

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
ДОНЕЦЬКИЙ ФІЗИКО - ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ім. О.О. ГАЛКІНА

на правах рукопису

ТАРАСЕНКО Сергій Вадимович

СПІНОВА ДИНАМІКА ОБМЕЖЕНИХ ТА ШАРУВАТИХ МАГНЕТИКІВ

Спеціальність 01.04.11 - магнетизм

АВТОРЕФЕРАТ

дисертації на здобуття вченого ступеня  
доктора фізико - математичних наук

ДОНЕЦЬК - 1996

Дисертація є рукописом.

Робота виконана у Донецькому фізико - технічному інституті ім. О.О.Галкіна Національної Академії Наук України

Наукові консультанти: д.ф.-м.н., с.н.с Стефановський Є.П.  
д.ф.-м.н., с.н.с Сукстанський О.Л.

Офіційні опоненти: доктор фізико - математичних наук  
с.н.с. Даньшин М.К.  
доктор фізико - математичних наук  
с.н.с. Львов В.А.  
доктор фізико - математичних наук  
професор Шавров В.Г.

Ведуча організація: Інститут фізики РДУ

Захист відбудеться " 16 " V 1996р.  
у 10<sup>00</sup> год на засіданні Спеціалізованої Ради Д06. 11. 01  
при Донецькому фізико - технічному інституті НАН України  
(340114, м. Донецьк - 114, вул. Р.Люксембург, 72)

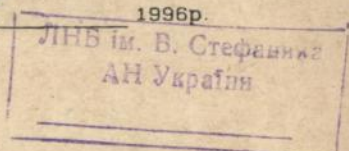
З дисертацією можна ознайомитись у науковій бібліотеці  
ДонФТІ НАН України.

Автореферат надіслано " 16 " IV 1996р.

Вчений секретар

Спеціалізованої Ради Д 06. 11. 01  
к. ф. - м. н., пров. н. с.

 Ю. Я. Соловійов



ЛННБ України ім.В.Стефанюка



00760198 (V)

## ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

### Актуальність теми.

Добре відомо, що сучасний етап у розвитку теорії магнітовпорядкованих кристалів у значній мірі пов'язаний з дослідженнями їх резонансних властивостей на ґрунті таких теоретичних моделей, які найбільш адекватно відбивають основні риси реальних фізичних об'єктів. Це перш за все зумовлено активним використанням магнітних матеріалів у таких перспективних галузях науки та техніки, як мікроелектроніка, обчислювальна та лазерна техніка, НВЧ - спектроскопія, прикладна магнітооптика та магнітоакустика тощо. У цьому зв'язку особливу актуальність набирає задача послідовного опису динамічних явищ у магнетиках, поблизу спін - орієнтаційних фазових переходів (СОФП), оскільки створення адекватної теорії надасть можливість не тільки визначити умови формування нетривіальних динамічних характеристик у експериментально легко досягненій області зовнішніх параметрів, але й дозволить цілеспрямовано вести пошук нових магнітних фаз широко розвинутими засобами НВЧ - електроніки, лазерної та ультразвукової спектроскопії. Однак різке зростання радіусу спінових флуктуацій поблизу СОФП сприяє до того, що коректний опис критичної спінової динаміки реального магнітовпорядкованого кристалу є неможливим без одночасного врахування впливу наступних трьох факторів: 1) дефектів; 2) взаємодії спінової підсистеми з іншими підсистемами реального магнетика (зокрема, ґраткою та ядерною спіновою підсистемою); 3) власних магнітних ангармонізмів. Що стосується дефектів, то навіть у ідеальному "бездефектному" кристалі принципово неусувним дефектом є поверхня магнітного зразку, а в умовах існування багатофазних структур - поверхня доменної міжфазної межі.

Іншим класом реальних фізичних об'єктів, спінова динаміка яких вимагає одночасного врахування впливу трьох вищеперелічених факторів, є магнетика, у яких ефекти сильного магнітопружного та надтонкого зв'язку реалізуються вже внаслідок особливих симетрійних властивостей кристалу. Зокрема, у випадку обміноколінеарних магнітних структур такими

є кубічні магнетики, а також магнетики з магнітною анізотропією типу "легка площина". Новим могутнім стимулом до розвитку послідовного теоретичного опису лінійної та нелінійної динаміки тонких магнітних плівок та багатшаруватих магнітних структур є технологічні досягнення у виготовленні високоякісних планарних магнітних структур (зокрема, за участю ВТНП - матеріалів), до яких належать магнітні надгратки, магнітні сендвич-структури та інші. Це дало можливість говорити не тільки про межі розподілу шарів, як про квазідвовимірний дефект, але й про появу нового класу магнітних матеріалів з раніш не досягненими характеристиками: композитних магнетиків як нової елементної бази для широкого кола приладів по збереженню та переробці інформаційних потоків. При цьому важливою обставиною є той факт, що реальний магніто-впорядкований кристал уявляє собою суттєво нелінійне середовище вже за порівнянню низькими рівнями НВЧ поля, що до цих пір враховувалось тільки для необмежених моделей магнітних матеріалів або у вигляді малих нелінійних додатків до законів дисперсії лінійних по амплітудах спінових коливань спін - хвильових збуджень.

Таким чином, задача коректного опису спектра низькочастотних спін- хвильових збуджень при наявності квазідвовимірних дефектів безперечно є актуальною проблемою, рішення якої важливе як з точки зору загальної теорії динамічних явищ при фазових переходах типу "м'яка мода", так і з точки зору створення нових класів композиційних магнітних матеріалів з якісно новими магнітними характеристиками.

Мета дисертаційної роботи полягає у послідовному теоретичному дослідженні ролі крупномасштабних квазідвовимірних дефектів у лінійній та нелінійній спіновій динаміці магніто-впорядкованого кристалу поблизу спін - орієнтаційного фазового переходу.

Основні положення, які виносяться на захист

1. Розвинута феноменологічна теорія нового класу поляризаційних ефектів в умовах розповсюдження спінових хвиль в обмежених магнетиках при довільній величині магнітопружного зв'язку.
2. Для тонких магнітних плівок та багатшаруватих структур знайдено новий клас поширюючихся безобмінних спін- хвильових

збуджень - еластостатичних спінових хвиль. Фізичною умовою формування в обмежених магнетиках данного типу магнітних збуджень є косвений спін-спіновий обмін через далекодіюче поле квазістатичних магнітопружних деформацій.

3. Побудована теорія нелінійних локалізованих спінових збуджень у багатопаруватих магнітних структурах.

#### Наукова новизна роботи

1. Розроблена теорія впливу ґратки на самоіндуційоване розщеплення спін - хвильового пучка.

2. Запропоновано магнітопружний механізм формування як супутньої поверхневої спінової хвилі, так й багатопроменевого відбиття (заломлювання) спінових хвиль на поверхні магнетика.

3. З'ясовані умови існування особливих напрямів розповсюдження нормальних спінових хвиль у магнітовпорядкованих кристалах (магнітні вісі) та теоретично проаналізовані пов'язані з ними поляризаційні ефекти (зокрема, спін-хвильова внутрішня кінчна рефракція).

4. Показано, що послідовне врахування косвеного спін - спінового обміну через поле еластостатичних фононів приводить до нового класу поширюючихся безобмінних (як поверхневих, так і об'ємних) спінових збуджень - еластостатичних спінових хвиль.

5. Вказані умови існування розповсюджуючихся еласто - обмінних поверхневих та об'ємних спінових хвиль, визначені конкретні геометрії їх реалізації, визначений зв'язок форми ізочастотної поверхні цих коливань та структури спектру поширюючихся об'ємних еласто - обмінних спінових хвиль у тонкій магнітній плівці.

6. Досліджені умови формування у тонкій магнітній плівці нових типів однорідного та неоднорідного ядерного та електронного спін-спінового резонансів.

7. Визначені особливості спінової динаміки тонкої магнітної плівки, пов'язані з її немагнітним покриттям. Зокрема, досліджені умови існування поверхневих та внутрішніх еласто - обмінних спінових хвиль, маючих при певних обставинах невзаємний спектр ( $\omega(k) \neq \omega(-k)$ ).

8. Вперше досліджена можливість формування поверхневих та внутрішніх магнітних солітонів у двох та трьох шарових маг-

нітних структурах, що створені на підставі як модуляційно стійких, так і модуляційно нестійких (відносно критерія Лайтхіла) магнітних середовищ.

9. Теоретично передбачено існування еластостатичних типів поширюючихся прилежних спінових хвиль, як у випадку магнетика з ізольованою  $180^\circ$  ДМ, так і з плоскопаралельною доменею межею.

#### Практична цінність роботи.

1. Визначений зумовлений динамічною магнітопружною взаємодією новий клас поляризаційних ефектів у спіновий динаміці обмежених магнетиків.

2. Розвинуто новий, ефективний підхід до аналізу впливу ґратки на спінову динаміку тонкої магнітної плівки та багатшаруватої магнітної структури. Знайдені необхідні умови для формування у спектрі поглинання НВЧ енергії цих структур додаткових резонансних максимумів.

3. На підставі послідовного врахування нелінійності спін - системи реального магнітного середовища та без обмежень на амплітуду спінових коливань показана можливість існування якісно нових типів спінових збуджень, що не мають свого аналогу у лінійному по амплітуді граничному випадку.

4. Знайдено новий клас розмірних ефектів у ЯМР та АФМР як у ізольованих тонких магнітних плівках, так і у багатшаруватих магнітних структурах.

Достовірність результатів, що отримані у дисертації досягнута завдяки використанню сучасних методів теоретичного аналізу, вибору відповідного математичного апарату та широко апробованих фізичних моделей, обґрунтуванню меж використання розробленої теорії.

Достовірність результатів визначається також і порівнянням висновків дисертації з результатами досліджень інших авторів, а також тісними фізичними аналогіями з добре відомими явищами у фізиці твердого тіла.

Апробація роботи: Матеріали дисертації доповідались та обговорювались на слідуєчих конференціях, школах, симпозіумах та семінарах: Всесоюзних конференціях по фізиці магнітних явлень (Калінін - 1988г. Ташкент - 1991г.), Совещання по фізиці низких температур (Казань - 1992г., Дубна - 1994г.), Всесоюзних школах по спин - волновой

електроніці СВЧ (Сваліява 1989г., Звенігород - 1991г., Саратов - 1993г.), Зимней школі симпозиумі по теоретической фізіці "Коуровка" (1990г.), Всесоюзных школах - семінарах "Новые магнітныя матэрыялы для мікразлектронікі" (Ташкент - 1988г., Новгород - 1990г., Астрахань - 1992г., Москва - 1994г.), Всесоюзных семінарах по спіновым волнам (Ленінград - 1988г., 1990г., 1992г.), Всесоюзной канферэнцыі по акустоэлектроніці і квантавой акустыці (Кишиньов - 1988г.), Сімпозіумі по аморфному магнетызму (Красноярськ - 1989г.), Всесоюзной канферэнцыі "Современные проблемы статистической фізікі" (Харків - 1991г.), Семінаре по функцыональнай магнітоэлектроніці (Красноярськ - 1988г.), XI Міжнародной канферэнцыі по гіромагнітнай электроніці і электродынаміці (Алушта - 1992г.), Всесоюзных семінарах по разработке устрійстваў храненія і перапрабкі інфармацыі на аснове ШМД і ВБЛ (Сімферополь - 1988, Москва - 1990), Всесоюзной школе "Высокачастотныя свойства полупроводниковых і феррыт - дыэлектрических структур" (Саратов - 1988г.), Школе - семінаре по фізіці магнітных явлений (Алушта - 1991г.), Республіканском семінаре по фізіці магнітных явлений (Слав'яногорськ - 1993г.), VII Міжнародном научном семінаре "Фізіка магнітных явлений" (Донецьк - 1994), 2d Conference on Magnetoelectric Materials (Ascona, 1993г.), 38th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials (Minneapolis - 1993г.), 14 International colloquium on Magnetic Films and Surfaces (Dusseldorf-1994г.), XXVII Congress AMPERE on magnetic resonance (Казань, 1994г.), International Conference on Magnetism (Warsawa, 1994), 6 European Magnetic Materials and Applications Conference (Vienna, 1995), I Объединенной канферэнцыі по магнітоэлектроніці (Москва, 1995)

Публікацыі: Всього по тэмі дысертацыі опублікавана 39 статей. Головні рэзультаты досить повно выкладены у 32 статтях (іхній спісок наведены у кінці аўтореферату), а такж у працах канферэнцый, шкіл та семінараў.

Асобовы вноск аўтара: З 32 работ, що покладены у аснову дысертацыі 6 былі напісаны у співаўторстві. Головні рэзультаты дысертацыі атрыманы асобіста аўтаром.

Структура і аб'ём дысертацыі. Дысертацыя складаецца з вступу, п'яці галаў та высновкаў. Вона вышчуе 310 сторінок

машинописного тексту, 24 малюнки та список цитованої літератури з 220 найменувань.

#### ЗМІСТ РОБОТИ.

Вступна частина дисертації має стисле обґрунтування актуальності обраної тематики, сформульовані основні мети та завдання роботи, вказані наукова новизна та практична значимість здобутих результатів, розкрита структура дисертації по главах, стисло наведені головні положення та висновки, що виносяться на захист.

Оскільки головні застави теорії критичних явищ поблизу фазових переходів та нелінійних збуджень у магнітовпорядкованих кристалах детально викладені у багатьох монографіях та оглядах (див. [1-4]), то автор не вважав за потрібне навести спеціальний огляд загальних питань. Замість цього напочатку кожного розділу є стислий вступ, що з'ясовує постанову задачі та дає викладення головних результатів тільки тих робіт, ідеї та методи яких безпосередньо розвиваються у відповідному розділі.

Оскільки нас цікавлять тільки такі спін - хвильові збудження, для яких характерний масштаб неоднорідностей у просторі на багато разів перевершує сталу ґратки, то для розрахунків є доцільним використання методів широко апробованої феноменологічної теорії магнітовпорядкованих кристалів. У її межах реальний кристал подається у вигляді сукупності взаємодіючих полів, що відповідають кожній із взаємодіючих підсистем реального магнетика (зокрема, спінова, пружня та інші). При цьому, враховуючи слабку просторову неоднорідність досліджуваних збуджень, у разі побудування відповідного термодинамічного потенціалу можна обмежитись членами не вище другого ступеню по просторовим похідним від компонент кожного з врахованих полів. З цього ж приводу як домену межу, так й межу кристалу, можна вважати за двовимірну.

Оскільки навіть у ідеальному кристалі принципово неусувним дефектом є його поверхня, то аналізу особливостей спінової динаміки при довільній величині безрозмірного параметру магнон - фононного зв'язку  $\xi$  ( $0 < \xi < 1$ ,  $\xi \approx 1$  - сильний магнітопружний зв'язок) й присвячена перша глава дисертації ("Поверхнева спінова динаміка магнітовпорядкованих

кристалів в умовах сильного магнітопружного зв'язку"). Відповідно до феноменологічного підходу взаємодія спінової та пружної підсистем реального магнітопорядкованого кристалу може бути коректно описана за допомогою зв'язаної системи динамічних рівнянь, що складається з рівнянь Ландау - Ліфшиця для намагніченостей підґраток спин - системи магнетика та головного рівняння руху теорії пружності для вектора зміщення  $u$ . Однак вже в межах двопідґраткової моделі АФМ, що враховує одночасно взаємодію трьох підсистем реального магнетика: 1) електронної спінової, 2) ядерної спінової та 3) ґратки, така система динамічних рівнянь складається з 15 у загальному випадку нелінійних рівнянь. Оскільки всюди подалі буде розглядатися тільки випадок обмінноколінеарних магнетиків, то у розділі 1.1. дисертації показано, що значне спрощення у описі динамічних властивостей такої моделі магнітопорядкованого кристалу може бути досягнуто, якщо скористатися відносною малістю відношення релятивістських взаємодій до обмінних. Коректне врахування цієї обставини дозволяє побудувати зредуковану замкнену систему динамічних рівнянь, що відрізняється від традиційно використовуваної тим, що в ній рівняння Ландау - Ліфшиця для електронної та ядерної намагніченостей замінені на ефективні рівняння руху для векторів антиферромагнетизму електронної та ядерної спин - систем. На цьому ґрунті побудована відповідна функція Лагранжа, яка дозволяє значно спростити опис взаємодії трьох вище вказаних підсистем при довільній величині відхилення магнітних моментів від рівноважної орієнтації. Аналіз цієї системи динамічних рівнянь у лінійному по амплітуді спінових коливань наближенні показав, що коли частота  $\omega$  збудження електронних або ядерних магнівів з хвильовим вектором  $k$  відповідає еластостатичному критерію:  $\omega \ll sk$  ( $s$  - мінімальна фазова швидкість пружних хвиль), то послідовне врахування впливу ґратки спричиняє квазіаналітичну поведінку у  $k$  - просторі спектру відповідно електронно- або ядерноподібної гілки магногоного спектру. Зокрема, спектр електронно - ядерних збуджень, що відповідають низьчастотній гілці спектру електронних спінових хвиль необмеженого ЛП АФМ при довільній симетрії магнітопружної та пружної взаємодії, визначається співвідношенням виду ( $\omega_{me}$  - магнітоупружна щільна,  $s$  - фазова швидкість

спінових хвиль,  $\omega_0$  - активація спінової хвильового спектру, що зумовлена зовнішнім магнітним полем  $H$ ,  $\omega_n(\omega_m)$  - частота ЯМР (АФМР):

$$\omega_*^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \left\{ \hat{\gamma} \hat{\Gamma} \hat{l} \hat{l} \hat{\Gamma}^{-1} \hat{k} \hat{k} \right\} + c^2 k^2; \quad (1)$$

$$\omega_*^2 = \frac{\omega_\tau^2 \omega_n^2}{\omega_n^2 - \omega^2} + \omega^2 \quad (2)$$

де  $\hat{\gamma}$  - тензор магнітопружних сталих 4 рангу,  $\hat{\Gamma}$  - тензор Кристофеля 2 - рангу,  $\hat{l}$  - одиничний вектор, що визначає рівноважну орієнтацію вектора антиферомагнетизму. Для  $\omega_m \gg sk$  ( $\omega_m \gg \omega_n$ ) цей ефект не має аналогу для електронно-подібної гілки спектру магнітонних збуджень АФМ, незважаючи на те, що, як звісно [5], колективний характер одночасткових збуджень у парамагнітній ядерній спінової системі магнітопорядкованого кристалу зумовлений надтонкою взаємодією електронних та ядерних спінів.

Якщо зафіксувати частоту збуджень спінових коливань  $\omega$ , то співвідношення (1)-(2) визначають у еластостатичному наближенні ( $\omega \ll sk$ ) структуру поверхні хвильових векторів (ПХВ) нормальних спінових коливань, аналіз якої дає можливість дослідити вплив ґратки на умови відбиття та заломлювання спінових хвиль на межі магнітопорядкованого кристалу (розділ 1.2). Заради спрощення та наочності розрахунків припущено, що магнітопружні та пружні властивості магнетика є ізотропними. Аналіз показав, що при  $\omega \ll sk$  додатковий до неоднорідного обміну косвенний спінової обмін через поле "еластостатичних фононів" може привести до формування ділянок ПХВ з від'ємною кривиною та, як наслідок, до зумовленого ґраткою ефекту багатопроменевого відбиття (заломлювання) об'ємної спінової хвилі без зміни її поляризації. Крім того, з'являються такі кути падіння, у яких падіння спінової хвилі на межу неможливе. Показано, що ці ефекти пов'язані з формуванням супутніх поверхневих та узагальнено - поверхневих спінових хвиль. Даний тип магнітних збуджень не відноситься до числа власних мод спектру нормальних спінових коливань напівобмеженого кристалу, бо реалізується

тільки за наявності падаючої на межу об'ємної спінової хвилі відповідної поляризації. Фактично цей тип спінових коливань уявляє собою магнітопружний аналог супутніх пружних поверхневих хвиль [6]. Якісно нові, порівняно до ЛП АФМ, ефекти виникають у двопідгратковій моделі ЛВ АФМ у нульовому зовнішньому магнітному полі, якщо дослідити ПХВ нормальних спінових хвиль з  $\omega \ll sk$ . У розділі 1.3. проведено відповідний аналіз та показано, що, крім ділянок з від'ємною кривиною, на ПХВ еласто - обмінних спінових хвиль ЛВ АФМ можливе також формування особливих точок типу самоперетинання. Наявність особливостей цього типу, як звісно з кристалооптики [7] або кристалоакустики [8], сприводить до появи у кристалічному середовищі особливих напрямів розповсюдження нормальних коливань (у даному випадку - спінових), які по аналогії з випадком оптичних та акустичних осей можна назвати "магнітними вісями". Оскільки вздовж таких напрямів поширюються нормальні спінові хвилі з однаковими фазовими швидкостями та різними поляризаціями, то у такому ЛВ АФМ, зокрема, має місце зумовлений магнітопружністю ефект внутрішньої конічної рефракції спінових хвиль. Досліджено вплив симетрії магнітопружної та пружної взаємодії на число та просторову орієнтацію магнітних вісей. Також показано альтернативою магнітопружному механізму формування магнітних осей, крім магнітодипольної взаємодії, у АФМ кристалах без центру інверсії може бути неоднорідна обмінно - релятивістська взаємодія.

Користуючись рівнянням для ПХВ, можливо також на підставі аналізу залежності нормальної до поверхні компоненти хвильового вектору від частоти збудження спінових коливань  $\omega$  та дотичної до поверхні компоненти хвильового вектору  $k_{\perp}$  класифікувати типи власних мод обмеженого магнітовпорядкованого кристалу (у випадку (1)-(2) - для ЛП АФМ). У розділі 1.4. таку програму реалізовано для ромбічного ЛП АФМ та для  $\omega \ll sk$  проведено класифікацію можливих типів розповсюджуючихся уздовж поверхні магнетика спінових хвиль з врахуванням двох типів спінів - спінового обміну: неоднорідного обміну та косвенної спінів - спінової взаємодії через поле "еластостатичних" фононів. Аналіз показав, що додатковий до гейзенбергівського обміну, фононний механізм спінів - спінової взаємодії приводить до формування нового еласто - обмінного

класу багатопарціальних поширюючихся спінових хвиль: поверхневих, узагальнено - поверхневих ("квазіповерхневих"), псевдоповерхневих ("витікаючих") та об'ємних. Такий підхід до аналізу магнітопружної динаміки обмежених магнетиків не тільки дозволяє провести зручну та фізично наочну класифікацію можливих типів магнітних збуджень обмеженого магнітвпорядкованого кристалу, але й у ряді випадків дає також можливість визначити спектр локалізованих спіно-хвильових збуджень у наочному вигляді. Зокрема, у даному розділі вперше у наочному вигляді знайдено закон дисперсії для двошпарціальної узагальнено - поверхневої еласто - обмінної хвилі, що поширюється уздовж поверхні напівобмеженого ЛП АФМ при умові, що спіни на поверхні зразку не закріплені, а сама поверхня є вільною від пружних напружень ( $k_1$  - проекція хвильового вектору спінових хвиль на поверхню кристалу)

$$\omega_*^2 = \omega_0^2 + c^2 k_1^2 + \left\{ -c^2 k_1^2 + c |k_1| \left( 4\omega_{me}^2 + c^2 k_1^2 \right)^{1/2} \right\} \quad (3)$$

Виконана у розділі 1.4. класифікація можливих типів еласто - обмінних спінових хвиль показує, що спінова хвиля (3) є квазіповерхневою тільки при  $k_1 < k_*$ , тоді як при  $k_1 > k_*$  її дисперсійна крива плавно переходить у поверхневу еласто - обмінну спінову хвилю. Аналогічну класифікацію виконана й для другого типу магнітної симетрії АФМ кристалів - "легковісної". На відміну від ЛП АФМ, тепер у слабких магнітних полях та  $\omega \ll sk$  вже існує не одна, а дві гілки еласто - обмінних спінових хвиль, що відрізняються своїми поляризаціями. Знайдена у розділі 1.2. ізочастотна поверхня для нормальних еласто - обмінних спінових хвиль дозволяє [9] побудувати теорію розповсюджуючихся пучків обмінних спінових хвиль при довільній величині магнітопружного зв'язку (розділ 1.5.). Аналіз показав, що коли у магнетику додатково до неоднорідного обміну існує також й косвений спін - спіновий обмін через поле еластостатичних фононів, то стає можливим ефект розщеплення пучка на два - або три (при цьому всі вони будуть мати однакову як магнітну, так і пружну поляризацію). Фізичною причиною цього явища у просторово однорідному середовищі є те, що при  $\omega \ll sk$  далекодіюче поле квазістатичних пружних деформацій, зумовлене спіновими коливаннями пучка, сприводить до формування у магнетику просторово - неоднорід-

них магнітних полів, дифракція на яких й приводить до ефекту розщеплення. Слідуючи [9], можливо визначити також й особливості поширення інтенсивних спінових хвиль в умовах сильного магнітопружного зв'язку. З аналізу відповідного еволюційного рівняння (типу рівняння Хіроги) випливає, що динамічна магнітопружна взаємодія при  $\omega \ll \omega_{sk}$  обумовлює формування таких інтервалів розповсюдження магнітних коливань, уздовж яких модуляційно нестійкий при  $\omega \gg \omega_{sk}$  спін-хвильовий пучок перетворюється на модуляційно стійкий (відносно критерія Лайтхіла) або навмисне.

Розглянуті у главі I аномалії взаємодії еласто - обмінних спінових хвиль з поверхнею напівобмеженого магнетика при одночасному врахуванні відбиття об'ємних магнітних коливань на двох протилежних поверхнях магнітного зразку (ізолювана магнітна плівка) природньо повинна приводити до різного роду інтерференційних ефектів. Їх обговоренню й присвячена друга глава дисертації "Критична спінова динаміка тонких магнітних плівок поблизу власного спін - орієнтаційного фазового переходу". У розділі 2.1. на прикладі тонкої однорідно намагніченої пластини кубічного АФМ досліджені, зумовлені впливом ґратки, особливості формування стоячих по товщині пластини ядерних еласто - обмінних спінових хвиль (умови спін-хвильового резонансу (СХР)). Аналіз показав, що коли товщина пластини  $d$  відповідає еластостатичному критерію  $\omega \ll \omega_{s/d}$ , то частота СХР стає залежною від відносної орієнтації нормалі до поверхні  $n$  та рівноважної орієнтації вектора антиферромагнетизму  $l$ . В результаті для такої магнітної плівки може відбуватися значне (порівняно з масивним зразком того ж кристалу) збільшення (на одиницю об'єму) як динамічного зсуву частоти ЯМР, так й коефіцієнта підсилення ЯМР. У випадку пластини ЛВ АФМ додатковий спін - спіновий обмін через поле еластостатичних фононів обумовлює новий ефект: вироджений при  $H = 0$  та  $d \geq d_*$  ( $d_* = s/\omega$ ) спектр стоячих ЯСХ розщеплюється при  $d \ll d_*$ , якщо напрямок  $n$  не збігається з напрямком магнітної вісі у необмеженій моделі ЛВ АФМ (див. розділ 1.3.). У цьому випадку додавання зовнішнього магнітного поля  $H \perp l$  приводить при певних  $H$  до перетинання розщеплених при  $H = 0$  гілок спектру стоячих ЯСХ, та, як наслідок, до формування необхідних умов реалізації у тонкій плів-

ці ЛВ АФМ нового типу однорідного спін-спінового резонансу, обумовленого впливом ґратки.

Слідуючий розділ, пов'язаний з аналізом впливу ґратки на умови локалізації та дисперсійні властивості магнітних коливань, що поширюються уздовж ізольованої пластини в ( $d \ll d$ ) тетрагональному АФМ. Для спрощення розрахунків розглядається тільки випадок  $u \perp k_1$ . Аналіз показав, що вже без врахування неоднорідного обміну (це відповідає "безобміному" наближенню, що широко використовується при аналізі магнітостатичних хвиль (МСХ)), косвений спін-спіновий обмін через далекодіюче поле квазістатичних магнітопружних деформацій приводить до формування у обмежених магнетиках нового класу безобмінних поширюючихся спін-хвильових збуджень: еластостатичних спінових хвиль (ЕСХ). Треба підкреслити, що ЕСХ є такою ж частиною загального спектру магнітопружних коливань обмеженого зразку, як й спектр МСХ [10] є частиною спектру зв'язаних спіново-електромагнітних коливань. Тип ЕСХ (прямий чи зворотній) залежить від відносної рівноважної орієнтації вектора антиферромагнетизму  $l$ , нормалі до поверхні півки  $n$  та напрямку розповсюдження коливань  $k_1$  ( $u \perp k_1$ ). Зокрема, якщо  $l \parallel OY$ ,  $k \in YZ$ , то усі неоднорідні по товщині півки моди спектру розповсюджуючихся об'ємних ЕСХ є хвилями прямого типу ( $\partial\omega/\partial k > 0$ ) при  $n \parallel OY$  або хвилями зворотнього типу ( $\partial\omega/\partial k < 0$ ) при  $n \parallel OZ$ . Діапазон існування даного типу магнітних збуджень по частоті визначається умовою:  $\omega_0^2 < \omega_*^2 < \omega_0^2 - \omega_{me}^2$ . Точки  $\omega_0^2$  та  $\omega_0^2 - \omega_{me}^2$  є точками згущення спектру визначених об'ємних ЕСХ при  $k \rightarrow 0$  або  $k \rightarrow \infty$ . Однак дисперсійні властивості розглянутих ЕСХ практично незалежать від характеру магнітної анізотропії кристалу й тому вони можуть бути віднесені до "ізотропних" ЕСХ. Разом з тим, як вказує аналіз, у еластостатичному наближенні, спінова динаміка ізольованої півки тетрагонального ЛП АФМ, вже у випадку  $u \parallel l \perp k$  можливе формування "анізотропних" типів поширюючихся об'ємних ЕСХ. Їх спектр складається за частотою з двох непересічних смуг  $\omega_a^2 < \omega_*^2 < \omega_b^2$  та  $\omega_c^2 < \omega_*^2 < \omega_d^2$  ( $\omega_b < \omega_c$ ), межові частоти яких ( $\omega_{a-d}$ ) не залежать від  $k_1$ . Якщо магнітна анізотропія у площині розповсюдження ЕСХ відсутня, то  $\omega_a = \omega_b = \omega_0$  та  $\omega_c = \omega_d = \omega_0 - \omega_{me}$ . У найбільш загальному випадку спектр "анізотропних" ЕСХ має дві точки згущення  $\omega_{* \pm}$  при  $k_1 \rightarrow 0$  та

чотири ( $\omega_{a-d}$ ) при  $k_{\perp} \rightarrow \infty$  ( $\omega_a < \omega_{* -} < \omega_b, \omega_c < \omega_{* +} < \omega_d$ ). У цьому випадку в такій плівці можливе одночасне розповсюдження двох прямих та двох зворотніх об'ємних ЕСХ, відповідаючих заданому номеру моди магнітних коливань та хвильовому вектору  $k_{\perp}$ . Однак вплив магнітної анізотропії на дисперсійні властивості розповсюджуючихся ЕСХ не обмежується тільки випадком об'ємних коливань. Аналіз показав, що коли серед магнітних взаємодій АФМ кристалу є якась взаємодія, що порушує лоренц - інваріантність спінової динаміки вже у моделі необмеженого кристалу, то у обмеженому магнетіку за рахунок косвенного спин-спінового обміну через далекодіюче поле квазістатичних магнітопружних деформацій можливе формування ЕСХ поверхневого типу, котрі також можна віднести до "анізотропних" типів ЕСХ. У розглянутій двопідгратковій моделі АФМ кристалу їхній спектр складається з чотирьох бездисперсних рівней (для тонкої плівки). Якщо визначити частоти поверхневих ЕСХ за мірою зростання їх енергії активації як  $\omega_1 - \omega_4$ , то вони, незалежно від  $k_{\perp}$ , наступним чином будуть розташовані відносно частотних інтервалів існування об'ємних анізотропних ЕСХ

$$\omega_1 < \omega_a < \omega_b < \omega_2 < \omega_c < \omega_d < \omega_4 \quad (4)$$

Умови формування усіх досі знайдених анізотропних ЕСХ (АЕСХ) були пов'язані з симетрійними властивостями магнітного кристалу, тобто, якщо користуватися термінологією магнітних фазових переходів, такі АЕСХ були "спонтанними". Разом з тим з теорії резонансних властивостей необмежених АФМ кристалів відомо, що як формування додаткової магнітної анізотропії, так й порушення лоренц - інваріантності спінової динаміки, може бути також реалізоване за рахунок відкриття зовнішнього магнітного поля відповідної орієнтації. Аналіз показує, що у цьому випадку усі вищеперелічені типи АЕСХ також існують, але тепер завдяки додаванню зовнішнього поля певної орієнтації тобто їх можна вважати "індуційованими" спин-хвильовими збудженнями.

Досі аналіз впливу ґратки на спінову динаміку тонкої магнітної плівки проводився без врахування неоднорідного обміну, незважаючи на те, що у реальному магнітопорядкованому діелектрику звичайно існує також і прямий гейзенберґівський обмін. Розділ 2.3. присвячений аналізу спінової дина-

міки тонкої ізольованої магнітної плівки на підставі одночасного врахування обох вище згаданих типів спінів - спінового обміну. Добре відомо, що усі моди спектру об'ємних обмінних спінових хвиль тонкої магнітної плівки є хвилями прямого типу, тоді як еластостатична хвиля може належати як до прямого, так й до зворотнього типу. Крім того, області існування обох типів спінових хвильових збуджень (обмінних та еластостатичних) можуть для фіксованого  $k_{\perp}$  перетинатися за частотою. Як показує аналіз, врахування обох цих факторів самим суттєвим чином може вплинути на структуру спектру еласто-обмінної спінової хвилі такої АФМ плівки. Зокрема, врахування неоднорідної обмінної взаємодії у випадку, коли розповсюджується ЕСХ прямого типу, приводить до формування нового типу неоднорідного спіно-спінового резонансу (НССР). Він є результатом резонансної взаємодії вказаного типу об'ємних ЕСХ та поширюючоїся у тому ж напрямі об'ємної обмінної спінової хвилі з тією ж магнітною поляризацією. В умовах НССР має місце відштовхування резонансно взаємодіючих гілок та утворення щілини непропускання. Природньо, що у резонансній області дисперсійні криві спектру об'ємних магнітних коливань тонкої АФМ плівки для свого опису вимагають одночасного врахування як неоднорідного обмінного, так й косвенного фонового механізмів спінів - спінової взаємодії. Цей ефект також має власний аналог у фізиці МСХ [11], а щілина непропускання у цьому випадку називається "дипольною щілиною". У разі поширення уздовж тонкої магнітної плівки об'ємної ЕСХ зворотнього типу, коректне врахування неоднорідного обміну обумовлює при  $k_{\perp}^4 = \omega_{me}^2 (\text{пр})^2 / (cd)^2$  формування мінімуму на дисперсійній кривій, що відповідає моді з номером  $p$  спектру об'ємних еласто-обмінних спінових збуджень. Аналіз показав, що формування мінімуму на дисперсійній кривій еласто-обмінних хвиль або умов НССР однозначно визначається відносною орієнтацією нормалі до поверхні магнетиту  $n$ , рівноважного вектору антиферромагнетизму  $l$ , хвильового вектору  $k_{\perp}$  та ділянок з від'ємною кривиною на ПСХ нормальних спінових хвиль необмеженого магнетиту при  $\omega \ll sk$  (див. розділ 1.2.) Для цього природньо повинні вибиратися ті перерізи ПСХ, які збігаються з площиною, якій належать вектори  $k_{\perp}$  та  $n$ . У цьому ж розділі виконано аналіз впливу поверхневої магнітної анізотропії на

структуру спектру розповсюджуючихся еласто - обмінних спінових хвиль. Аналіз показав, що для певних типів межових умов (як пружних, так й обмінних) спектр розповсюджуючихся об'ємних еласто - обмінних спінових хвиль має бути у цілій купі практично цікавих випадків знайденим не тільки точно, але й у явному вигляді  $\omega_* = \omega_*(k_{\perp})$  при довільних значення  $k_{\perp}$ . Зокрема, якщо поверхня магнітної плівки вільна від пружних напружень, то для повністю закріплених на межі спінів та 1 ||

$$\omega_{*p}^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{k_{\perp}^2}{(\pi p/d)^2 + k_{\perp}^2} + c^2 \left( (\pi p/d)^2 + k_{\perp}^2 \right) \quad (5)$$

Якщо межові умови відрізняються від вказаних, то знайдені точні рішення для спектру та власних функцій поширюючихся еласто - обмінних спінових хвиль дозволяють побудувати теорію збурення, у якій роль малого параметру виконує ступінь відхилення межових умов відносно тих, що відповідають точним рішенням.

Останній розділ даної глави присвячений вивченню впливу ґратки на модуляційну нестійкість інтенсивних об'ємних спінових хвиль за допомогою критерія Лайтхіла [12]. Як показує аналіз, для усіх вище знайдених типів еласто - обмінних спінових коливань з амплітудою  $A$  знак  $\partial\omega/\partial|A|^2$  не змінюється порівнянно з випадком необмеженого магнетика. Внаслідок цього зміна умов модуляційної нестійкості інтенсивних еласто - обмінних спінових коливань у тонкій магнітній плівці пов'язан виключно зі зміною форми дисперсійної кривої. Таким чином, модуляційно нестійкою по Лайтхілу вже у безобмінному наближенні буде об'ємна ЕСХ прямого типу. Дослідження магнітопружного механізму не тільки самофокусування, але й самоканалювання інтенсивних об'ємних спінових хвиль при довільній величині  $k_{\perp}$ , може бути проведено у випадку тонкої АФМ плівки з межовими пружними умовами типу " тангенціальне ковзання".

Усі досліджені до теперішнього часу ефекти у спіновій динаміці як напівобмежених магнетиків, так й тонких ізольованих магнітних пластин, були індукційовані фононним механізмом спін-спінового обміну у присутності межі магнітовпорядкованого кристалу, вільної від пружних напружень у реальній

ЛІБ ім. В. Стефанива  
АН України

фізичній ситуації проте часто зустрічаються випадки, коли тонка магнітна плівка знаходиться на немагнітній підкладці та має з нею суцільний акустичний контакт. Іншим практично важливим випадком постають багат шарові магнітні структури, які складаються, наприклад, з магнітних та немагнітних шарів. Умова акустичної суцільності на межах шарів також робить актуальним дослідження резонансних якостей зазначених гібридних структур на підставі урахування фононого механізму спин - спінової взаємодії не тільки усередині окремих магнітних шарів, але й поміж шарами. Цьому питанню й присвячено главу 3 "Вплив фононого механізму латеральних взаємодій на спінову динаміку композитних магнетиків", у якій вивчені особливості високочастотних властивостей на прикладі двох - чи трьохшарових магнітних структур типу "магнетик - немагнетик". В розділі 3.1 аналізується вплив фононого механізму міжшарового обміну на дисперсійні властивості та умови локалізації ЕСХ, що розповсюджуються у тонкій магнітній плівці АФМ з лоренц - інваріантною спіновою динамікою. Дослідження ведеться на прикладі кубічного АФМ урахуванням двох констант магнітної анізотропії, внаслідок чого вивчені умови формування ЕСХ ( $u \perp k$ ) для всіх трьох можливих у цьому випадку рівноважних орієнтацій вектору антиферомагнетизму  $l \parallel [001]$ ;  $l \parallel [110]$ ;  $l \parallel [111]$ . Перш за все аналіз показав, що фононий механізм міжшарового обміну приводить до можливості формування та локалізації поблизу межі розподілу магнітного та немагнітного середовищ нового типу безобмінних спин - хвильових збуджень - внутрішніх ЕСХ. Їхні дисперсійні властивості визначаються не тільки магнітопружними та пружними параметрами акустично зв'язаних середовищ, але й також і відносною товщиною магнітної плівки та її немагнітного покриття (одно - або двоповерхневого). Аналіз показав, що коли еластостатичний критерій  $\omega \ll sk$  здійснено як у самій магнітній плівці, так й у її немагнітному покритті, то спектр внутрішніх ЕСХ, що розповсюджуються у площині XY при  $t, l \neq 0$  складається з двох гілок та визначається співвідношенням ( $\mu_1(\mu_2)$  - модуль зсуву у середовищі 1(2)):

$$\omega_{\pm}^2 = \omega_0^2 + \omega_{me}^2 \frac{\pm R + \frac{thk_1 l + thk_1 t}{2} cthk_1 d}{\pm R + \frac{thk_1 l + thk_1 t}{2} cthk_1 d} + \frac{\mu_1 i}{\mu_2} \quad (6)$$

$$R^2 = \left( \frac{thk_1 l + thk_1 t}{2} \right)^2 cth^2 k_1 d - thk_1 t thk_1 l;$$

Проведені розрахунки та зіставлення одержаних результатів з висновками розділу 2.2. виявили, що найбільш чутливою до відносної величини параметрів немагнітного покриття та магнітної плівки (товщина, величина пружних модулів) постає квазіоднорідна по товщині шару мода об'ємних ЕСХ. Частота "відсічки" ( $\omega(k_1) \rightarrow 0$ ) може залежати як від відносної товщини магнітного та немагнітного шарів, так й від відносної величини модулів пружності магнітного та немагнітного середовищ. Тип магнітної хвилі (прямий або зворотній) для квазіоднорідної по товщині моди спектру ЕСХ є прямо протилежним до типу хвилі, для більш високих мод, які практично не відрізняються від ЕСХ мод ізольованої АФМ плівки.

Вплив лоренц-неінваріантності спінової динаміки на умови формування та локалізації ЕСХ у тонкій АФМ плівці з немагнітним покриттям вивчено у розділі 3.2. Розгляд проведено на прикладі плівки кубічного АФМ з  $l \parallel [001] \parallel u \perp n$  ( $u \perp k$ ), що має одно- чи двоповерхневе немагнітне покриття. Нові особливості виникають у спектрі внутрішніх ЕСХ, що розповсюджуються у площині XY. Спектр зазначених збуджень у відсутності немагнітного покриття збігається з бездисперсним спектром поверхневих ЕСХ, вивчених для ізольованої тонкої магнітної плівки (розділ 2.2.), а при  $H = 0$  (випадок АФМ з лоренц-інваріантною динамікою) - зі спектром внутрішніх ЕСХ з попереднього розділу. Їхній закон дисперсії вже не може бути одержаний у явному вигляді навіть у безобмінному наближенні, а відповідне дисперсійне рівняння має вигляд:

$$\hat{\mu}_1^2 + \hat{\mu}_1 (thk_{1t} + thk_{1l}) cthk_{1d} + \mu_* \nu (thk_{1t} - thk_{1l}) - \mu_*^2 + thk_{1t} thk_{1l} = 0 \quad (7)$$

$$\hat{\mu}_1 = [(\omega_{me}^2 + \omega_0^2 + \omega_H^2 - \omega_*^2)(\omega_0^2 + \omega_H^2 - \omega_*^2) - 4\omega_H^2 \omega_{me}^2] / \Delta;$$

$$\mu_* = 4\omega\omega_H\omega_{me}^2 / \Delta;$$

Найважливішими рисами цього спектру безобмінних поверхневих ЕСХ, що складається з чотирьох гілок, є: 1) невзаємність  $\omega(k_{\perp}) \neq \omega(-k_{\perp})$ ; 2) наявність ділянок на дисперсійній кривій з  $\partial\omega/\partial k_{\perp} = 0$  при  $k_{\perp} \neq 0$ . Коли ж поряд з  $H_z \neq 0$  проекція зовнішнього магнітного поля на площину XY не дорівнює нулю (але ж як і раніше  $l \parallel [001]$ ), то на зазначеній площині, поряд з внутрішніми ЕСХ, одночасно розповсюджуються й об'ємні ЕСХ, які мають як і у випадку ізольованої магнітної плівки (розділ 2.2.) двозонний спектр. При цьому для  $t \neq l$  їхній спектр також буде невзаємним. Дисперсійні криві квазіоднорідної по товщині магнітної плівки моди спектру анізотропних об'ємних ЕСХ при  $k_{\perp} \neq 0$  повільно переходять у дисперсійні криві для спектру внутрішніх ЕСХ. Як вже говорилося у розділі 2.2, ЕСХ є складовою частиною загального спектру магнітопружних коливань багатшаруватої магнітної структури. Тому надто важливим виявляється питання про вплив ефекту акустичного запізнювання на структуру спектру та умови локалізації спін-хвильових збуджень, знайдених вище у еластостатичному наближенні. Аналізу цього питання й присвячено розділ 3.3. В ньому для тонкої магнітної плівки кубічного АФМ з двоповерхневим покриттям, враховуючи кінцевість швидкості розповсюдження пружних коливань, одержані у неявному вигляді співвідношення для спектрів як поверхневих, так і об'ємних безобмінних АЕСХ, що розповсюджуються у площині XY. Аналіз одержаних результатів показав, що урахування кінцевості швидкості розповсюдження пружних коливань, як у магнітному ( $s_{1<\infty}$ ), так й у немагнітному ( $s_{2<\infty}$ ), середовищі приводить до появи додаткових ефектів у спіновій динаміці магнетик у порівнянні з знайденими вище: 1) формуванню дисперсії для поверхневих безобмінних ЕСХ у випадку ізольованої магнітної плівки, а при  $k_{\perp} d \gg 1$  вносить головний внесок у

дисперсію внутрішніх ЕСХ для тонкої магнітної плівки з немагнітним покриттям; 2) поява додаткової низькочастотної серії квазімагнітонних коливань спектру тонкої АФМ плівки (як ізольованої, так і з немагнітним покриттям) при  $k_1 \in \text{XU}$ ; 3) для тонкої АФМ плівки з немагнітним покриттям можливе формування максимуму на дисперсійній кривій квазіоднорідної по товщині об'ємної чи внутрішньої ЕСХ моди, якщо у еластостатичному наближенні вона була хвилею зворотнього типу; 4) формування додаткової високочастотної серії об'ємних квазіфононних коливань такої АФМ плівки; 5) при врахуванні кінцевості розповсюдження пружних коливань у немагнітному середовищі ( $s_2 < \infty$ ) усі вище знайдені типи збуджень, закон дисперсії яких  $\omega(k_1)$  задовольняє умові  $\omega > s_2 k_1$  при своєму розповсюдженні уздовж межі розподілу магнітного та немагнітного середовищ генерує у останньому об'ємну пружну хвилю.

Результати аналізу впливу неоднорідної обмінної взаємодії на умови локалізації та дисперсійні властивості усіх вищеперелічених у розділах 3.1. - 3.2. типів ЕСХ викладено у розділі 3.4. Показано, що при врахуванні неоднорідного обміну усі знайдені у розділі 3.1 типи внутрішніх спин-хвильових збуджень у моделі напівобмеженого магнітного кристалу з немагнітним покриттям стають псевдоповерхневими. При зменшенні товщини магнітної плівки ( $d$ ) квазістаціонарні рівні, знайдені у еластостатичному наближенні (6) перетворюються на стаціонарні, що резонансно взаємодіють з поширюючися з ними ж  $\omega$  та  $k_1$  об'ємними обмінними спіновими хвилями. Цей тип неоднорідного спин-спінового резонансу відрізняється від ситуації, розглянутої у розділі 2.4, тим, що у даному випадку він індукційований наявністю немагнітного покриття на поверхні магнітної плівки. Аналогічні розрахунки проведені й для АФМ з лоренц-неінваріантною спіновою динамікою. Додаткова особливість спектру еласто-обмінних збуджень у цьому випадку полягає у тому, що нижня по частоті гілка спектру поверхневих ЕСХ (7) за врахуванням неоднорідного обміну лежить по частоті нижче спектру об'ємних еласто-обмінних спінових збуджень тонкої магнітної плівки, тобто у цьому випадку реалізується зв'язаний еласто-обмінний спин-хвильовий стан.

Інша тришарова планарна структура, що інтенсивно вивча-

ється у теперішній час, являє собою систему двох ідентичних (товщиною  $t$ ) магнітних шарів ЛВ АФМ, акустично зв'язаних між собою через немагнітний прошарок товщиною  $d$  ("магнітний сендвич"), розглянута у розділі 3.5. У даному випадку фононий механізм міжшарового обміну приводить до формування локалізованих поблизу поверхні немагнітного шару еласто - обмінних спінових хвиль, які у безобмінному наближенні, слідом за термінологією фізики МСХ [10], можна віднести до ЕСХ щілинного типу. Якщо товщини магнітних шарів однакові, то спектр щілинних ЕСХ при заміні  $\mu_1 \leftrightarrow \mu_2$ ,  $d \leftrightarrow t$  збігається зі спектром внутрішніх ЕСХ у тонкій магнітній плівці товщиною  $d$  та двоповерхневим немагнітним покриттям товщиною  $t$ .

Питання про можливість резонансного збудження вище знайдених типів еласто - обмінних спінових хвиль методом ультразвукової спектроскопії розглянуто у розділі 3.6. Вважається, що на поверхні конкретної багатшарової магнітної структури задано тензор пружних деформацій  $\sigma(\omega, k_{\perp})$ , який характеризує зовнішнє джерело (наприклад, п'єзострикційний перетворювач). Фур'є - компоненти цієї функції за часом та координатою уздовж поверхні багатшарової структури визначають відповідно частоту, хвильовий вектор та напрям розповсюдження еласто - обмінної хвилі. Розрахунок одночасно враховує як пружні напруження, визначені зовнішнім джерелом, так й внутрішні напруження, зв'язані з полем генерованої спінової хвилі. Такий підхід застосовано до аналізу умов збудження ядерних ЕСХ методом ядерного магніто - акустичного резонансу у плівці ромбодричного ЛП АФМ.

На підставі знайдених дисперсійних характеристик розповсюджуючихся об'ємних та поверхневих еласто - обмінних спінових хвиль у розділі 3.7, користуючись критерієм Лайтхіла [12], досліджується питання про модуляційну стійкість усіх знайдених типів магнітних збуджень. Зокрема показано, що при одноповерхневому покритті  $t \neq 0$ ,  $k_{\perp, n} \in XY$  відповідна внутрішня спінова хвиля кінцевої амплітуди  $A$  є модуляційно нестійкою по Лайтхілу при  $d > t$ . Розвинутий у главах 1 - 3 еластостатичний підхід до аналізу резонансних властивостей багатшаруватих магнітних структур виявляється корисним й при вивченні такого інтенсивно досліджуваного класу магніто-

впорядкованих матеріалів, як магнетики з надструктурою. Їхньою характерною особливістю є наявність у вирізненому напрямі додаткової трансляційної симетрії. Типовими прикладами цих середовищ є магнітні надгратки та магнетики з  $180^{\circ}$  плоскопаралельною доменою структурою. Дослідженню впливу ґратки на спінову динаміку таких магнітних систем й присвячено главу 4 "Еласто - обмінна динаміка магнетиків з надструктурою". До цієї пори єдиним можливим механізмом гібридизації спінових збуджень у надгратках (НГ) з магнітних та немагнітних шарів була тільки дипольна взаємодія [13], якщо немагнітне середовище - діелектрик. Однак, якщо магнітне середовище - АФМ кристали, то, як відомо, у цьому випадку в спіновій динаміці ефекти магнітодипольної взаємодії є обмінно послабленими, тоді як магнітопружні - обмінно посилені. У розділі 4.1. знайдено необхідні умови, при виконанні яких у магнітній НГ типу "магнетик - немагнітний діелектрик" реалізується немагнітостатичний механізм формування безобмінних колективних спінових збуджень як поверхневого, так й об'ємного типу. Як приклад магнітного середовища, досліджена двопідґраткова модель як ЛВ АФМ, так й ЛП АФМ. Для спрощення розрахунків магнітопружні та пружні властивості НГ припускаються ізотропними, але різними для магнітного (товщиною  $d_1$ , середовище 1), та немагнітного (товщиною  $d_2$ , середовище 2) шарів. Аналіз показав, що при врахуванні акустичного зв'язку магнітного та немагнітного середовищ необхідною умовою формування немагнітостатичного типу колективних магнітних збуджень НГ з частотою  $\omega$  є виконання критерію еластостатичності, щодо поширюючихся спінових коливань як у магнітному, так й у немагнітному середовищі. Зокрема, коли вектор пружних зміщень  $u \parallel OZ$ , хвильовий вектор спінових коливань  $k_{1,p} \in XY$ , то спектр колективних ЕСХ з врахуванням (7) визначається співвідношенням.

$$2 \frac{\cos kt - \text{ch} k_1 d_1 \text{ch} k_1 d_2}{\text{sh} k_1 d_1 \text{sh} k_1 d_2} = \frac{(\hat{\mu}_1 + 1)^2 - \mu_*^2}{\mu_1}; \quad (8)$$

де  $k$  - блохівський хвильовий вектор, що є новим хвильовим числом НГ у напрямі, нормальному до межі шарів. Даний тип спінових збуджень магнітної НГ принципово відрізняється

від раніш досліджених, бо його формування пов'язане не з магнітодіпольною, а з магнітопружньою взаємодією. Аналіз системи динамічних рівнянь, що описують дану структуру, дозволяє зробити висновок, що фізичною причиною формування вказаного типу колективних магнітних збуджень є досліджений у главі 3 косвенний спін-спіновий обмін АФМ шарів за рахунок далекодіючого поля магнітопружних деформацій. Розрахунки показали, що спектр колективних ЕСХ усіх розглянутих магнітних НГ має зоний характер. Число зон  $N$  визначається типом парціальної ЕСХ у кожному з магнітних шарів.  $N$  складає незлічену нечислену множину, якщо у кожному з магнітних шарів поширюється об'ємна ЕСХ.  $N = \nu < \infty$ , якщо відповідна парціальна ЕСХ є поверхневою ( $\nu$  - число таких хвиль). У випадку напівобмеженої НГ аналогічний механізм приводить до еластостатичного типу колективної поверхневої спінової хвилі, яка у даному випадку є аналогом добре відомих тамовських рівней. [14]. Необхідно відзначити, що за характером формування спектр як об'ємних так й поверхневих ЕСХ обмеженої магнітної НГ, що відповідають загальному дисперсійному рівнянню, можна умовно розбити на два класи. До першого належать ті власні моди спектру магнітних коливань НГ, спектр яких може бути знайдений у наближенні дрібно-шарового середовища. Вони є простим узагальненням спектрів ЕСХ, знайдених у главі 3 у випадку тонкої магнітної плівки з немагнітним покриттям, й для них НГ уявляє собою ефективно просторово-однорідне середовище. До другого класу належать ті спін-хвильові збудження еластостатичного типу, для формування котрих принципово важливим є врахування "тонкої просторової структури" магнітної надгратки (зокрема, до цього класу належить вище згаданий тип поверхневої ЕСХ)

Поряд з магнітодіпольним механізмом міжшарового обміну у магнітних НГ типу "магнетик - немагнітний метал" у теперішній час інтенсивно досліджується також й "електроний" механізм міжшарового інтерфейсу. Його фізичною основою є косвенний спін-спіновий обмін двох сусідніх магнітних шарів за рахунок електронів провідності немагнітного прошарку внаслідок RKKI - взаємодії. Теоретичному виявленню нових ефектів у спіновій динаміці магнітної надгратки типу "магнетик - немагнітний метал", обумовлених одночасним врахуванням

"електронного" та "фононного" механізмів міжшарового обміну, присвячений розділ 4.2. Розглянута модель магнітної НГ, що уявляє собою систему еквідистантних квазідвовимірних магнітних шарів взаємодіючих між собою за рахунок вищезгаданого електронного механізму міжшарового обміну, який у випадку двопідграткової моделі АФМ може бути у феноменологічному наближенні зображений для двох сусідніх шарів  $j$  та  $j-1$  у вигляді  $\delta l_{j,j-1}$ . Враховувалось також, що число шарів у НГ  $N \gg 1$ , внаслідок чого досліджувались тільки такі колективні спин-хвильові збудження, для яких хвильовий вектор у розвинутій площині НГ відповідає умові  $k_{\perp} L \ll 1$  ( $L$  - період НГ). Виконані розрахунки продемонстрували, що вже у випадку напівобмеженої НГ сумісне врахування обох вище перерахованих типів міжшарового обміну приводить для металевої магнітної НГ до формування двошарової еласто-обмінної поверхневої спінової хвилі, що аналогічна знайденій у розділі 1.3 у випадку напівобмеженого однорідного АФМ середовища. Врахування нееквівалентності у розташуванні внутрішніх та зовнішніх магнітних шарів у НГ приводить до формування одновісної поверхневої магнітної анізотропії ( $b_s$  - стала поверхневої анізотропії) як легкоплощинної ( $b_s < 0$ ), так й легковісної ( $b_s > 0$ ). Розрахунок показав, що внаслідок  $b_s \neq 0$  зміна хвильового числа цієї еласто-обмінної хвилі у площині шару впливає на її локалізацію поблизу поверхні НГ. Вона при  $k_{\perp} = k_*(b_s)$  й при  $k_{\perp} = k_{**}(b_s)$  двічі якісно змінюється, тоді як відповідна дисперсійна крива двошарової спінової хвилі весь час є гладкою кривою. Якщо  $b_s < 0$ , то при  $k_{\perp} < k_*(b_s)$  й  $k_{\perp} > k_{**}(b_s)$  знайдене рішення уявляє собою двошарову поверхневу спінову хвилю, тоді як при  $k_*(b_s) < k_{\perp} < k_{**}(b_s)$  то поширюючися у НГ еласто-обмінна спінова хвиля є узагальненою поверхневою. Якщо  $b_s > 0$ , то характер локалізації знайдені еласто-обмінної спінової хвилі відрізняється від вищевказаного тим, що при  $k_{\perp} < k_*(b_s)$  еласто-обмінна спінова хвиля є двошаровою об'ємною спіновою хвилею. Розглянуто також й випадок, коли металева магнітна НГ відповідає  $N$ -шаровому спіновому хвильоводу ( $N \gg 1$ ), а рівноважна орієнтація вектора антиферромагнетизму у шарах НГ є ортогональною до межі розподілу шарів. Аналіз показав, що у цьому випадку у такій структурі може бути новий тип НССР, що є наслідком

резонансної взаємодії об'ємних колективних спін-хвильових збуджень, які зумовлені відповідно електронним та фононным механізмами міжшарового інтерфейсу.

У розділі 4.3 вивчені необхідні умови, за яких вже у геометричній моделі  $180^{\circ}$  ДМ й плоськопаралельній доменній структурі вплив ґратки зумовлює появу нового немагнітостатичного класу розповсюджуючихся спінових хвиль локалізованих на доменній межі. Щоб уникнути необхідності врахування магнітодипольної взаємодії, розгляд проведено на прикладі двопідґраткової моделі легковісного (вісь OZ) ферімагнетика з точкою магнітної компенсації  $\nu = 0$ , поблизу якої ( $0 < \nu \ll 1$ ), як відомо, одночасно має місце обмінне посилення магнітопружних ефектів та обмінне послаблення магнітодипольних ефектів у спіновій динаміці магнітовпорядкованого кристала. Розглянуто випадок, коли рівноважний стан такого магнетика уявляє собою плосько - паралельну доменну структуру з розміром доменів  $d \gg d_{\Delta}$  ( $d_{\Delta}$  - товщина доменної межі), а рівноважна орієнтація магнітних моментів колінеарна вісі OZ. Враховано, що на межах доменів виконані умови акустичної суцільності середовища. Еластостатичний аналіз спінової динаміки такої надструктури показує, що при  $k_{\perp} \in XY$  можливе формування якісно нових, локалізованих на доменній межі типів розповсюджуючихся безобмінних спінових хвиль. Вони є магнітопружним аналогом примежової магноної моди спектру магнітостатичних збуджень ізольованої  $180^{\circ}$  ДМ [15]. Фізичним механізмом, відповідним за формування подібного типу спін-хвильових збуджень також є спін-спіновий обмін через далекодіюче поле квазістатичних пружних деформацій у присутності квазідвовимірної магнітної неоднорідності: доменної межі. У випадку  $\nu \neq 0$  досліджуваний механізм формування примежових спін-хвильових збуджень приводить не тільки до вказаного типу локалізованих безобмінних магнітних збуджень, але й забезпечує незвзаємність їх спектру:  $\omega(k_{\perp}) \neq \omega(-k_{\perp})$ . Аналіз показав, що нижня за частотою гілка дослідженого у безобмінному наближенні спектра еластостатичних примежових магнонів буде поверхневою й при врахування неоднорідного обміну, тоді як інші - псевдоповерхневими.

Заключний розділ цієї глави (розділ 4.4.) по'язано з вивченням впливу міжшарових меж на умови розповсюдження у

магнітній НГ інтенсивних еласто - обмінних спінових хвиль. У випадку просторово однорідного АФМ середовища, обумовлені ґраткою солітонні режими поширення спінових хвиль кінцевої амплітуди досліджувались у розділі 1.5. Аналіз показав, що по відношенню до результатів розділу 1.5. наявність надструктури може приводить до змінення (по Лайтхілу) характеру модуляційної нестійкості інтенсивних еласто - обмінних спінових хвиль. Це по'язано з появою поблизу хвильових векторів відповідаючих зворотньому вектору надструктури к як точок перегину, так й локальному зміненню знака кривини ізочастотної поверхні досліджуемого еласто - обмінного спін- хвильового збудження.

Реальний магнітовпорядкований кристал уявляє собою суттєво нелінійне середовище вже при порівнянно малих амплітудах спінових коливань, однак вплив цієї обставини на спінову динаміку багат шарового або обмеженого магнітного середовища традиційно зводився або до аналізу умов стійкості поширюючихся лінійних спінових хвиль кінцевої амплітуди за допомогою критерія Лайтхіла, або до дослідження процесів злиття та розпаду за участю поверхневих та об'ємних спін- хвильових збуджень різної поляризації.

У п'ятій главі "Нелінійні поверхневі та внутрішні спінові хвилі та спін - хвильові стани" показано, що послідовне врахування нелінійності спін- системи магнітного кристалу зумовлює появу нових типів нелінійних поверхневих, внутрішніх та щілинних спінових хвиль та спін- хвильових станів, що не мають свого аналогу серед лінійних за амплітудою спінових коливань. У розділі 5.1. у лінійному за амплітудою спінових коливань наближені виконано аналіз спінової динаміки двошарової планарної магнітної структури. Розгляд проведено на прикладі однорідно намагніченої плівки легковісного феромагнетика (або ЛВ АФМ), обмінно по'язанного з однорідно намагніченим феро- (антиферомагнітним) напівпростором. Аналіз показав, що вже у випадку двошарової (шар (середовище 1) - напівпростор (середовище 2)) магнітної структури можливе формування двох типів нелінійних поверхневих спінових хвиль (НПСХ), які при  $k_{\perp} = 0$  створюють два типи нелінійних поверхневих спін - хвильових станів (НПСС). Перший з них ( НПСХ - 1) с нелінійним узагальненням лінійного варіанту обмінної

поверхневої спінової хвилі типу хвилі Лява, а її частота збудження визначається умовою  $\omega_1 < \omega < \omega_2$  ( $\omega_1, \omega_2$  - частота нормальних лінійних об'ємних магнітних коливань у середовищі 1(2)). Другий тип (НПСХ - 2), частота збудження якого  $\omega < \min(\omega_1, \omega_2)$  не має свого лінійного аналогу при спрямуванні амплітуди спінових коливань до нуля. Характерною обставиною є те, що по мірі віддалення від поверхні шару у глибину немагнітного напівпростору у даному типі НПСХ амплітуда спінових відхилень спочатку зростає, сягаючи максимума на деякій відстані, що визначається параметрами обмінно зв'язаних середовищ, а потім спадає експоненціально до нуля. Якщо є два обмінно зв'язані напівпростори, то вже у слабонелінійному наближенні на межі такої структури можливе формування нелінійної внутрішньої спінової хвилі (НВСХ), або нелінійного внутрішнього спін-хвильового стану (НВСС), що також не мають свого лінійного аналогу. Максимум амплітуди у такій хвилі досягається не на межі розподілу, а зсунутий вглибину одного з напівпросторів. По обидві сторони цього максимуму амплітуда спінових коливань експоненціально спадає до нуля уздовж нормалі до межі розподілу. У [2] показано, що коли відмовитись від слабонелінійного наближення за амплітудою спінових коливань, то нелінійна спінова динаміка навіть легковісного ферромагнетика не може бути описана у межах нелінійного рівняння Шредінгера, а у обмінному наближенні зводиться до систем двох нелінійних рівнянь для полярного та азимутального кутів, що визначають просторову орієнтацію намагніченості кристала. У межах такого підходу при довільній величині спінових відхилень умови формування НВСХ у однопідгратковій моделі напівобмеженого ЛВ ФМ однорідно намагніченого зовнішнім магнітним полем уздовж легкої вісі (OZ) досліджені у розділі 5.2. Аналіз показав, що у такому підході НПСХ відповідає локалізованому поблизу поверхні динамічному прецесійному солітону. Якщо на поверхні досліджуемого напівпростору є одновісна магнітна анізотропія, то у такому магнетика можливе одночастне існування від одного до трьох НВСХ-1 чи НПСХ -2, що відрізняються величиною чи знаком  $z_0$  (розташування максимуму амплітуди спінових відхилень відносно поверхні магнетика). Треба відмітити, що даний тип НПСХ має місце й у випадку відсутності поверхневої ані-

зотропії, що також не має аналогу у випадку "лінійних" обмінних поверхневих спінових хвиль. У розділі 5.2. аналогічний підхід розвинуто також для аналізу умов формування внутрішніх магнітних солітонів у випадку обмінно зв'язаних магнітних напівпросторів ( феро- або антиферомагнітних) або тришарової обмінно зв'язаної структури типу "магнітний сендвич". У останньому випадку наявність магнітного шару, обидві поверхні якого обмінно пов'язані з магнітними напівпросторами описується у наближенні площинного магнітного дефекту, що відповідає нелінійним спіновим коливанням, квазіоднорідним по товщині шару. Структура парціальних хвиль у таких багатшаруватих структурах при довільній амплітуді відхилень спінових моментів від рівноважної орієнтації визначається співвідношеннями, подібними до знайдених у розділі 5.2 з  $z_0 = z$  при  $z > 0$  та з  $z_0 = z_-$  при  $z < 0$ . У цьому випадку можливе одночасне формування до дев'яти різних типів НВСХ. Крім того, у цьому ж розділі показано, що у випадку обмінно зв'язаних антиферомагнітних напівпросторів можливе формування НВСХ із структурою типу "біона", локалізованого поблизу межі обмінно зв'язаних середовищ. Досі в усіх трьох розділах даної глави розглядається випадок модуляційно нестійкого відносно критерія Лайтхіла середовища. У той же час у широкому колі магнетиків має місце зворотня ситуація. Питання про формування НВСХ та НПСХ також розглянуто у розділі 5.3. Особливістю даного типу магнітних середовищ є те, що на межі області існування зменшення амплітуди спінових коливань при віддаленні від точки максимуму уздовж нормалі до межі розподілу шарів має не експоненціальний, а степеневий характер, тобто у модуляційно нестійкому середовищі НПСХ (НВСХ) уявляє собою алгебраїчний поверхневий (внутрішній) магнітний солітон. Останній розділ даної глави (розділ 5.4) присвячено вивченню умов формування безобмінних типів НВСХ для тришарової магнітної структури типу "магнетик - немагнетик - магнетик". Аналіз показав, що коректне врахування нелінійності магнітного середовища вже у безобмінному наближенні приводить до можливості формування нових типів безобмінних нелінійних шілінних спінових хвиль магнітостатичного або еластостатичного типу. Існування цих типів збуджень обумовлено наявністю косвенного спин-спінового обміну відповідно через магнітодипольне поле

або поле еластостатичних фононів як у магнітному середовищі, так й у немагнітному прошарку. Як у тому, так й у іншому випадку, знайдені типи локалізованих на немагнітній "щілині" нелінійних спін- хвильових збуджень не мають свого лінійного аналогу при прямуванні амплітуди спін- хвильових коливань до нуля.

У висновку сформульовано основні результати та висновки, що виносяться на захист

#### ОСНОВНІ ПОЛОЖЕННЯ, ЩО ВІНОСЯТЬСЯ НА ЗАХИСТ

1. Теоретично доказано, що зміна в умовах сильного магнітопружного зв'язку локальної кривини ізочастотної поверхні нормальних спінових коливань приводить до формування нового класу поляризаційних ефектів у спіновій динаміці напівобмеженого магнетика.
2. Для дослідження впливу ґратки на спінову динаміку обмежених магнетиків запропоновано еластостатичний підхід як перспективний засіб теоретичного аналізу широкого класу магнітопружних дисперсійних рівнянь як для ізольованої магнітної плівки, так і для багатшаруватої магнітної структури.
3. Вперше показано, що косвений спін- спіновий обмін через далекодіюче поле квазістатичних магнітопружних деформацій приводить у обмежених магнетиках до формування нового класу як поверхневих, так й об'ємних безобмінних спін - хвильових збуджень - "еластостатичних спінових хвиль".
4. На ґрунті послідовного врахування "фононного" та гейзенберґівського механізмів спін-спінової взаємодії побудовано теорію формування у тонкій магнітній плівці або багатшаруватій магнітній структурі раніш невідомих типів резонансних та зв'язаних еласто- обмінних спін - хвильових станів.
5. Теоретично доказано можливість цілеспрямованого впливу на модуляційну стійкість інтенсивних спінових хвиль за рахунок нанесення немагнітного покриття, що має акустичний контакт з поверхнею магнітного кристала.
6. Вперше визначені необхідні умови формування нового класу локалізованих магнітних збуджень: нелінійних поверхневих, внутрішніх та щілинних спінових хвиль та спін- хвильових станів. Даний тип магнітних коливань не має свого аналогу у

магнотному спектрі обмеженого магнетика. Вивчені обмінний, магнітопружний та магнітодипольний механізми формування вказаного класу локалізованих спін-хвильових збуджень.

Публікації. Основні результати дисертації опубліковані у наступних роботах:

1. Тарасенко С.В. Особенности распространения магнитозвуковых волн в ограниченных магнетиках // Письма в ЖТФ. - 1988. - Т.14, N.22. - С.2041-2044
2. Сукстанский А.Л., Тарасенко С.В. Новые типы бегущих поверхностных спиновых волн в магнитоупорядоченных кристаллах // Письма в ЖТФ. - 1989. - Т.15, N.4. - С.28-32
3. Сукстанский А.Л., Тарасенко С.В. Новый тип неоднородного магнитного резонанса в тонких магнитных пленках // Письма в ЖТФ. - 1989. - Т.15, N.12. - С.76-79
4. Тарасенко С.В. Магнитоупругий механизм формирования особых направлений распространения спиновых волн // Письма в ЖТФ. - 1990. - Т.16, N.11. - С.43-46
5. Тарасенко С.В. Новый механизм многолучевого отражения (преломления) спиновых волн // Письма в ЖТФ. - 1990. - Т.16, N.1. - С.79-82
6. Тарасенко С.В. Аномальная дисперсия безобменных поверхностных спиновых волн, индуцированная диэлектрическим покрытием тонкой магнитной пленки // Письма в ЖТФ. - 1991. - Т.17, N.6. - С.76-79
7. Тарасенко С.В. Новый тип безобменных поверхностных спиновых волн в планарной структуре феррит-диэлектрик-феррит // Письма в ЖТФ. - 1991. - Т.17, N.6. - С.79-82
8. Тарасенко С.В. Аномальный характер дифракции спиновых волн в условиях сильного линейного магно-фононного взаимодействия // ФТТ. - 1991. - Т.33, N.8. - С.2394-2399
9. Тарасенко С.В. Новый тип неоднородного спин-спинового резонанса, индуцированного диэлектрическим покрытием магнитной пленки // ФТТ. - 1991. - Т.33, N.10. - С.2041-2044
10. Тарасенко С.В. Новые типы поверхностных спиновых состояний в двухслойных магнитных структурах // ФТТ. - 1992. - Т.34, N.4. - С.1055-1058
11. Тарасенко С.В. Особенности самовоздействия интенсивных спин-волновых пучков в условиях сильной магнитоупругой

- связи // Письма в ЖТФ. - 1992. - Т.18, N.6. - С.33-37
12. Тарасенко С.В. Новый механизм модуляционной неустойчивости безобменных спиновых волн в тонких магнитных пластинах // Письма в ЖТФ. - 1992. - Т.18, N.1. - С.45-49
13. Тарасенко С.В. Нелинейные режимы распространения обменных поверхностных спиновых волн в двухслойных магнитных структурах // Письма в ЖТФ. - 1991. - Т.17, N.13. - С.23-25.
14. Тарасенко С.В. Влияние немагнитного покрытия тонкой магнитной пленки на модуляционную неустойчивость безобменных спиновых волн // ФТТ. - 1992. - Т.34, N.9. - С.2706 - 2711.
15. Тарасенко С.В. Новый механизм однонаправленности спектра безобменных поверхностных спиновых волн в магнитном слое с немагнитным покрытием // ФТТ. - 1992. - Т.34, N.11. - С.3334-3339
16. Тарасенко С.В. Новые типы щелевых магнитоупругих волн вблизи точки магнитной компенсации двойных магнитных слоев // Письма в ЖТФ. - 1992. - Т.18, N.18. - С.65-69
17. Стефановский Е.П., Тарасенко С.В. Особенности ядерной спиновой динамики ограниченных антиферромагнетиков // ФНТ. - 1993. - Т.19, N.1. - С.63-66
18. Сукстанский А.Л., Тарасенко С.В. Нелинейные поверхностные спиновые волны в легкоосном ферромагнетике // ФТТ. - 1993. - Т.35, N.2. - С.270-275
19. Тарасенко С.В. Магнитоэластическая щелевая спиновая волна, индуцированная магнитной нелинейностью // Письма в ЖТФ. - 1992. - Т.19, N.19. - С.11-15
20. Стефановский Е.П., Тарасенко С.В. Новые типы поверхностных и объемных ядерных спиновых волн, индуцированных магнитоупругим взаимодействием // ФНТ. - 1993. - Т.15, N.7. - С.779-785
21. Тарасенко С.В. Нелинейные безобменные поверхностные спиновые волны, индуцированные динамическим магнитоупругим взаимодействием // ФТТ. - 1993. - Т.35, N.9. - С.270-275
22. Тарасенко С.В. Новый механизм локализации безобменных магнонов на доменной границе // ФТТ. - 1993. - Т.35, N.10. - С.270-275
23. Сукстанский А.Л., Тарасенко С.В. Эластостатические спиновые волны // ЖТФ. - 1994. - Т.35, N.2. - С.270-275
24. Сукстанский А.Л., Тарасенко С.В. Нелинейные внутренние

- спиновые волны // ФНТ. - 1994. - Т.20, N.5. - С.270-275
25. Тарасенко С.В. Сильнонелинейные поверхностные спиновые волны в обменно связанных двухслойных магнитных структурах // ФТТ. - 1994. - Т.36, N.4. - С.989 - 993
26. Тарасенко С.В. Внутренние нелинейные спиновые волны в трехслойных ферромагнитных структурах // ФММ. - 1994. - Т.77, N.6. - С.264 - 267.
27. Тарасенко С.В. Фононный механизм формирования спиновых возбуждений в магнитной сверхрешетке. //ФТТ. - 1994. - Т.36, N.9. - С.2554 - 2559.
28. Тарасенко С.В. Ядерный магнитоакустический резонанс в тонкой пленке легкоплоскостного антиферромагнетика. //ФНТ. - 1995. - Т.21, N.12. - С.264 - 267.
29. Тарасенко С.В. Аномалии ядерной спиновой динамики тонких антиферромагнитных пленок, индуцированные внешним магнитным полем. //ФТТ. - 1995. - Т.37, N.8. - С.2348 - 2359.
30. Тарасенко С.В. Новые типы безобменных магнонов в магнитной сверхрешетке на основе легкоосного антиферромагнетика. //ФММ. - 1995. - Т.37, N.9. - С.2659 - 2669.
31. Тарасенко С.В. Новый тип неоднородного магнитного резонанса в 2N-слойной магнитной сверхрешетке. //Письма в ЖТФ. - 1995. - Т.21, N.7. - С.26 - 29.
32. Тарасенко С.В. Новые типы коллективных спиновых возбуждений в металлических магнитных сверхрешетках. //Письма в ЖТФ. - 1996. - Т.63, N.4. - С.232 - 236.

#### Цитована література

1. Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные фазовые переходы в редкоземельных магнетиках. - М.: Наука, 1979. - 318с.
2. Туров Е.А., Шавров В.Г. Нарушенная симметрия и магнитоакустические эффекты в ферро и антиферромагнетиках. // УФН. - 1983. - Т.130. - N.3. - с.429 - 462
3. Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. - Киев: Наукова думка, 1983. - 189с.
4. Гуляев Ю.В. Зильберман П.Е. Магнитоупругие волны в пластинах и пленках ферромагнетиков //Известия вузов. Сер. Физика

- зика. - 1988. - Т.31. - N.11. - с.6 -23
5. Туров Е. А., Петров М. П. Ядерный магнитный резонанс в ферро и антиферромагнетиках. - М. : Наука. 1969. - 260с.
  6. Балакирев М. К., Гилянский И. А. Волны в пьезокристаллах. - М. : Наука. 1982. - 239с.
  7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. - М. : Наука. 1982. - 620с.
  8. Федоров Ф. И. Теория упругих волн в кристаллах. - М. : Наука. 1965. - 386с.
  - 9 Лукомский В. В. К теории дифракции волновых пучков в анизотропных средах // ЖЭТФ - 1983. - 84. - N.2. - с.513 -525
  10. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны - М. : ВО Наука. 1994. - 521с.
  11. Kalinikos B.A., Slavin A.N. Theory of dipole - exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions // J.Phys. C. - 1986. V.19. - p.7013 -7033
  12. Карпман В. И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. - М. : Наука. 1973. - 133с.
  13. Коттам М. Г., Локвуд Д. Дж. Рассеяние света в магнетиках. - М. : Наука. 1991. - 272с.
  14. Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. - М. : Наука. 1989. - 287с.
  15. Филиппов Б. Н. Танкеев А. П. Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. - М. : Наука. 1987. - 215с.

Тарасенко С. В. Спиновая динамика ограниченных и слоистых магнетиков. Диссертация в форме рукописи на соискание ученой степени доктора физико - математических наук по специальности 01.04.11. - магнетизм. Донецк: физико - технический институт НАН Украины им. А. А. Галкина. 1996г.

Защищается цикл из 32 научных работ, содержащих теоретическое исследование роли казидвумерных дефектов в линейной и нелинейной спиновой динамике магнитоупорядоченных кристаллов в окрестности спин - ориентационных фазовых переходов. В его рамках предложен эластостатический метод анализа влияния решетки на магнитную динамику ограниченных магнитоупорядоченных кристаллов. На этой основе найден новый класс поляри-

зационных и размерных эффектов в спиновой динамике как магнитной пленки, так и многослойной магнитной структуры. Теоретически предсказано существование нового класса локализованных спин - волновых возбуждений: нелинейных поверхностных и внутренних спиновых волн (поверхностных и внутренних магнитных солитонов).

Ключевые слова: граница, магнон, эластостатика, солитон.

Tarasenko S.V. The spin dynamics of layered and finite size magnets. A thesis is in a form of manuscript for the Doctor's Degree in Physics and Mathematics, on the speciality 01.04.11 - Magnetism. Donetsk: Physics and Engineering Institute of National Academy of Sciences of Ukraine. 1996.

The thesis is based on 32 scientific works and includes the theoretic investigations of influence of quasi two dimensional defects on linear and nonlinear spin dynamics in magnetically ordered crystals near the spin - orientation phase transition. In these frame an elastostatic method is proposed for analysis of lattice influence on magnetic dynamic of the finite magnetically ordering crystals. On this basis a new class of polarisation resonance and scale phenomena is founded as for magnetic films, soon as for multilayers magnetic systems. The existence of a new class localised spin - wave excitations is theoretically predicted. The excitation is nonlinear surface spin waves and internal ones (surface and internal magnetic solitons).

Key words: boundary, magnon, elastostatic, soliton

Відповідальний за випуск Білоголовський М. О.

---

Підписано до друку 04. IV. 1996р. Формат 60 x 84 1/16  
Уч. - изд. л. 2. 0. Тираж 100. Зак. 7.

---

Ризограф ДонФТІ ім. О. О. Галкіна НАН України  
340114, Україна, Донецьк, вул. Р. Люксембург 72.