**НАУКОВА РОБОТА**

для проведення ІІ туру Всекраїнського конкурсу студентських накових робіт в галузі «Фізика та астрономія»

на тему:

**МАГНІТНА ДИНАМІКА СИСТЕМ З МІЖФАЗНИМИ ГРАНИЦЯМИ**

Шифр «**Igogo**»

**Анотація**

В околі фазових переходів термодинамічні потенціали різних фаз вирівнюються. Це дає можливість керувати міжфазним розподілом малими змінами зовнішніх параметрів таких як електричне, магнітне поля або механічний вплив та створювати керовані функціональні елементи пристроїв спінтроніки, магноніки, сенсоріки тощо.

Досліджено магнітні властивості епітаксіальних плівок Ni46.0Mn36.8Sn11.4Co5.8 з мартенситним фазовим перетворенням з кубічної аустенітної фази у двійниковану орторомбічну мартенситну фазу при Т=270К. Експеримент з магнітного резонансу показав наявність однієї резонансної лінії в аустенітній фазі, що розщеплюється на три резонансні лінії у мартенситній фазі. На основі запропонованої теоретичної моделі показано, що поява додаткових резонансних ліній пов’язана зі слабкою антиферомагнітною взаємодією між компонентами феромагнітних двійників через двійникові границі. Отже, мартенсит з субмікронними двійниками є прямою аналогією до штучних антиферомагнетиків.

На основі рівнянь динаміки намагніченості Ландау – Ліфшиця описані особливості формування міжфазної границі в умовах просторової модуляції константи анізотропії по товщині плівки. Отримані рівняння Лагранжа для колективних змінних поля намагніченості, на підставі яких досліджена динаміка коливань міжфазної границі у змінному магнітному полі. Показано, що при певних умовах, прояви резонансу міжфазної границі стають надчутливими до напрямку та величини зовнішнього магнітного поля. Таким чином, дану систему цілком природно використовувати в якості високочутливого гостроспрямованого детектора магнітного поля.

Результати роботи опубліковані у Physical Review B (Volume 95, 2017, Article number 024422) та Физика низких температур ( т. 44, No 1, c. 59–65, 2018).

ЗМІСТ

[ВСТУП 4](#_Toc506383866)

[1. ДОСЛІДЖЕННЯ МЕТОДОМ ФЕРОМАГНІТНОГО РЕЗОНАНСУ АНТИФЕРОМАГНІТНОЇ ВЗАЄМОДІЇ МІЖ МАРТЕНСИТНИМИ ДВІЙНИКОВИМИ ВАРІАНТАМИ В ПЛІВКАХ 5](#_Toc506383867)

[1.1. Огляд літератури 5](#_Toc506383868)

[1.2. Експеримент 9](#_Toc506383869)

[1.3. Теоретична модель 15](#_Toc506383870)

[2. МАГНІТНИЙ РЕЗОНАНС МІЖФАЗНОЇ МЕЖІ В ФЕРОМАГНІТНІЙ ПЛІВЦІ З МОДУЛЬОВАНОЮ АНІЗОТРОПІЄЮ В УМОВАХ ОРІЄНТАЦІЙНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДУ 20](#_Toc506383871)

[2.1. Загальні положення 20](#_Toc506383872)

[2.2. Побудова теоретичної моделі 21](#_Toc506383873)

[ВИСНОВКИ 30](#_Toc506383874)

[Список використаних джерел 31](#_Toc506383875)

# ВСТУП

Робота присвячена дослідженню магнітних та магнітодинамічних властивостей систем з міжфазними границями.

Перший розділ роботи присвячений дослідженню магнітних та магнітодинамічних властивостей епетаксіальних плівок NiMnCoSn, осаджених на підкладинки MgO (001).

З експерименту відомо, що в цих матеріалах поблизу кімнатної температури відбувається мартенситне перетворення. Нашою задачею було пояснити особливість спектру феромагнітного резонансу в цих плівках, тобто наявність трьох резонансних ліній, суттєво рознесених по полю. В той же час, аналіз магнітних даних показує наявність антиферомагнітної фази в мартенситному стані. Появу трьох резонансних ліній ми намагались пояснити в рамках наступної моделі: магнітний обмін всередині двійників, що утворюються в мартенситному стані, має феромагнітний характер, а в двійникових границях – антиферомагнітний характер. За рахунок цього виникають «оптична» та «акустична» моди, аналогічні тим, що спостерігаються в антиферомагнетиках, але розщеплення мод в даному випадку є значно меншим.

Така ситуація є якісно подібною до тієї, що спостерігалась у так званих «синтетичних антиферомагнетиках» - багатошарових плівках, що складаються з феромагнітних шарів, зв’язаних антиферомагнітно через немагнітні прошарки.

Другий розділ роботи посвячений теоретичному дослідженню особливостей формування міжфазної границі в умовах просторової модуляції константи анізотропії по товщині плівки з використанням рівнянь динаміки намагніченості Ландау – Ліфшиця. Головною задачею було отримати рівняння Лагранжа для колективних змінних поля намагніченості, на підставі яких можна досліджувати динаміку коливань міжфазної границі у змінному магнітному полі.

Тобто, дані системи цілком природно використовувати в якості високочутливого сенсора магнітного поля.

## ДОСЛІДЖЕННЯ МЕТОДОМ ФЕРОМАГНІТНОГО РЕЗОНАНСУ АНТИФЕРОМАГНІТНОЇ ВЗАЄМОДІЇ МІЖ МАРТЕНСИТНИМИ ДВІЙНИКОВИМИ ВАРІАНТАМИ В ПЛІВКАХ

## Огляд літератури

Сплави Гейслера було відкрито у 1903 році Фредеріком Гейслером, однак наявність в цих сплавах мартенситного перетворення вперше було зафіксовано набагато пізніше (у 1984 році) при нейтронографічних дослідженнях сплаву Ni2MnGa [1]. Пройшло ще 12 років, і в цих матеріалах було відкрито явище гігантської зміни розмірів зразка під дією магнітного поля у мартенситному стані [2], що стало початком досліджень магнітного ефекту пам’яті форми і привернуло широку увагу до цих сплавів дослідників в усьому світі. На монокристалі Ni50Mn28Ga22 під дією магнітного поля у кілька кілоерстед вдалося досягнути зміни розмірів порядку 10% [3].

Паралельно з розширенням фундаментальних та технологічних досліджень сплаву Ni-Mn-Ga, було розпочато пошук інших матеріалів, яким притаманний ефект магнітної пам’яті форми. Пройшло небагато часу, і було виявлено багато інших сплавів Гейслера, які мають мартенситне перетворення у магнітному стані, зокрема сплави Ni-Mn-X (X: Al, In, Sn, Sb), що відкрило нове поле для досліджень. Крім того, в цих матеріалах було виявлено багато нових фізичних ефектів, пов’язаних з мартенситним перетворенням: магнітна надпружність, звичайний та обернений магнітокалоричний ефект, гігантський магнітоопір, односпрямована магнітна анізотропія, тощо. Такі сполуки можуть мати стовідсоткову поляризацію електронів, що робить їх дуже привабливими для застосування в спінтроніці. Сплави Гейслера мають найвужчу лінію феромагнітного резонансу з усіх відомих металів, що дає перспективу створення суцільнометалевих магнонних кристалів, які знайдуть застосування в інтегрованих в мікросхеми генераторах та фільтрах надвисокої частоти.

С точки зору фундаментальної фізики, дослідження сплавів Гейслера цікаві ще й тому, що в них можна спостерігати достатньо складну послідовність фазових переходів. В сплавах Гейслера поблизу фазових переходів спостерігаються дуже великі значення так званого магнітокалоричного ефекту, тобто зміни температури зразку в магнітному полі. Зацікавленість в дослідженні цього ефекту в сплавах Гейслера обумовлена можливістю його практичного застосування для магнітного охолодження. Головною перевагою магнітних рефрижераторів є високий коефіцієнт корисної дії – в теорії 30-60%, в той час як ефективність звичайних компресійних холодильників не перевищує 10%. [4,5]. Аналіз літературних даних з цього приводу показує, що найбільш перспективними матеріалами для використання в магнітних холодильниках на даний час вважаються сплави Ni-Mn-Х (Х = Ga, In, Sn, Sb) завдяки їх дешевизні та нетоксичності.

Таким чином, завдяки підвищеному інтересу до сплавів Гейслера, як з фундаментальної точки зору, так і з точки зору практичного застосування дослідження структурних та магнітних властивостей цих матеріалів і, зокрема, сплавів на основі Ni-Mn-Sn, яким присвячена ця робота, є актуальною задачею.

|  |
| --- |
|  |
| Рисунок 1.1 ⎯ (а) високотемпературна кубічна структура та (b) низькотемпературна тетрагональна структура L10 сплавів Ni2MnХ. Квадратики – атоми Ni, червоні суцільні кружечки – Х (Х = Ga, In, Sn, Sb), сині кружечки – Mn. |

При високих температурах стехіометричний сплав Ni2MnХ має кубічну гратку зі структурою L21, яка складається з чотирьох ГЦК підграток з атомами Mn, що займають позиції (1/2,1/2,1/2), X – (0,0,0) та Ni – (1/4,1/4,1/4) та (3/4,3/4,3/4) (див. Рис. 1.1а). При охолодженні аустеніт переходить в низькотемпературний мартенсит з тетрагональною або орторомбічною елементарною коміркою (Рис. 1.1b). У випадку нестехіометричних сплавів Ni2+*x*Mn1−*x*Х надлишкові атоми нікелю займають позиції марганцю, а в сплавах з надлишком марганцю Ni50Mn25+*x*Х25−*x*, він займає позиції Х.

На Рис. 1.2 представлена діаграма фазових станів для сплавів Ni50Mn50−*y*Iny (а), Ni50Mn50−*y*Sny (b) та Ni50 Mn50−*y*Sby (c), що була отримана в роботі [6] на основі калориметричних та магнітних вимірів. Як видно з наведеної діаграми, в деяких сплавах Ni50Mn50−*y*Zy (Z = In, Sn, Sb) може спостерігатись досить незвичайний фазовий перехід з низькотемпературного парамагнітного (або слабомагнітного) мартенситу в високотемпературний феромагнітний мартенсит, і вони характеризуються зворотнім магнітокалоричним ефектом [7]. Поведінка намагніченості як функції температури схематично зображена на Рис. 1.3 праворуч.

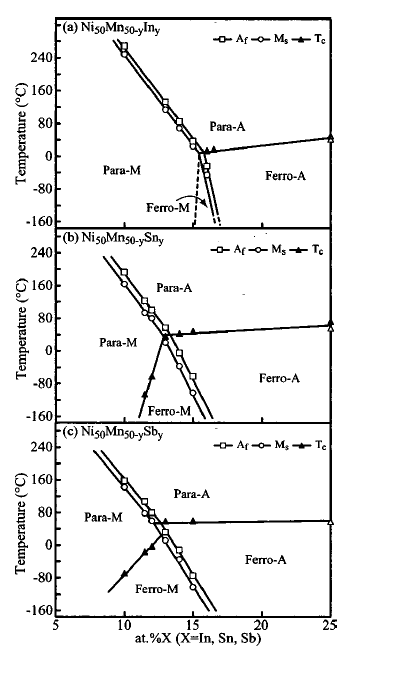


Рисунок 1.2 ⎯ Температури мартенситного та магнітного перетворення в сплавах Ni50Mn50−*y*Iny (а), Ni50Mn50−*y*Sny (b) та Ni50 Mn50−*y*Sby (c). Para та Ferro позначають парамагнітну та феромагнітну фази, а А та М – аустеніт та мартенсит відповідно.

У випадку сплавів Ni-Mn-Ga магнітоструктурне перетворення з магнітовпорядкованого мартенситу в магнітовпорядкований аустеніт зазвичай відбувається зі зменшенням намагніченості (див. Рис. 1.3, зліва). В деяких сплавах можна спостерігати здвоєний магніто кристалічний перехід з феромагнітного мартенситу в парамагнітний аустеніт, який характеризується прямим магнітокалоричним ефектом в області перетворення [7].

Таку поведінку магнітних властивостей при мартенситному перетворенні було пояснено з розрахунків електронної структури вищеозначених сплавів Гейслера (див. наприклад [7,8] та посилання в них). В якості прикладу на Рис. 1.4 схематично представлена залежність поведінка константи обміну в сплавах Ni50Mn50−*y*Iny [9]. У випадку сплавів Ni-Mn-Ga перехід з високотемпературної аустенітної фази в низькотемпературну мартенситну фазу в більшості випадків призводить до зростання феромагнітного впорядкування, підвищення температури Кюрі мартенситу по відношенню до аустеніту, що, в свою чергу, призводить до зростання намагніченості. В сплавах Ni50Mn50−*y*Zy (Z = In, Sn, Sb) пониження симетрії кристалічної гратки в мартенситі напроти призводить до зменшення феромагнетизму в системі, пониженню температури Кюрі і, відповідно, до зменшення намагніченості.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| Рисунок 1.3 ⎯ Схематичне зображення температурної залежності намагніченості при мартенситному перетворенні в сплавах Гейслера: матеріал з прямим магнітокалоричним ефектом типу Ni-Mn-Ga (справа) та зі зворотним типу Ni-Mn-Sn. | Рисунок 1.4 ⎯ Схематичне зображення поведінки константи обміну між іонами марганцю та нікелю в сплаві Ni50Mn50−*y*Iny [9]. |

Такий підхід дозволив, зокрема, пояснити перехід з феромагнітного аустеніту в слабомагнітний (або навіть немагнітний) мартенсит (Рис.1.3, справа), що спостерігався в деяких сплавах Ni50Mn50−*y*Zy (Z = In, Sn, Sb). Однак, подальші дослідження показали (див. наприклад [10]), що ситуація значно складніша. Залежності намагніченості зразку від магнітного поля в «парамагнітному» мартенситі не є характерною для парамагнетиків, оскільки його магнітна сприйнятливість набагато більша за сприятливість парамагнетика. Це може бути пояснено, фазовим розшаруванням з наявністю дрібних суперпарамагнітних гранул в немагнітній матриці. Однак, це не завжди підтверджується структурними дослідженнями. Крім того, як зазначалось в [10], що хоча падіння намагніченості при переході з аустеніту в мартенсит досить сильно залежить від передісторії зразку (хімічної однорідності, внутрішніх напруг, тощо), температура фазового перетворення для даного складу не зазнає суттєвих змін.

Метою даного дослідження було вивчення магнітних властивостей епітаксіальних плівок сплаву Ni50Mn37Co2Sn12.

## Експеримент

В якості основного методу дослідження використовувався метод феромагнітного резонансу, який зарекомендував себе як потужний метод для дослідження магнітних параметрів магнітовпорядкованих речовин.

Плівки Ni50Mn37Co2Sn12 товщиною 1 мкм були осаджені методом магнетронного розпилення в атмосфері аргону на підігріту монокристалічну підкладинку з MgO(001). Рентгеноструктурні дослідження (Рис.1.5) показали епітаксіальний ріст плівки. Вимірювання магнітної сприйнятливості та опору плівок показали наявність мартенситного фазового переходу поблизу кімнатної температури. Перехід з аустенітної в мартенситну фазу супроводжується різким падінням магнітної сприйнятливості та підвищенням питомого опору.

Магнітні властивості плівок вимірювались з використанням Quantum Design MPMS 5S SQUID магнетометру. Вимірювання проводились в діапазоні температур від 5 К до 400 К у полях від 0 до 50 кЕ. На рисунку 1.6 представлено залежності намагніченості зразка від температури (при зниженні та підвищенні температури) в магнітному полі 50 Е при його охолодженні в нульовому магнітному полі та при охолодженні в магнітному полі 50 Е.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| Рисунок 1.5 ⎯ Рентгенограма плівок Ni50Mn37Co2Sn12. Піки від плівки позначені. | Рисунок 1.6 – Залежності намагніченості зразка від температури (при зниженні (down) та підвищенні температури (up)) в магнітному полі 50 Е при його охолодженні в нульовому магнітному полі (ZFC) та при охолодженні в магнітному полі (FC) 50 Е. |

При охолодженні зразка при температурі близько 370 К намагніченість починає зростати, що відповідає переходу з парамагнітного у феромагнітний стан (температура Кюрі). Подальше різке зростання магнітної сприйнятливості є характерним для феромагнітної аустенітної фази і пов’язане з магнітним упорядкуванням. При подальшому охолодженні спостерігається різке зменшення магнітного моменту зразка, що обумовлено мартенситним перетворенням з аустенітної в мартенситну фазу. Відомо, що мартенситна фаза в таких матеріалах має нижче значення намагніченості насичення і більшу анізотропію, ніж аустенітна фаза (дивись також рис. 1.7). Подальше зростання намагніченості при охолодженні зразка обумовлене зростанням магнітного впорядкування в аустенітній фазі.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| Рисунок 1.7 ⎯ Залежність магнітного моменту зразка від магнітного поля. Температури 10 К і 270 К відповідають мартенситній фазі. Температура 340 К відповідає аустенітній фазі. Температура 380 К лежить вище температури Кюрі. | Рисунок 1.8 ⎯ Залежність магнітного моменту зразка від магнітного поля при температурі 10 К. Зразок охолоджувався в магнітному полі 50 кЕ. |

Слід відмітити, що петля гістерезису стає несиметричною у мартенситі, якщо зразок охолоджувати в магнітному полі (рисунок 1.8). Така поведінка зазвичай асоціюється з наявністю антиферомагнітних включень, що формують так звану односпрямовану анізотропію (дивись, наприклад [10]).

Основні дослідження, які виконувались на спектрометрі електронного спінового резонансу Bruker ELEXIS E500. Параметри експерименту були наступними: частота радіочастотного поля 9,46 ГГц, магнітні поля 0 – 14 кЕ, температурний діапазон 100 К – 450 К. Спектрометр оснащений автоматичним гоніометром, що дозволяє змінювати орієнтацію зразка по відношенню до зовнішнього магнітного поля з кроком до 0,125 градуса.

На Рис. 1.9 представлена температурна залежність резонансних полів для плівки Ni50Mn37Co2Sn12 при зовнішньому магнітному полі, перпендикулярному до площини плівки. Плівка охолоджувалась до 100 К і експеримент проводився при зростанні температури.

При температурах, нижчих за кімнатну (у мартенситній фазі), спостерігаються три неоднорідно уширені лінії. При подальшому зростанні температури (в області мартенсит-аустенітного перетворення) з’являлася четверта досить симетрична лінія, інтенсивність якої різко зростала, досягаючи максимуму при температурі порядку 355 К.

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| Рисунок 1.9 ⎯ Температурна залежність резонансного поля плівки Ni50Mn37Co2Sn12. Зовнішнє магнітне поле перпендикулярне до площини плівки. Частота – 9.46 ГГц. | Рисунок 1.10 ⎯ Температурні залежності магнітного моменту плівки в різних магнітних полях. Стрілки показують нагрів та охолодження. |

В той же час, інтенсивності ліній, що спостерігались в мартенситному стані, монотонно зменшувались, і при температурах, вищих за 370К, спектр феромагнітного резонансу складався лише з однієї симетричної лінії, яка є характерною для сплавів Гейслера в аустенітному стані. Подальше підвищення температури призводило до зменшення як інтенсивності резонансного сигналу, так і резонансного поля, які досягають значень, характерних для парамагнітного стану при температурах, вищих за 380 К.

Залишаючи поки поза увагою факт спостереження трьох ліній при низьких температурах, така температурна поведінка спектрів феромагнітного резонансу є досить типовою для сплавів Гейслера з мартенситним перетворенням в магнітному стані (дивись, наприклад, [11]). При низьких температурах спостерігаються неоднорідно уширені лінії від мартенситної фази. При підвищенні температури в області мартенситного перетворення спостерігаються піки як від мартенситної, так і від аустенітної фази. Вище цієї області спостерігається відносно вузька симетрична лінія від аустеніту, амплітуда і резонансне поле якої різко спадає при підході до точки Кюрі.

Особливістю даної сполуки є наявність трьох резонансних ліній в області мартенситного перетворення та мартенситній фазі. На перший погляд вони відповідають трьом магнітним фазам, дві з яких мають більш високу намагніченість і температуру Кюрі, яка близька до температури Кюрі аустеніту, а третя - відносно низьку намагніченість та температуру Кюрі біля 270 К. Однак, структурні дослідження не показали наявності фазового розшарування. Не виявлено ніяких особливостей і на температурних залежностях намагніченості в різних магнітних полях (Рис. 1.10), при температурах біля 270 К, що слід чекати при утворенні магнітовпорядкованої фази. Появу трьох ліній неможливо пояснити і за рахунок спінових хвиль, оскільки для спостереження об’ємних спінових хвиль плівка занадто товста. Крім того три лінії спостерігаються за будь-якої орієнтації зовнішнього магнітного поля до площини плівки.

Наявність антиферомагнітної фази в системі дозволяє припустити появи трьох піків за рахунок антиферомагнітного обміну. Відомо, що в класичному антиферомагнетику коливання підграток можна розглядати як зв’язані коливання, що призводить у загальному випадку до появи двох мод (акустичної та оптичної) [12]. Однак, для класичних антиферомагнетиків відстань між оптичною та акустичною модою зазвичай складає сотні або навіть тисячі гігагерц [12], що унеможливлює спостереження оптичної моди в наших експериментах. З іншого боку, зараз активно досліджуються так звані синтетичні антиферомагнетики – багатошарові структури феромагнітних плівок, які зв’язані між собою антиферомагнитним обміном (зазвичай через немагнітні прошарки). За рахунок зменшення густини енергії антиферомагнитної взаємодії в таких структурах, відстань між оптичною та акустичною модами в таких системах падає до кількох гігагерц (кількох кілоерстед; див. Рис. 1.11 запозичений з роботи [13]) , що відповідає умовам спостереження в наших експериментах.

|  |  |
| --- | --- |
|  | Рисунок 1.11 ⎯ Дисперсійне співвідношення для двох антиферромагнітно зв’язаних феромагнітних шарів для зовнішнього магнітного поля, що прикладене під кутами 0, 20, 40 та 90 градусів до нормалі до площини плівки [13] в тришаровій структурі Co(32Å)/Ru(9Å)/Co(32Å). Символи  та  позначають акустичну та оптичну моду відповідно. |
|  | Рисунок 1.12 ⎯ Схематичне двовимірне представлення мартенситного перетворення та двійникування. |
|  | Рисунок 1.13 ⎯ Кутова залежність резонансного поля у площині плівки для двох ліній. Т=293 К. |

У нашому випадку поява структури типу «синтетичний феромагнетик» можлива за рахунок утворення мартенситної двійникової структури в епітаксіальній плівці. Монокристалічна підкладинка MgO забезпечує формування монокристалічної плівки Ni50Mn37Co2Sn12 на її поверхні в аустенітному стані. Перехід в мартенситний стан за рахунок умови збереження поверхні є можливим лише при двійникуванні (див. Рис. 1.12). Оскільки величина обміну в таких сполуках суттєво залежить від відстані між магнітними атомами (Рис.1.4), то можлива ситуація, коли в середині двійника ми маємо феромагнітний обмін, а на границі – антиферомагнітний. Суттєвим є також те, що двійникова границя є практично ідеальною площиною і, обмін вздовж границі буде однорідним.

Ширина двійників в епітаксіальних плівках сплавів Гейслера зазвичай становить декілька десятків нанометрів, що є співрозмірним з довжиною обмінної кореляції. Тобто всі двійники є обмінно зв’язаними між собою. Доказом того є те, що кутова залежність резонансних полів в площині плівки є характерною для плівок з сильною двовісною анізотропією (Рис.1.13). Якби не було сильного обмінного зв’язку, ми б повинні були спостерігати кутові залежності з 180о періодом, які характерні для мартенситу з одновісною анізотропією (див. [14]).

## Теоретична модель

Для того, щоб описати появу трьох піків феромагнітного резонансу в мартенситному стані використовуємо наступні припущення: плівка мартенситу складається з рівної кількості однакових феромагнітних областей (двійників), зв’язаних на границях (двійникових границях) антиферомагнітним обміном. Для простоти розгляду будемо нехтувати магнітокристалічною анізотропією. Вільні енергії зручно виразити двома компонентами як

 (1.1)

де другі доданки – Зеєманівські енергії компонент двійників з векторами намагніченостей  і , останні доданки виражають енергію одної компоненти двійника в обмінному полі, перші доданки – сумарна енергія розмагнічуючого поля та поля одновісної анізотропії, перпендикулярної до площини плівки ( де  константа анізотропії, перпендикулярної до площини плівки). Двійникові компоненти вважаються фізично еквівалентними, і тому . Температурна залежність намагніченості мартенситної плівки описується стандартним рівнянням



** (1.2)**

Антипаралельна орієнтація вектора намагніченості зменшує вільну енергію плівки, якщо . Внутрішнє двійникування знижує кристалографічну анізотропію плівки майже до нуля. Таким чином, магнітостатичне поле плівки орієнтує вектори намагніченостей в площині плівки. В цьому випадку .

Нехай магнітне поле направлене перпендикулярно до площини плівки (вздовж осі *z*), а вісь *y* вибрана таким чином, щоб проекції на площину плівки були паралельними *y*. Тоді компоненти намагніченостей двійників приймуть такий вигляд:

 (1.3)

де  - малі відхилення намагніченості, що описують прецесію намагніченостей навколо положення рівноваги,  - кут між статичною намагніченістю та нормаллю до площини плівки.

Умовою для знаходження рівноважних кутів є . Звідки отримуємо

 (1.4)

де  − поле спінфлопу,  − поле анізотропії,  − обмінне поле.



Як відомо, динамічна поведінка намагніченостей описується рівняннями Ландау-Ліфшиця:

 (1.5)

де  − ефективне поле, − номер підгратки (двійника).

Підставляючи значення намагніченостей і ефективних полів у рівняння Ландау-Ліфшиця та нехтуючи членами другого порядку малості, а також вважаючи, що намагніченості змінюються за законом , отримуємо систему з шести рівнянь:







 (1.6)





Перейдемо до нових змінних  та , які є частинами вектору антиферомагнетизму на сумарної намагніченості, які змінюються з часом, і шукаємо такі розв’язки, у яких z-компонента намагніченості не залежить від часу, тобто . (Така ситуація реалізується для синфазних коливань намагніченостей підграток.)



Тоді попередню систему шляхом віднімання рівнянь можна звести до ліанерізованої системи відносно :



 (1.7)

розв’язком, якої є

 (1.8)

За умови  частота обертається на 0. Цей результат справедливий лише для ізотропної плівки. Врахування технологічної анізотропії та/або анізотропії четвертого порядку дасть частоту, відмінну від нуля. В іншому випадку:

 (1.9)

Лінеаризована система рівнянь для вектору :



 (1.10)

що має розв’язок

 (1.11)

За умови , тобто при полі, більшому за поле спінфлопу, коли реалізується феромагнітний стан двійникового мартенситу, маємо:



, (1.12)



що співпадає з частотою феромагнітного резонансу.

За умови , розв’язок приймає вигляд:



 (1.13)

|  |  |
| --- | --- |
|  |  |
| Рисунок 1.14 ⎯ Залежність резонансної частоти від зовнішнього поля для різних значень обмінного поля при Т=200К | Рис.1.15 ⎯ Теоретичні та експериментальні залежності резонансних полів від температури. T0 – температура початку оберненого мартенситного перетворення. |

Нехай для визначеності M(0)=500 Oe, Tc=360K, HA=5850 Oe для T=200K. На рис.1.14 представлені залежності частоти АФМР від зовнішнього поля для різних значень обмінного поля. Горизонтальна лінія показує експериментальні значення НВЧ. Для всіх значень HE  графік залежності ωl(H) є прямою, точка перетину якої з горизонтальною прямою відповідає спостережуваним значенням резонансного поля HR1. Функція ωm(H) немонотонна за невеликих значень обмінного поля. Цей графік перетинає горизонтальну лінію в точках HR2 та HR3, якщо значення обмінного поля лежить в діапазоні 950 – 1700 Ое, що відповідає 2,1< δ <3,6. В цих межах HR1, HR2 ,HR3 спостерігаються на частоті 9,45GHz. При HЕ <950 Oe існують лише HR1 і HR2, а при HЕ >1700 Oe – залишається HR1.

Константа магнітної анізотропії (β=11,2) була визначена з рівняння (1.12), шляхом апроксимації в температурному діапазоні 100-200 К Константа обміну δ = 2,92 і характерне поле обміну HE(T) були визначені з рівняння за допомогою апроксимації експериментальних точок кривою HR1(T). З рис.1.15 видно, що в межах 100- 220 К експериментальні данні досить добре корелюють з теоретичними залежностями. Розбіжності між ними в діапазоні 220-280 К можуть бути викликані слабкою залежністю ωm від магнітного поля при його низьких значеннях: на графіку присутні майже пласкі фрагменти експериментальної залежності, коли H<2 kOe.

Порівняння результатів розрахунку з даними експерименту показало, що спектри феромагнітного резонансу, що спостерігаються в мартенситній фазі досліджуваних зразків, досить добре кількісно описуються запропонованою простою теоретичною моделлю.

## МАГНІТНИЙ РЕЗОНАНС МІЖФАЗНОЇ МЕЖІ В ФЕРОМАГНІТНІЙ ПЛІВЦІ З МОДУЛЬОВАНОЮ АНІЗОТРОПІЄЮ В УМОВАХ ОРІЄНТАЦІЙНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДУ

## Загальні положення

Епітаксіальні плівки ферит-граната мають унікальні фізичні властивості, і тривалий період використовуються в якості функціональних елементів магнітоелектронних пристроїв [[1](#_1._Дудоров_В.Н.,)5]. Під час їх синтезування на монокристалічній гранатової підкладці виникає так звана ростова анізотропія, що обумовлена розбіжністю параметрів кристалічних ґраток підкладки і функціонального шару [16]. Таким чином, наводиться одноосьова анізотропія типу «вісь легкого намагнічування» або «площина легкого намагнічування». Тип та величина анізотропії в магнітному полі визначають розподіл намагніченості і, таким чином, впливають на статичні і динамічні властивості феромагнітних плівок [17]. Крім анізотропії, при вирощуванні плівок, просторову модуляцію можуть зазнавати також намагніченість насичення, постійна обмінної взаємодії, коефіцієнти магнітопружності тощо [18].

Найчастіше, просторові неоднорідності розглядаються як дефекти магнітної системи. Від них намагаються позбутися різними технологічними способами. Однак, як показано в серії робіт[19,20], деякі просторові модуляції магнітних параметрів можуть направлено використовуватися для забезпечення певних динамічних особливостей системи. Раніше було показано [21], що в плівках з модульованої по товщині магнітною анізотропією спостерігалася унікальна поведінка магнітної сприйнятливості. Так у вузькому польовому інтервалі при частотах, які значно поступаються частоті феромагнітного резонансу має місце висока магнітна сприйнятливість системи, що відрізняється надзвичайною чутливістю до напрямку магнітного поля щодо нормалі феромагнітної плівки. Важливо відзначити, що в зазначеному інтервалі магнітних полів доменна структура була пригнічена. У даній роботі буде показано, що зазначений ефект обумовлений особливостями орієнтаційного фазового переходу намагніченості під впливом зовнішнього магнітного поля за умови просторової модуляції константи магнітної анізотропії.

## Побудова теоретичної моделі

Ми будемо розглядати феромагнітну плівку товщини , нормаль якої збігається з віссю  системи координат , як показано на Рис.2.1. Вважатимемо, що плівка має одноосьову анізотропію, напрямок якої збігається з віссю . Щільність енергії, що включає основні типи взаємодії системи, виражається як:

 , (2.1)

|  |
| --- |
|  |
| Рисунок. 2.1 –  Фрагмент феромагнитної плівки |

де  константа обмінної взаємодії; параметр одновісної анізотропії, який розглядається як функція координат;  зовнішнє магнітне поле;  власне магнитістатичне поле феромагнетика.

При запису щільності енергії (2.1) передбачалося, що розподіл намагніченості є однорідним в площині плівки . Дане припущення справедливо в досить сильних магнітних полях, коли пригнічена доменна структура. Залежність розподілу намагніченості від координати  зумовлена модуляцією параметра магнітної анізотропії . У цьому випадку, з рівняння Максвелла , магнітостатичене поле визначається однозначно, і має вигляд: .

Тут, і в подальшому, будемо вважати, що напрямок зовнішнього поля незначно відхиляється від нормалі плівки на кут , так, що:  (де  модуль зовнішнього поля). Дане зауваження дозволить в деякій мірі спростити подальші розрахунки.

Подальше спрощення пов'язане з існуванням умови зв'язку між компонентами вектора намагніченості: , де  константа, рівна намагніченості насичення матеріалу плівки. Таким чином, можливий перехід до двох незалежних кутових змінних, що визначають орієнтацію вектора намагніченості плівки:

 ,

де  полярний і азимутальний кути орієнтації вектора намагніченості в системі координат з полярною віссю. Таким чином, після зроблених зауважень і введених позначень, щільність енергії феромагнітної системи (1) в кутових змінних вектора намагніченості приймає вид:

 .(2.2)

При запису вираження (2.2) введена нормована на товщину плівки безрозмірна координата .

Для опису динамічних процесів введемо в розгляд функцію Лагранжа  [[3](#_3._Барьяхтар_В.Г.,)].

 , (2.3)

де об’єм магнітної плівки;  щільність функції Лагранжа; , магнетон Бора.

Динаміка намагніченості досліджуваної системи визначається рівняннями Ландау-Ліфшиця, які збігаються з рівняннями Лагранжа:

 (2.4)

Крім цього, на верхній і нижній поверхні плівки під час відсутності закріплення намагніченості повинні виконуватися наступні граничні умови:



Вважаємо, що параметр анізотропії повільно змінюється по товщині плівки, наприклад, за лінійним законом так, що, , (де  - деяка постійна величина, поправка, яка визначає амплітуду зміни анізотропії).

З урахуванням введених позначень рівняння Л-Л (5) можна представити у вигляді:

 де введені позначення: характерна магнітна довжина, яка за умовами задачі значно менше товщини плівки ;  характерна частота магнітної системи;  нормована постійна складова магнітного поля;  нормована змінна складова магнітного поля;  частота коливань змінної складової зовнішнього магнітного поля;  безрозмірна часова змінна,  коефіцієнт, що визначає відносну зміну анізотропії в межах плівки.

В роботі [[21](#_7._А.Р._Прокопов,)], де експериментально спостерігалося аномальна поведінка магнітної сприйнятливості в системах з неоднорідною перпендикулярної анізотропією, дані величини перебували в межах .

При дослідження динаміки намагніченості методами теорії збурень вважаємо, що всі члени лівої частини рівнянь (2.6.1), (2.6.2) значно перевищують дані оціночні значення. Таким чином, полярний і азимутальний кути в основному наближенні можна представити як (), де  та є рішенням крайової задачі:



З (2.7.1) випливає, що в основному наближенні кут  не залежить від координати , але може бути функцією часу. При цьому рівняння (2.7.2) істотно спрощується і зводиться до виду:

 (2.8)

При запису (2.8) було введено позначення 

Рівняння (2.8) є нелінійним зі змінними коефіцієнтами. У загальному випадку проінтегрувати його можливо тільки чисельним методом, проте в важливому окремому випадку, при виконанні умови , розподіл намагніченості і її динаміка можуть бути досліджені з достатньою точністю в аналітичному вигляді. Таке обмеження доповнює умову застосовності даної теорії, яке приймає такий вигляд:

 (2.9)

Доданок з похідною в рівнянні (2.8) має малий коефіцієнт. Наближене рішення таких рівнянь є предметом теорії сингулярних збурень [22]. В даному випадку розглянемо ситуацію, в якій доданок з похідною можна розглядати як обурення.

Аналіз показує, що в нехтуванні перших складових розв’язок рівняння (2.8) наближено можна представити у вигляді кусково-неперервної функції:

 . (2.10)

У вираз (2.10) введена величина , яка відповідає точці розгалуження розв’язків і розділяє дві області з різним характером розподілу намагніченості. Дану величину будемо розглядати як координату міжфазної межі. У нехтування збурень, значення координати дається виразом .

Відзначимо, що співіснування різних орієнтаційних фаз намагніченості, представлених на рис.2 можливо в польовому інтервалі:

 (2.11)

При виконанні умов (2.11) межа фаз  буде перебувати між верхньою і нижньою поверхнями плівки.

|  |
| --- |
|  |
| Рис. 2.2 – Координатні залежності полярного кута та похдіної. |

Криві  описують наближені залежності полярного кута (2.10) і його похідної від координати  нехтуючи обмінною взаємодією. Врахування обмінної взаємодії призводить до згладжування різких переходів між областями з різними орієнтаційними фазами. Для ілюстрації впливу обмінної взаємодії на Рис.2.2 наведені криві , побудовані па підставі якісного уявлення про характер розподілу намагніченості. Точка  наближено визначає координату міжфазної межі. Праворуч від неї лежить область однорідної фази, намагніченість в якій «притиснута» до нормалі плівки, зліва знаходиться область неоднорідною фази, в якій полярний кут залежить від координати. Справжній стан міжфазної межі на кривій  можна ототожнити, наприклад, з точкою перегину (на малюнку не позначена), де друга похідна . Рис.2.2 демонструє, що дійсні і наближені значення кутових змінних близькі, тому в подальшому, де необхідно і можливо, будемо використовувати наближене значення полярного кута намагніченості (2.10).

Як було сказано раніше, в нехтування збурень . Врахування збурень призведе до відхилення координати від даного значення, тому будемо вважати:

 , (2.12)

де  нова динамічна змінна, яка визначає відхилення положення міжфазної межі від свого рівноважного значення  за відсутності збурень. По суті, величина  є колективною координатою поля намагніченості.

Вивчення динаміки намагніченості проведемо на основі рівнянь скороченого опису для змінних , які отримаємо за аналогією з рівняннями Слончевского для доменної границі [23], або рівнянь динаміки смугового домену [24,25]. Шукані рівняння визначимо через функцію Лагранжа .

В результаті інтегрування виразу (4) з урахуванням координатної залежності (2.10) для кута  отримаємо.

(2.13)

Функція Лагранжа  відрізняється від  тим, що при її запису були виключені несуттєві адитивні константи, повна похідна за часом і проведено розкладання за степенями  до квадратичних членів включно. У доданків, які в якості множників містять малі величини типу , збережені члени розкладання по , не старше лінійних.

Динаміка міжфазної межі тепер визначається рівняннями Лагранжа:

 ,

які після підстановки функції Лагранжа і дисипативної функції виглядають наступним чином:

 (2.15)

У статиці, коли змінна складова магнітного поля , розв’язок рівнянь (2.15) має вигляд:

 (18)

Даний результат свідчить, що врахування обмінної взаємодії і поздовжньої складової магнітного поля  призводить до незначної зміни координати міжфазної межі до значення .

У свою чергу, коливання міжфазної межі під впливом змінного поля  будуть визначатися системою лінійних рівнянь для  - поправки до координати і  - поправки до азимутальної кутку намагніченості:

 (2.16)

Розв’язок системи (2.16) запишемо у вигляді:

 (2.17)

З (2.17) випливає, що рух міжфазної межі в плівці з неоднорідною анізотропією в малому змінному полі описується рівнянням гармонічного осцилятора. Власна частота осцилятора



залежить від величини, напряму зовнішнього магнітного поля, і може змінюватися в широких межах. Особливий інтерес представляє динаміка даної магнітної системи в високих магнітних полях при . В цьому випадку доменна структура магнітної плівки буде подавлена і намагніченість стане однорідною в площині плівки, що повністю відповідає прийнятій моделі. В результаті гармонічний осцилятор у вигляді міжфазної межі буде поширюватися на всю площину ферит-гранатової плівки, що в комбінації з малою дисипацією в даних монокристалічних структурах, забезпечує чіткий сигнал у вигляді Лоренціана на кривих поглинання. Таким чином, в границі  власна частота коливань міжфазної межі асимптотично прагне до границі:



Дисперсійна крива поглинання визначається виразом:



де ,  відхилення власної резонансної частоти  міжфазної межі від частоти зовнішнього поля .

Особливий інтерес представляє залежність поглинання від модуляції константи анізотропії , оскільки при зменшенні її значення з одного боку зростає поглинання, а з іншого боку скорочується польовий інтервал (2.11) існування кордону фаз.

Наступний ефект пов'язаний з різкою (кореневою) залежністю власної частоти від величини поля і кута напрямку. Цей факт призводить до особливої чутливості характеристик поглинання до позначених величинам в околиці резонансу при малих значеннях  та . Вказана обставина дозволяє використовувати дану систему як функціональний елемент з високою селективністю до величини і напрямку магнітного поля. Дійсно, під час налаштування в «резонанс», магнітна сприйнятливість плівки буде реагувати на найменші зовнішні обурення.

# ВИСНОВКИ

* Досліджено магнітні властивості епітаксіальних плівок Ni46.0Mn36.8Sn11.4Co5.8/MgO(001) з мартенситним фазовим перетворенням з кубічної аустенітної фази до двійникованої орторомбічної мартенситної фази при Т=270К.

Експеримент з магнітного резонансу показав наявність однієї резонансної лінії в аустенітній фазі, що розщеплюється на три резонансні лінії у мартенситній фазі.

* На основі запропонованої теоретичної моделі показано, що поява додаткових резонансних ліній пов’язана зі слабкою антиферомагнітною взаємодією між компонентами феромагнітних двійників через двійникові границі. Отже, мартенсит з субмікронними двійниками є прямою аналогією до штучних антиферомагнетиків.
* Побудовано теоретичну модель для феромагнітної плівки, що має одноосьову анізотропію, де вважалось, що параметр анізотропії повільно змінюється по товщині плівки за лінійним законом , (де  - деяка постійна величина, поправка, яка визначає амплітуду зміни анізотропії).
* Описано формування міжфазної границі, яка розділяє плівку на дві області (фази) з різною намагніченістю, однорідну та неоднорідну. Така границя не є доменною стінкою, оскільки ми прикладали таке зовнішнє магнітне поле, при якому доменна структура плівки зникає. Були знайдені власна частота коливань міжфазної границі, резонансна частота та дисперсійна крива поглинання міжфазної границі. Умови резонансу її коливань надзвичайно чутливі до параметрів магнітного поля. Таку систему природно використовувати в якості високочутливого, вузьконаправленого детектора магнітного поля.

# Список використаних джерел

1. P. J. Webster, K. R. A. Ziebeck, S. L. Town, M. S. Peak, Phil. Mag. B 1984, 49, 295.
2. K. Ullakko, J. K. Huang, C. Kantner, R. C. O’Handley, V. V. Kokorin, Appl. Phys. Lett. 1996, 69, 1966.
3. O. Soederberg, A. Sozinov, Y. Ge, S. P. Hannula, V. K. Lindroos, in Handbook of Magnetic Materials, Vol. 16 (Ed: K. H. J. Buschow), Elsevier, Amsterdam 2006, Ch 1.
4. B.F. Yu, Q. Gao, B. Zhang, et al. Int. Journal of Refrigeration. 2003. Vol. 26. P. 622–636.
5. V.K. Pecharsky, K.A.J. Gschneidner Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. P. 4494–4497.
6. Y. Sutou, Y. Imano, N. Koeda, T. Omori, R. Kainuma, K. Ishida, K. Oikawa. Appl. Phys. Lett. 2004, Vol. 85, P. 4358-4360.
7. V. Basso, C.P. Sasso, K.P. Skokov, O. Gutfleisch, V.V. Khovaylo. Physical Review B. 2012. Vol. 85, art. 014430 (8).
8. V.D. Buchelnikov, V.V. Sokolovskiy, S.V. Taskaev, V.V. Khovaylo, A.A. Aliev, L.N. Khanov, A.B. Batdalov, P. Entel, H. Miki, T. Takagi. J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. Vol. 44, art. 064012 (14)
9. R. Kainuma, W. Ito, R.Y. Umetsu, V. V. Khovaylo, T. Kanomata. Mater. Sci. Forum. 2011. Vol. 684, pp 139-150.
10. M. Acet, E.F. Wassermann. Advanced Engineering Materials. 2012, Vol. 14, No. 8, pp. 523-529.
11. I.R. Aseguinolaza, V. Golub, J.M. Barandiarán, M. Ohtsuka, P. Müllner, O.Y. Salyuk, V.A. Chernenko. Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 102, art. 182401 (3).
12. S. Foner. in “Magnetism” ed. G.T. Rado, H. Suhl, vol. 1. New York, London: Academic Press, 1963, pp. 384-449.
13. Z. Zhang, L. Zhou, P. E. Wigen, K. Ounadjela. Physical Review B. 1994. Vol. 50, pp. 6094-6112.
14. V. A. Chernenko, V. A. Lvov, V. Golub, I. R. Aseguinolaza, J. M. Barandiarán. Phys. Rev. B. 2011, Vol. 84, art. 054450.
15. Дудоров В.Н., Рандошкин В.В., Телеснин Р.В. УФН, 122, 253 (1977)
16. Бутрим В.И., Дубинко С.В., Мицай Ю.Н. ФТТ, 45, 1052 (2003)
17. Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И., Цилиндрические магнитные домены и их решетки. Наукова думка, ¬Киев (1988).
18. Рандошкин В.В., Гусев М.Ю., Козлов Ю.Ф., Неустроев Н.С., ЖТФ, 70, 118 (2000)
19. Горобец Ю.И .,Ильчишин О.В. Клепиков В.Ф. ФММ, 50, 261 (1980)
20. Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И., Ильчишин О.В., Савуцкий А.И., Ходосов Е.Ф., Хребтов А.О. Сб. Вопросы построения устройств на ЦМД. 95, 7 (1982)
21. А.Р. Прокопов, С.В. Дубинко, А.О. Хребтов, М.И. Еремина ФТТ, 39, 1415 (1997)
22. Ломов С.А., Введение в общую теорию сингулярных возмущений, М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1981, - 400 с.
23. Малоземов А.П., Слонзуски Д. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. Мир, Москва (1982)
24. Джежеря Ю.И. ЖЭТФ, 115, 1315 (1999)
25. Джежеря Ю.И. ЖЭТФ, 116, 1694 (1999)
26. V.G. Bar’yakhtar, B.A. Ivanov, K.A.Safaryan, Solid State Communications. 72, 1117 (1989).