Magnetic hysteresis in nanostructures with thermally controlled RKKY coupling, *Nanoscale Res. Lett.* **13**, 245 (2018).
159. D. M. Polishchuk, Yu. O. Tykhonenko-Polishchuk, E. Holmgren, A. F. Kravets, et al., Giant magnetocaloric effect driven by indirect exchange in magnetic multilayers, *Phys. Rev. Materials* **2**, 114402 (2018).
160. D. M. Polishchuk, M. Persson, M. M. Kulyk, E. Holmgren, et al., Tuning thermomagnetic properties of dilute-ferromagnet multilayers using RKKY interaction, *Appl. Phys. Lett.* **117**, 022402 (2020).
161. P. Politi and M. G. Pini, Dipolar interaction between two-dimensional magnetic particles, *Phys. Rev. B* **66**, 214414 (2002).
162. I. L. Prejbeanu, M. Kerekes, R. C. Sousa, H. Sibuet, et al., Radiation damping in ferromagnetic resonance induced by a conducting spin sink, *Phys. Rev. B* **96**, 184405 (2017).
163. E. W. Pugh, R. A. Henle, D. L. Critchlow, and L. A. Russell, Solid-state memory development in IBM, *IBM J. Res. & Dev.* **25**, 585 (1981).
164. D. C. Ralph and M. D. Stiles, Spin transfer torques, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1190 (2008).
165. M. A. Ruderman and C. Kittel, Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons, *Phys. Rev.* **96**, 99 (1954).
166. K.-S. Ryu, L. Thomas, S.-H. Yang, and S. S. P. Parkin, Current induced tilting of domain walls in high velocity motion along perpendicularly magnetized micron-sized Co/Ni/Co racetracks, *Appl. Phys. Express* **5**, 93006 (2012).

167. H. Sasaki and N. Mikoshiba, Directional coupling of magnetostatic surface waves in layered magnetic thin films, *Electron. Lett.* **15**, 172 (1979).
168. R. Sasaki, Y. Nii, Y. Iguchi, and Y. Onose, Nonreciprocal propagation of surface acoustic wave in Ni/LiNbO₃, *Phys. Rev. B* **95**, 020407 (2017).
169. T. Sebastian, K. Schultheiss, B. Obry, B. Hillebrands and H. Schultheiss, Micro-focused Brillouin light scattering: imaging spin waves at the nanoscale, *Front. Phys.* **3**, 35 (2015).
170. D. I. Sementsov and A. M. Shutyi, Equilibrium orientation states in a system of two magnetic layers with antiferromagnetic coupling, *JETP Lett.* **74**(6), 306 (2001).
171. D. I. Sementsov and A. M. Shutyi, in *Proceedings of the XVIII International School-Workshop "New Magnetic Materials for Microelectronics* (Moscow, Russia, June 24–28, 2002), p. 417.
172. P. J. Shah, D. A. Bas, I. Lisenkov, A. Matyushov, N. X. Sun, and M. R. Page, Giant nonreciprocity of surface acoustic waves enabled by the magnetoelastic interaction, *Science Adv.* **6**, eabc5648 (2020).
173. G. Y. Shi, C. H. Wan, Y. S. Chang, F. Li, et al., Spin-orbit torque in MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO symmetric structure with interlayer antiferromagnetic coupling, *Phys. Rev. B* **95**, 104435 (2017).
174. S. Shichi, N. Kanazawa, K. Matsuda, S. Okajima, et al., Spin wave isolator based on frequency displacement nonreciprocity in ferromagnetic bilayer, *J. Appl. Phys.* **117**, 17D125 (2015).
175. Y. Shimizu, K. Hasegawas, and T. Yamada, Nonreciprocity of SAW velocity on a magnetized ferrite substrate, *Electron. Comm. Japan. Pt. I*, **63**, 1 (1980).
176. Y. Shiota, T. Taniguchi, M. Ishibashi, T. Moriyama, and T. Ono, Tunable magnon-magnon coupling mediated by dynamic dipolar interaction in synthetic antiferromagnets, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 017203 (2020)
177. J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth, Spin Hall effects, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
178. J. Sklenar and W. Zhang, Self-hybridization and tunable magnon-magnon coupling in van der Waals synthetic magnets, *Phys. Rev. Applied* **15**, 044008 (2021).
179. J. C. Slonczewski, Magnetic bubble tunnel detector, *IBM Tech. Disclosure Bull.* **19**, No. 6, 2328 (1976).
180. J. C. Slonczewski, Magnetic-field tunnel-sensor, *IBM Tech. Disclosure Bull.* **19**, No. 6, 2331 (1976).
181. J. C. Slonczewski, Magnetic-barrier current amplifier, *IBM Tech. Disclosure Bull.* **19**, No. 6, 2333 (1976)

182. A. Smith, K. K. Nielsen, D. V. Christensen, C. R. H. Bahl, R. Bjørk, and J. Hattel, The demagnetizing field of a nonuniform rectangular prism, *J. Appl. Phys.* **107**, 103910 (2010).
183. I. V. Soldatov and R. Schäfer, Advances in quantitative Kerr microscopy, *Phys. Rev. B* **95**, 014426 (2017).
184. R. F. Soohoo, *Magnetic Thin Films* (Harper & Row, New York, 1965).
185. R. L. Stamps, Spin configurations and spin-wave excitations in exchange-coupled bilayers, *Phys. Rev. B* **49**, 339 (1994).
186. R. L. Stamps, Mechanisms for exchange bias, *J. Phys. D* **33**, R247 (2000).
187. D. D. Stancil, *Theory of Magnetostatic Waves* (Springer-Verlag, New York, 1993).
188. M. D. Stiles and A. Zangwill, Anatomy of spin-transfer torque, *Phys. Rev. B* **66**, 014407 (2002).
189. P. R. Subramanian, D. J. Chakrabarti, D. E. Laughlin, *Phase diagrams of binary copper alloys* (ASM International, Materials Park, OH, 1994).
190. A. Sud, C. W. Zollitsch, A. Kamimaki, T. Dion, et al., Tunable magnon-magnon coupling in synthetic antiferromagnets, *Phys. Rev. B* **102**, 100403(R) (2020).
191. S. Tacchi, M. Madami, G. Gubbiotti, G. Carlotti, et al., Anisotropic dynamical coupling for propagating collective modes in a two-dimensional magnonic crystal consisting of interacting squared nanodots, *Phys. Rev. B* **82**, 024401 (2010).
192. M. Tanter, J.-L. Thomas, F. Coulouvrat, and M. Fink, Breaking of time reversal invariance in nonlinear acoustics, *Phys. Rev. E* **64**, 016602 (2001).
193. P. M. Tedrow and R. Meservey, Spin-dependent tunneling into ferromagnetic nickel, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 192 (1971).
194. S. Tehrani, B. Engel, J. M. Slaughter, E. Chen, et al., Recent developments in magnetic tunnel junction MRAM, *IEEE Trans. Magn.* **36**, 2752 (2000).
195. M. Tokac, S. A. Bunyaev, G. N. Kakazei, D. S. Schmool, et al., Interfacial structure dependent spin mixing conductance in Cobalt thin films, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 056601 (2015).
196. R. Tomasello, R. Verba, V. Lopez-Dominguez, F. Garesci, et al., Antiferromagnetic parametric resonance driven by voltage-controlled magnetic anisotropy, *Phys. Rev. Applied* **17**, 034004 (2022).
197. M. Tsutsumi, T. Bhattacharyya, and N. Kumagai, Piezoelectric-magnetoelastic surface wave guided by interface between semi-infinite piezoelectric and magnetoelastic media, *J. Appl. Phys.* **46**, 5072 (1975).
198. Yu. O. Tykhonenko-Polishchuk, D. M. Polishchuk, T. I. Polek, D. D. Yaremkevych, et al., Spin-dependent scattering and magnetic proximity effect in Ni-doped Co/Cu multilayers as a probe of atomic magnetism, *J. Appl. Phys.* **125**, 023907 (2019).

199. L. Udvardi and L. Szunyogh, Chiral asymmetry of the spin-wave spectra in ultrathin magnetic films, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 207204 (2009).
200. A. Vansteenkiste, K. W. Chou, M. Weigand, M. Curcic, et al., X-ray imaging of the dynamic magnetic vortex core deformation, *Nature Phys.* **5**, 332 (2009).
201. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, et al., The design and verification of MuMax3, *AIP Adv.* **4**, 107133 (2014).
202. A. Veloso, P. P. Freitas, N. J. Oliveira, J. Fernandes, and M. Ferreira, Spin valve heads with a corrosion resistant MnRh exchange layer, *IEEE Trans. Magn.* **34**, 2343 (1998).
203. R. Verba, G. Melkov, V. Tiberkevich, and A. Slavin, Collective spin-wave excitations in a two-dimensional array of coupled magnetic nanodots, *Phys. Rev. B* **85**, 014427 (2012).
204. R. Verba, V. Tiberkevich, E. Bankowski, T. Meitzler, et al., Conditions for the spin wave nonreciprocity in an array of dipolarly coupled magnetic nanopillars, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 082407 (2013).
205. R. Verba, V. Tiberkevich, K. Guslienko, G. Melkov, and A. Slavin, Theory of ground-state switching in an array of magnetic nanodots by application of a short external magnetic field pulse, *Phys. Rev. B* **87**, 134419 (2013).
206. R. Verba, V. Tiberkevich, A. Slavin Influence of interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction on the parametric amplification of spin waves, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 112402 (2015).
207. R. Verba, E. Bankowski, T. Meitzler, V. Tiberkevich, A. Slavin, Nonreciprocal spin waves in a magnonic crystal with in-plane static magnetization, *SPIN* **6**, 1640013 (2016).
208. R. V. Verba, A. Hierro-Rodriguez, D. Navas, J. Ding, et al., Spin-wave excitation modes in thick vortex-state circular ferromagnetic nanodots, *Phys. Rev. B* **93**, 214437 (2016).
209. R. Verba, I. Lisenkov, I. Krivorotov, V. Tiberkevich, and A. Slavin, Nonreciprocal surface acoustic waves in multilayers with magnetoelastic and interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interactions, *Phys. Rev. Applied* **9**, 064014 (2018).
210. R. Verba, V. Tiberkevich, and A. Slavin, Wide-band nonreciprocity of surface acoustic waves induced by magnetoelastic coupling with a synthetic antiferromagnet, *Phys. Rev. Applied* **12**, 054061 (2019).
211. R. Verba, E. N. Bankowski, T. J. Meitzler, V. Tiberkevich, and A. Slavin, Phase nonreciprocity of microwave-frequency surface acoustic waves in hybrid heterostructures with magnetoelastic coupling, *Adv. Electron. Mater.* **7**, 2100263 (2021).

212. S. V. Vonsovskii, ed., *Ferromagnetic Resonance. The Phenomenon of Resonance Absorption of HF Electromagnetic Field Energy in Ferromagnetic Materials* (Pergamon Press, London, 1966).
213. K. Wago, D. Botkin, C. S. Yannoni, and D. Rugar, Paramagnetic and ferromagnetic resonance imaging with a tip-on-cantilever magnetic resonance force microscope, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2757 (1998).
214. Q. Wang, P. Pirro, R. Verba, A. Slavin, et al., Reconfigurable nanoscale spin-wave directional coupler, *Sci. Adv.* **4**, e1701517 (2018).
215. Q. Wang, B. Heinz, R. Verba, M. Kewenig, et al., Spin pinning and spin-wave dispersion in nanoscopic ferromagnetic waveguides, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 247202 (2019).
216. X. Wang, Q. Yang, L. Wang, Z. Zhou, et al, E-field control of the RKKY interaction in FeCoB/Ru/FeCoB/PMN-PT(011) multiferroic heterostructures, *Adv. Mater.* **30**, 1803612 (2018).
217. M. Weiler, L. Dreher, C. Heeg, H. Huebl, et al., Elastically driven ferromagnetic resonance in Nickel thin films, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 117601 (2011).
218. R. M. White. *Quantum Theory of Magnetism* (Springer-Verlag, Berlin, 1983)
219. C. P. Wiederhold, D. L. Sounas, and A. Alu, Nonreciprocal acoustic propagation and leaky-wave radiation in a waveguide with flow, *J. Acoust. Soc. Am.* **146**, 802 (2019).
220. S. Wintz, V. Tiberkevich, M. Weigand, J. Raabe, et al., Magnetic vortex cores as tunable spin-wave emitters, *Nat. Nanotech.* **11**, 948 (2016).
221. T. Wolfram, Magnetostatic surface waves in layered magnetic structures, *J. Appl. Phys.* **41**, 4748 (1970).
222. D. C. Worledge, Single-domain model for toggle MRAM, *IBM J. Res. Dev.* **50**, 69 (2006).
223. D. C. Worledge, Theory of spin torque switching current for the double magnetic tunnel junction, *IEEE Magn. Lett.* **8**, 4306505 (2017).
224. Y. Yafet, Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida range function of a one-dimensional free-electron gas, *Phys. Rev. B* **36**, 3948 (1987).
225. O. Yalçın, ed., *Ferromagnetic Resonance - Theory and Applications* (IntechOpen, London, 2013).
226. S.-H. Yang, K.-S. Ryu, and S. Parkin, Domain-wall velocities of up to $750 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ driven by exchange-coupling torque in synthetic antiferromagnets, *Nat. Nanotech.* **10**, 221 (2015).
227. K. Yosida, Magnetic Properties of Cu-Mn Alloys, *Phys. Rev.* **106**, 893 (1957).
228. Y. Zheng and J.-G. Zhu, Micromagnetic principles in pseudo spin valve memory element design, *IEEE Trans. Magn.* **33**, 3286 (1997).

229. J. G. Zhu, Spin valve and dual spin valve heads with synthetic antiferromagnets, *IEEE Trans. Magn.* **35**, 655 (1999).
230. R. Zivieri and R. L. Stamps, Theory of spin wave modes in tangentially magnetized thin cylindrical dots: A variational approach, *Phys. Rev. B* **73**, 144422 (2006).
231. R. Zivieri, A. Giordano, R. Verba, B. Azzerboni, et al., Theory of nonreciprocal spin-wave excitations in spin Hall oscillators with Dzyaloshinskii-Moriya interaction, *Phys. Rev. B* **97**, 134416 (2018).
232. A. K. Zvezdin and V. G. Red'ko, Domain structure of a ferromagnet in a rapidly oscillating magnetic field, *JETP Lett.* **21**, 203 (1975).
233. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны* (Москва, Наука, 1967).
234. В. С. Герасимчук, Ю. И. Горобец, Влияние ультразвука на доменные стенки в ферромагнетике, *Укр. Фіз. Ж.* **24**, 289 (1979).
235. В. С. Герасимчук, Ю. И. Горобец, Устойчивость магнитных фаз антиферромагнетиков в высокочастотном магнитном поле, *Физ. Низк. Темп.* **5**, 753 (1979).
236. В. В. Данилов, І. В. Зависляк, О. Ю. Нечипорук, *Спін-Хвильова Електродинаміка: підручник* (Київ, ВПЦ «Київський університет», 2008).
237. П. Л. Капица, Теплопроводность и диффузия в жидкой среде при периодическом течении, *ЖЭТФ* **21**(9), 964 (1951).
237. А. М. Косевич, Б. А. Иванов, А. С. Ковалев, *Нелинейные волны намагнитченности. Динамические и топологические солитоны* (Київ, Наукова думка, 1983).
238. А. М. Погорілий, С. М. Рябченко, О. І. Товстолиткін, Спінтроніка. Основні явища. Тенденції розвитку, *Укр. фіз. журн. Огляди* **6**, 37 (2010).

Монографія є колективною працею всіх авторів. Основну роботу по підготовці окремих розділів виконували: розділи 1 і 2 – Верба Р. В. та Боринський В. Ю., розділ 3 – Верба Р. В., розділ 4 – Джежеря Ю. І., розділ 5 – Поліщук Д. М. та Кравець А. Ф.. Загальна редакція – Верба Р. В., Кравець А. Ф.

Наукове видання

**Верба Роман Володимирович
Джежеря Юрій Іванович
Боринський Владислав Юрійович
Поліщук Дмитро Михайлович
Кравець Анатолій Федорович**

**МАГНІТНА ТА ТЕРМОІНДУКОВАНА ДИНАМІКА
У НАНОЕЛЕМЕНТАХ СИНТЕТИЧНИХ
АНТИФЕРОМАГНЕТИКІВ**

Монографія

В авторській редакції

Підписано до друку 01.08.2023. Формат 60x90/16. Папір
офсетний. Гарнітура Liberation Serif. Ум. друк. арк. 10,25. Обл.-
вид. арк. 8,7. Наклад 100 прим. Зам. № 308

Видавництво «Діса плюс»

Тел. (057) 768-03-15

Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи до
Державного реєстру видавців, виготівників та
розповсюджувачів видавничої продукції: серія ДК № 4047
від 15.04.2011 р.

Надруковано в друкарні «БУКЛАЙН»
61000, м.Харків, вул. Катерининська, 46.
www.bookline.online

