

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»
ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА ЗАГАЛЬНОЇ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ ФІЗИКИ

«На правах рукопису»
УДК _____

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри

_____ Ю. І. Горобець

«__» _____ 20__ р.

Магістерська дисертація

на здобуття ступеня магістра

зі спеціальності 104 Фізика та астрономія

на тему: « Неоднорідні магнітні конфігурації та їх вплив на динамічні властивості феромагнітних плівок з просторово модульованими параметрами»

Виконав:

студент VI курсу, групи ОФ-61м

Азарх Даниїл Павлович

(підпис)

Керівник: проф., д. ф.-м. н.

Джежеря Ю.І.

(підпис)

Рецензент: к.ф.-м.н.

Салюк О. Ю.

(підпис)

Засвідчую, що у цій магістерській дисертації немає запозичень з праць інших авторів без відповідних посилань

Студент _____

(підпис)

Київ 2018

Національний технічний університет України
“Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського”
Фізико-математичний факультет
Кафедра загальної та експериментальної фізики

Рівень вищої освіти – другий (магістерський) за освітньо-науковою програмою

Спеціальність (спеціалізація) – 104 «Фізика та астрономія» («Комп'ютерне моделювання фізичних процесів»)

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

_____ Ю.І. Горобець

«___» _____ 20__ р.

ЗАВДАННЯ
на магістерську дисертацію студенту

Азарх Даниїл Павлович

1. Тема дисертації «Неоднорідні магнітні конфігурації та їх вплив на динамічні властивості феромагнітних плівок з просторово модульованими параметрами», науковий керівник дисертації Джежеря Юрій Іванович, д.ф.-м.н., професор, затверджені наказом по університету від «___» _____ 20__ р. № _____
2. Термін подання студентом дисертації _____
3. Об'єкт дослідження: монокристалічні ферит-гранатові плівки, отримані методом рідиннофазної епітаксії на монокристалічних підкладках галій-гадолінієвого граната
4. Предмет дослідження: міжфазна межа
5. Перелік завдань, які потрібно розробити:
 - а Розв'язання рівняння Ландау-Лівшиця для ферит-гранатової плівки на підкладці галій-гадолінієвого граната.
 - б. Опис формування міжфазної межі.
 - в. Розрахунок резонансної частоти міжфазної межі та компонент тензора магнітної сприйнятливості.
6. Орієнтовний перелік графічного (ілюстративного) матеріалу: резонансні спектри плівки.

7. Орієнтовний перелік публікацій

1. Y.I. Dzhezherya, D.P. Azarkh, E.S. Klimuk, A.O. Khrebtov Magnetic resonance of the interphase boundary in ferromagnetic films with modulated anisotropy under orientational phase transition conditions// Low Temperature Physics – 2018 – Vol. 44 – №1 – P.45-49
2. Y.I. Dzhezherya, A.O. Khrebtov, D.P. Azarkh, S.P.. Kruchinin Sharp-pointed susceptibility of ferromagnetic films with magnetic anisotropy inhomogeneous in thickness // International Journal of Modern Physics B – 2018 – P.1840034

8. Дата видачі завдання “ ___ ” _____ 2018 р.

Календарний план

№ з/п	Назва етапів виконання магістерської дисертації	Термін виконання етапів магістерської дисертації	Примітка
1.	Вивчення літературних джерел, складання огляду літератури	5.02.18 – 12.03.18	
2.	Аналіз експериментальних даних	12.03.18 – 26.03.18	
3.	Побудова теоретичної моделі, що описує експеримент.	26.03.18 – 16.04.18	
4.	Розрахунок резонансної частоти та компонентів тензора магнітної сприйнятливості.	17.04.18 – 30.04.18	
5.	Обговорення отриманих результатів. Оформлення дипломної роботи та підготовка презентації.	1.05.18 – 15.05.18	
6.	Захист дипломної роботи	16.05.18 – 23.05.18	

Студент

Д.П. Азарх

Науковий керівник дисертації

Ю.І. Джежеря

Національний технічний університет України
 “Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського”
 Фізико-математичний факультет
 Кафедра загальної та експериментальної фізики

Рівень вищої освіти – другий (магістерський) за освітньо-науковою програмою

Спеціальність (спеціалізація) – 104 «Фізика та астрономія» («Комп'ютерне моделювання фізичних процесів»)

До захисту допущено

Завідувач кафедри
 Горобець Ю.І.

(підпис)

“ ” 2018р.

ПОЯСНЮВАЛЬНА ЗАПИСКА

до магістерської дисертації

з спеціальності 104 «Фізика та астрономія»

на тему: «Неоднорідні магнітні конфігурації та їх вплив на динамічні властивості феромагнітних плівок з просторово модульованими параметрами»

Виконав:

студент VI курсу, групи ОФ-61м

Азарх Д.П. _____

Керівник проекту:

проф., д.ф.-м.н. Джежеря Ю.І. _____

Реферат

Неоднорідні магнітні конфігурації та їх вплив на динамічні властивості ферромагнітних плівок з просторово модульованими параметрами
Магістерська дисертація. Азарх Д.П. НТУУ «КПІ ім. Ігоря Сікорського»,
фізико-математичний факультет, кафедра загальної та
експериментальної фізики, група ОФ-61м. – К.: КПІ, 2018
С. – 79.

Магістерська дисертація складається зі вступу, 2 розділів, висновків, та переліку літератури з 122 найменувань, викладених на 79 сторінках друкованого тексту.

В околі фазових переходів термодинамічні потенціали різних фаз вирівнюються. Це дає можливість малими змінами зовнішніх параметрів таких як електричне, магнітне поля або механічний вплив, керувати міжфазним розподілом. Оскільки властивості магнітних матеріалів сильно залежать від фазового розшарування, це дає можливість створювати керовані функціональні елементи пристроїв спінтроники, магنونіки, сенсоріки тощо.

Показано, що в ферромагнітних плівках з неоднорідною анізотропеї може бути сформована міжфазна границя при певних значеннях і напрямках магнітного поля. Ця границя має стійку магнітну конфігурацію. Вона орієнтована паралельно до площини плівки і відокремлює області з різним характером намагніченості. У змінному магнітному полі коливання міжфазних границь може супроводжуватися резонансом. Визначено поля та частотні залежності компонент тензора магнітної сприйнятливості. Показано, що коефіцієнти сприйнятливості при резонансі надзвичайно чутливі до напрямку зовнішнього магнітного поля.

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.

Магнітна система, розглянута в роботі, може бути використана в якості високочутливого гостроспрямованого детектора магнітного поля.

Результати роботи були представлені на двох конференціях:

1. Yu.I. Dzhezherya, D.P. Azarkh, V.V. Kruglyak Magnetic resonance in a ferromagnetic film with modulated anisotropy under the orientational phase-transition //4th International research and practice conference NANOTECHNOLOGY and NANOMATERIALS NANO-2016 August 24 - 27, 2016, Lviv, Ukraine
2. Yu.I. Dzhezherya, A.O. Khrebtov, V.V. Kruglyak, D.P. Azarkh Sharp-pointed susceptibility of ferromagnetic films with inhomogeneous in thickness magnetic anisotropy// 5th International research and practice conference NANOTECHNOLOGY and NANOMATERIALS NANO-2017, August 23- 26, 2017.Chernivtsi, Ukraine

А також вийшли дві статті:

3. Y.I. Dzhezherya, D.P. Azarkh, E.S. Klimuk, A.O. Khrebtov Magnetic resonance of the interphase boundary in ferromagnetic films with modulated anisotropy under orientational phase transition conditions// Low Temperature Physics 44 (1), 45-49
4. Y.I. Dzhezherya, A.O. Khrebtov, D.P. Azarkh, S.P.. Kruchinin Sharp-pointed susceptibility of ferromagnetic films with magnetic anisotropy inhomogeneous in thickness // International Journal of Modern Physics B, 1840034

Ключові слова: ферромагнітна плівка, міжфазна межа, магнітна сприйнятливність, анізотропія.

Реферат

Неоднородные магнитные конфигурации и их влияние на динамические свойства ферромагнитных пленок с пространственно модулированными параметрами

Магистерская диссертация. Азарх Д.П. НТУУ «КПИ им. Игоря Сикорского», физико-математический факультет, кафедра общей и экспериментальной физики, группа ОФ-61м. – К.: КПИ, 2018

С. – 79.

Дипломная работа состоит из введения, 2 глав, заключения, и списка литературы из 122 наименований, изложенных на 79 страницах печатного текста.

В окрестности фазовых переходов термодинамические потенциалы различных фаз выравниваются. Это дает возможность малыми изменениями внешних параметров таких как электрическое, магнитное поля или механическое воздействие, управлять межфазным распределением. Поскольку свойства магнитных материалов сильно зависят от фазового расслоения, это дает возможность создавать управляемые функциональные элементы устройств спинтроники, магноники, сенсорики и тому подобное.

Показано, что в ферромагнитных пленках с неоднородной анизотропией может быть сформирована межфазная граница при определенных значениях и направлениях магнитного поля. Эта граница имеет устойчивую магнитную конфигурацию. Она ориентирована параллельно плоскости пленки и отделяет области с разным характером намагниченности. В переменном магнитном поле колебания межфазных границ может сопровождаться резонансом. Определены поля и частотные зависимости компонент тензора магнитной восприимчивости. Показано, что коэффициенты восприимчивости при резонансе чрезвычайно чувствительны к направлению внешнего магнитного поля.

На основе уравнений динамики намагниченности Ландау - Лифшица описаны особенности формирования межфазной границы в условиях

пространственной модуляции константы анизотропии по толщине пленки. Полученные уравнения Лагранжа для коллективных переменных поля намагниченности, на основании которых исследована динамика колебаний межфазной границы в переменном магнитном поле.

Магнитная система, рассматриваемая в работе, может быть использована в качестве высокочувствительного остронаправленного детектора магнитного поля.

Результаты работы были представлены на двух конференциях:

1. Yu.I. Dzhezherya, D.P. Azarkh, V.V. Kruglyak Magnetic resonance in a ferromagnetic film with modulated anisotropy under the orientational phase-transition //4th International research and practice conference NANOTECHNOLOGY and NANOMATERIALS NANO-2016 August 24 - 27, 2016, Lviv, Ukraine
2. Yu.I. Dzhezherya, A.O. Khrebtov, V.V. Kruglyak, D.P. Azarkh Sharp-pointed susceptibility of ferromagnetic films with inhomogeneous in thickness magnetic anisotropy// 5th International research and practice conference NANOTECHNOLOGY and NANOMATERIALS NANO-2017, August 23- 26, 2017.Chernivtsi, Ukraine

А также вышли две статьи:

1. Y.I. Dzhezherya, D.P. Azarkh, E.S. Klimuk, A.O. Khrebtov Magnetic resonance of the interphase boundary in ferromagnetic films with modulated anisotropy under orientational phase transition conditions// Low Temperature Physics 44 (1), 45-49
2. Y.I. Dzhezherya, A.O. Khrebtov, D.P. Azarkh, S.P.. Kruchinin Sharp-pointed susceptibility of ferromagnetic films with magnetic anisotropy inhomogeneous in thickness // International Journal of Modern Physics B, 1840034

Ключевые слова: ферромагнитная пленка, межфазная граница, магнитная восприимчивость, анизотропия.

The abstract

Heterogeneous magnetic configurations and their impact on the dynamic properties of ferromagnetic films with spatially modulated parameters

Thesis. Azarkh D.P. NTUU «Igor Sikorsky KPI», Physics and Mathematics faculty, department of general and experimental physics, group GP-61s – K.: KPI, 2018

P. – 79.

Thesis (79 pages) consists of an introduction, 2 chapters, conclusions and 122 references.

In the vicinity of phase transitions, the thermodynamic potentials of different phases are aligned. This makes it possible to control the interphase distribution by small changes in external parameters such as electrical, magnetic fields or mechanical effects. Since the properties of magnetic materials strongly depend on phase bundle, this makes it possible to create controlled functional elements of devices spintronics, magnonics, sensory devices.

It is shown that in ferromagnetic films with anisotropy inhomogeneous in thickness, an interphase boundary can be formed for certain values and directions of the magnetic field. This boundary has a stable magnetic configuration. It is oriented parallel to the film plane and separates the regions with different orientations of the magnetization. In an alternating magnetic field, the interphase boundary oscillates, which may be accompanied by a resonance. The field and frequency dependences of the components of the magnetic susceptibility tensor are determined.

The Landau-Lifshitz equations for the dynamics of magnetization are used to describe the formation of an interphase boundary with spatial modulation of the anisotropy constant over the thickness of the film. The Lagrange equations for the collective variables of the magnetization field are derived and used to study the dynamics of the oscillations of the interphase boundary in a variable magnetic field.

It is shown that the susceptibility coefficients at a resonance are extremely sensitive to the direction of the external magnetic field which can underlie the development of a highly sensitive sensor.

The work's results were presented on two conferences:

1. Yu.I. Dzhezherya, D.P. Azarkh, V.V. Kruglyak Magnetic resonance in a ferromagnetic film with modulated anisotropy under the orientational phase-transition //4th International research and practice conference NANOTECHNOLOGY and NANOMATERIALS NANO-2016 August 24 - 27, 2016, Lviv, Ukraine

2. Yu.I. Dzhezherya, A.O. Khrebtov, V.V. Kruglyak, D.P. Azarkh Sharp-pointed susceptibility of ferromagnetic films with inhomogeneous in thickness magnetic anisotropy// 5th International research and practice conference NANOTECHNOLOGY and NANOMATERIALS NANO-2017, August 23- 26, 2017.Chernivtsi, Ukraine

Two articles were published:

1. Y.I. Dzhezherya, D.P. Azarkh, E.S. Klimuk, A.O. Khrebtov Magnetic resonance of the interphase boundary in ferromagnetic films with modulated anisotropy under orientational phase transition conditions// Low Temperature Physics 44 (1), 45-49

2. Y.I. Dzhezherya, A.O. Khrebtov, D.P. Azarkh, S.P.. Kruchinin Sharp-pointed susceptibility of ferromagnetic films with magnetic anisotropy inhomogeneous in thickness // International Journal of Modern Physics B, 1840034

Key words: ferromagnetic film, interphase boundary, magnetic susceptibility, anisotropy.

Зміст

Вступ.....	12
Розділ 1. Виготовлення та дослідження ферит-гранатових плівок	14
1.1 Магнітні та оптичні властивості ферит-гранатових плівок	14
1.2 Виготовлення ферит-гранатових плівок	21
1.2.1 Рідкофазна епітаксія	23
1.2.2 Імпульсне лазерне осадження	24
1.3 Дослідження властивостей ферит-гранатових плівок	26
1.3.1 Вимірювання коерцитивної сили	26
1.3.2 Вимірювання поля насичення	28
1.3.3 Магнітні дефекти плівок	29
1.3.4 Ростові дефекти плівок	33
1.4 Застосування ферит-гранатових плівок	34
Розділ 2. Гостронаправлена сприйнятливність феромагнітних плівок з неоднорідною по товщині магнітною анізотропією	38
2.1 Експеримент.....	38
2.2 Побудова теоретичної моделі	43
2.3 Вивчення динаміки руху міжфазної межі у феромагнітній плівці ..	53
2.4 Вплив магнітних збурень на магнітну сприйнятливність системи....	62
Висновки.....	65
Список використаних джерел.....	67

Вступ

Структура ітрій-залізо-гранат (YIG) $Y_3Fe_5O_{12}$ є однією з магнітних гранатів, які були виявлені в 1950-х роках [1, 2] та називалися «плодами магнетизму» доктора Кіттеля відразу після відкриття [3]. Завдяки надзвичайно малому часу затухання, YIG матеріали застосовуються в мікрохвильових пристроях [4-6]. Наприклад, генератори та фільтри на основі YIG є основними елементами у багатьох генераторів та аналізаторів мікрохвильових печей. Приймачі на базі YIG є базовими компонентами в радарних системах.

У багатьох пристроях потрібні YIG у вигляді тонких або товстих плівок. Як правило, вирощують YIG-плівки на монокристалічних підкладках галіє-гадолінієвого гранату (GGG) [7-9]. Матеріали GGG є парамагнітними. Вони мають кристалічну структуру, дуже подібну до кристалів YIG. Більш того, різниця між константами ґратки GGG та YIG надзвичайно мала, порядку 0.001\AA [10]. Завдяки цьому матеріали GGG дуже добре підходять для вирощування якісних YIG плівок.

Інтерес до тонких плівок не зменшується через особливості їх фізичних властивостей та велику різноманітність плівок [11-13]. Так, наприклад, у системах, лінійний розмір одного з напрямків співпадає з довжиною хвилі електрона, спостерігаються квантово-розмірні ефекти. Ці ефекти пов'язані із зміною енергетичного спектра досліджуваної системи вдовж цього напрямлення. Зміна енергетичного спектра показує зміну магнітних, магнітодинамічних та транспортних властивостей плівки [14].

Актуальність. Особливу увагу в останні роки привертають плівки із просторово-неоднорідними параметрами [15-20]. Наприклад, це системи, у яких параметр анізотропії змінюється по товщині плівки. Це призводить до перерозподілу намагніченості при внесенні плівки у магнітне поле. Такі плівки дуже чутливі до малих змін зовнішнього магнітного поля, тому їх можна використовувати, як високочутливий датчик магнітних полів.

Постановка проблеми. У світовій літературі відсутня теоретична модель, яка описувала властивості ферит-гранатової плівки із неоднорідним параметром анізотропії по товщині. Проте існують роботи по визначенню експериментальним шляхом різних властивостей таких плівок.

Ціль та завдання. Нашим завданням було побудувати теоретичну модель ферит-гранатової плівки із просторово-неоднорідним параметром анізотропії.

Новизна. Нами було вперше теоретично описано, як поводить себе ферит-гранатова плівка з просторово-неоднорідним параметром анізотропії у великих полях, коли доменна структура повністю «пригнічується». Було описано, як саме відбувається перерозподіл намагніченості, особливості формування міжфазної межі, її резонансна частота, визначені компоненти тензора магнітної сприйнятливості.

Наукова цінність. Ферит-гранатові плівки дуже широко застосовуються у різноманітних пристроях мікроелектроніки, наноелектроніки та магнітооптиці. На їх базі створюються нові матеріали із заданим набором магнітних властивостей, які використовуються як сенсори магнітних полів. Ферит-гранатові плівки із неоднорідним параметром анізотропії можна застосувати для створення гостроспрямованого датчика магнітного поля.

Розділ 1. Виготовлення та дослідження ферит-гранатових плівок

1.1 Магнітні та оптичні властивості ферит-гранатових плівок

Магнітні властивості матеріалів характеризуються полями анізотропії H_a , намагніченістю насичення $4\pi M_s$, коерцитивністю H_c , енергією доменної стінки, одновісною, кубічною або анізотропією типу "легка площина".

Основними структурними параметрами матеріалів є: товщина плівки h , напрямні косинуси нормалі до площини плівки відносно кристалографічних осей $\beta_1, \beta_2, \beta_3$, різниця постійних ґраток підкладки і плівки Δa_0 , напруга в плівці σ_0 . [21]

Процеси намагнічування плівок в більшості випадків пов'язані з наявністю доменної структури і її перетворенням під впливом поля. Різноманіття магнітних доменних структур визначається кристалічною структурою матеріалу, геометричними параметрами зразка, різними типами неоднорідностей. Для одновісного феромагнетика в формі тонкої плоскопаралельної пластини з віссю легкого намагнічування, перпендикулярній площині пластини, в разі суцільної анізотропії відповідають домени з орієнтацією вектора намагніченості M уздовж осі легкого намагнічування, що призводить до формування лабіринтової доменної структури (рис. 1а). При порушенні еквівалентності доменної межі різної орієнтації може відбуватися впорядкування доменної межі з утворенням смужової доменної структури (рис. 2). Якщо намагнічувати пластинку полем, напруженість якого H паралельно осі легкого намагнічування, то ширина доменів з вектором M , паралельним H , буде зростати (при одночасному зменшенні ширини доменів з M , антипаралельними H) і в кінці кінців зразок перейде в монодомений стан шляхом витіснення доменів з M антипаралельними H . Однак окремі уривки смужових доменів, які не мають контакту з бічними поверхнями пластини, в

процесі намагнічування переходять в ізольовані циліндричні магнітні домени (ЦМД) [21] (рис. 3).



Рисунок 1. Доменна структура типу «лабіринт»

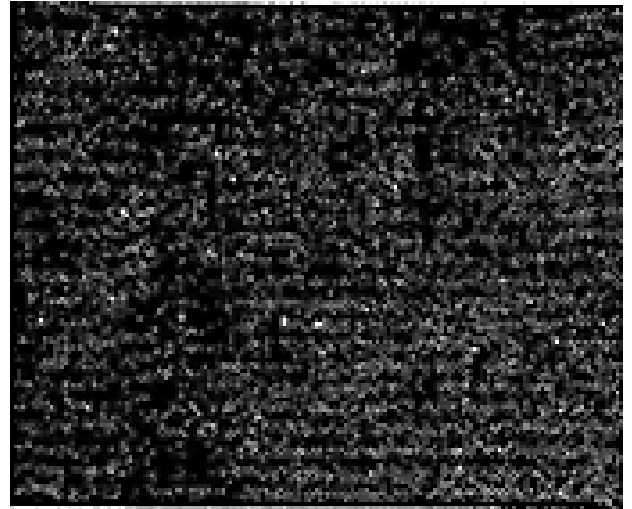


Рисунок 2. Смогова доменна структура

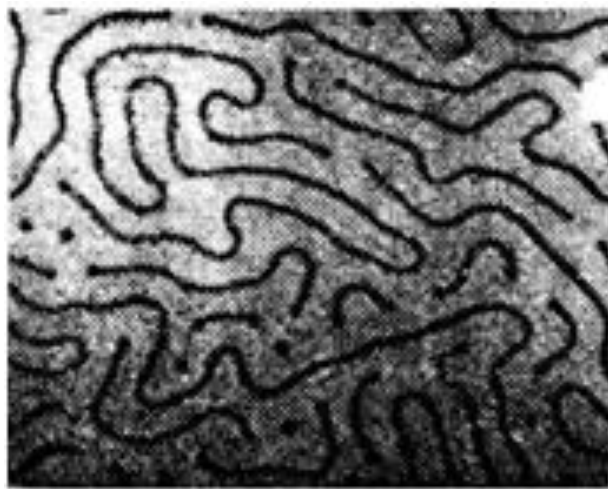


Рисунок 3. Структура ізольованих циліндричних магнітних доменів

При збільшенні щільності циліндричних магнітних доменів в пластині магнітостатична взаємодія між доменами призводить до їх упорядкування, в результаті чого формується гексагональна ґратка циліндричних магнітних доменів (рис. 4). На відміну від ізольованих циліндричних магнітних доменів гексагональна ґратка циліндричних магнітних доменів зберігає стійкість і у відсутності поля

підмагнічування. При намагнічуванні пластини з гексагональними ґратками циліндричних магнітних доменів полем H , паралельним вектору намагніченості M всередині циліндричних магнітних доменів, форма доменів наближається до шестикутної (так звана стільникова доменна структура) (рис. 5)

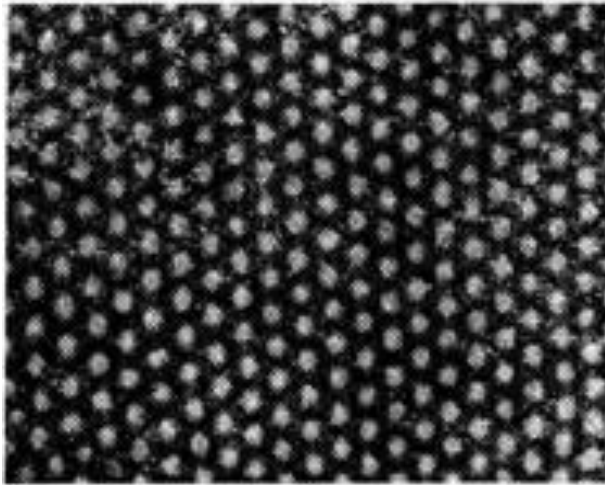


Рисунок 4. Гексагональна решітка циліндричних магнітних доменів

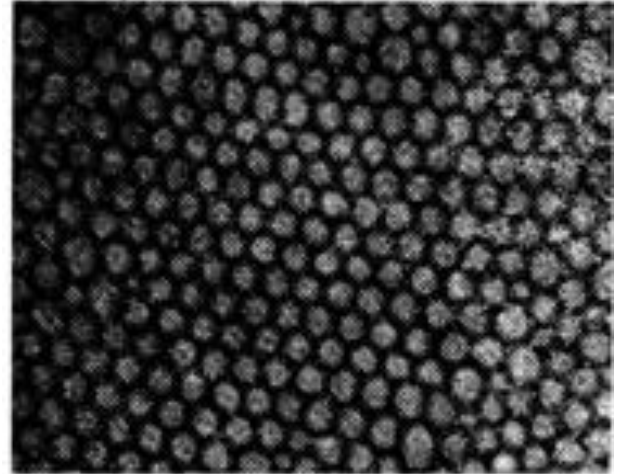


Рисунок 5. Стільникова доменна структура

Формула граната записується у вигляді - $\{R_3\} [Fe_2] (Fe_3) O_{12}$, де R - рідкоземельний елемент. Типове значення швидкостей циліндричних магнітних доменів в гранатових плівках ~ 1000 см / с.

Таким чином, при $d = 5$ мкм робоча частота пристрою ~ 100 кГц, а при використанні дуже малих циліндричних магнітних доменів (0,5 - 1,0 мкм) робоча частота може бути збільшена до 1 МГц. Намагніченість насичення в межах від 1700 Гс до 100 Гс. Поле одновісної анізотропії $H_a \sim 50-104$ Е. Коерцитивна сила знаходиться в межах від 0,1 до 0,5 Е.

Ортоферрити описують загальною формулою $RFeO_3$, де R - рідкоземельний елемент або ітрій. Основний недолік ортоферритів як циліндричних магнітних доменних матеріалів полягає в тому, що їх намагніченість надзвичайно мала: $4\pi M_s \leq 150$ Гс і діаметр циліндричних магнітних доменів в них знаходиться в межах 20-200 мкм. Щоб змістити

розміри циліндричних магнітних доменів в практично застосовану область, необхідно збільшити $4\pi M_s$. Спроби збільшення $4\pi M_s$ не дають значних результатів, і це пояснюється самою природою магнітного впорядкування в ортоферритах. Поле одновісній анізотропії $H_a \sim 104$ Е. Рухливість доменних меж в ортоферрити дуже висока: $\mu \sim 104$ см / сек Е [22,23].

Гранати - це іонні кристали загального складу $\{C_3\} [A_2] (D_3) O_{12}$. C , A та D являють собою катіони, які можуть займати ділянки решітки з різною орієнтацією кисню. Кубічна елементарна комірка гранату містить:

- 24 $\{c\}$ додекаедральних ділянок з 8 кисневими сусідами,
- 16 $[a]$ восьмигранних об'єктів з 6 кисневими сусідами,
- 24 (d) тетраедричні місця з 4 кисневими сусідами,
- 96 h -ділянок для іонів кисню.

У цій номенклатурі ітрієв ферум гранат (YIG) та гранат ферум вісмут (BIG) написано як

$\{Y^{3+}_3\}[Fe^{3+}_2](Fe^{3+}_3)O^{2-}_{12}$ і $\{Bi^{3+}_3\}[Fe^{3+}_2](Fe^{3+}_3)O^{2-}_{12}$, де також показані іонні заряди.

Оскільки елементарна комірка складається з 160 іонів, її не можна добре представити в цілому. На рис 6 показані три багатогранники в елементарній комірці YIG. Константи ґратки 12,38 Å для YIG [24] та приблизно 12,63 Å для BIG [25].

Суперобмінний зв'язок між катіонами призводить до антипаралельного вирівнювання магнітних моментів на a - і d - ґратках. Іони Y^{3+} та Bi^{3+} мають нульовий магнітний момент. Магнітні іони на c -решітці слабо спарюються і вирівнюються паралельно або антипаралельно з магнітними моментами на d -решітці. При нульовій температурі чистий магнітний момент на одиничну комірку YIG або BIG дорівнює восьмикратному магнітного моменту атома заліза (магнітний момент якого становить 5 боревих магнетонів у $3+$ стані). Намагніченість насичення YIG становить приблизно $M_s = 14,3$ кА/м ($4\pi M_s = 1760$ Г) при кімнатній температурі [24].

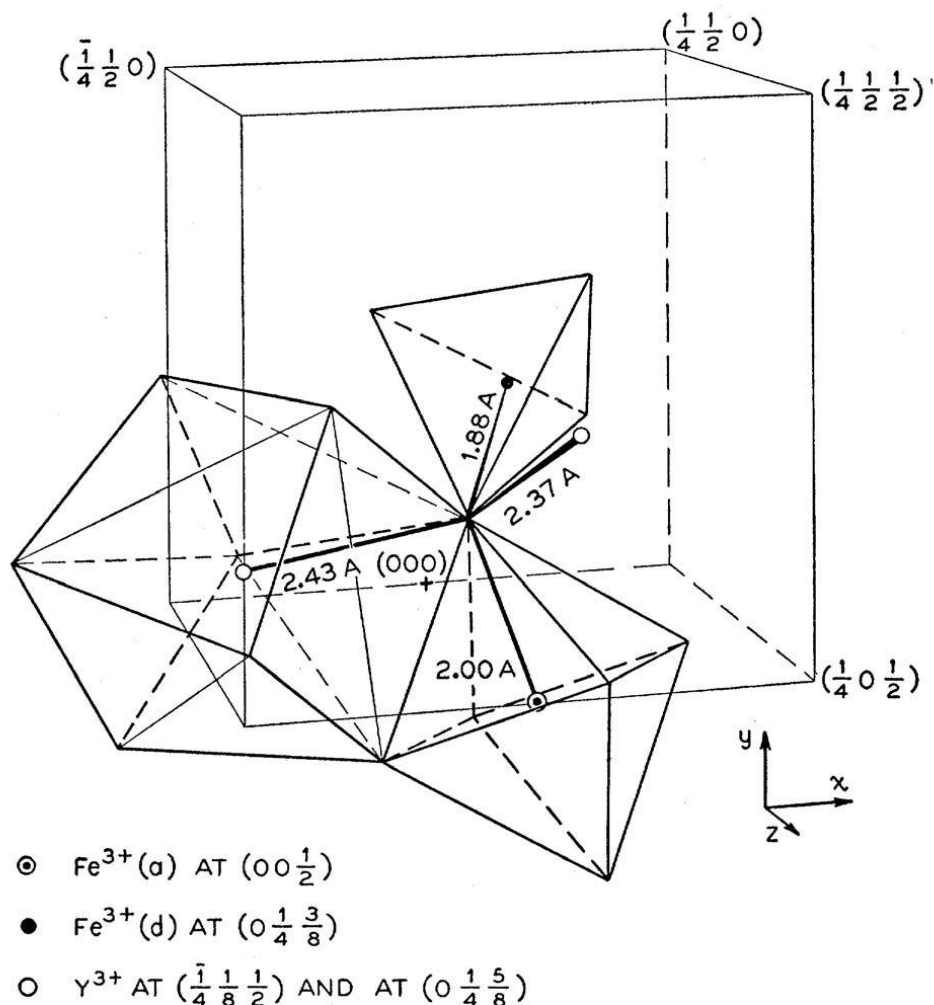


Рисунок 6. Елементарна комірка YIG з різними ділянками для катіонів [26].

Вперше в кінці 1960-х було висловлено припущення про те, що легування вісмутом підсилює ефект Фарадея в гранатах [27].

Показник заломлення також збільшується, як описано в наступному рівнянні [28], де довжина хвилі λ виражається в мкм:

$$n(\lambda, x) = 2.174 + 0.0593\lambda^{-2} + (0.103 + 0.0371\lambda^{-2})x$$

Оптичне поглинання у видимому світлі збільшується через червоного зсуву краю смуги [29, 30] зі збільшенням концентрації вісму.

Вісмут також впливає на суперобмінну взаємодію, як видно зі збільшення температури Кюрі з 34 К на атом вісму на одиницю формули [28]. Це призводить до збільшення намагніченості насичення M_s при температурах вище 230 К [28]. При 0 К M_s менше, ніж в чистому YIG, через

розширення ґратки. З підгонки температурної залежності M_s до теорії молекулярного поля було виявлено, що магнітний момент іонів заліза залишається незмінним при заміщенні вісмуту [28].

Іншим наслідком впливу іонів вісмуту на електронну структуру сусідніх іонів є генерація сильної одновісної анізотропії в плівках, вирощених методом рідкофазної епітаксії. Анізотропія виходить з кращого впорядкування іонів вісмуту на додекаедричеськой сторонах і вона сильніша, ніж спостережувана для впорядкованих інших немагнітних іонів [31].

Іон Bi^{3+} має більший іонний радіус (1,132 Å), ніж іон Y^{3+} (1,017 Å) [32]. Тому осередок елемента граната розширюється зі збільшенням заміщення вісмуту. Розкладання можна розрахувати за формулою Строка [33], яка є емпіричним рівнянням параметра ґратки граната як функція іонних радіусів і площ. З іншого боку, було продемонстровано зростання монокристалів GGG з Ca^{2+} -, Mg^{2+} -, Zr^{4+} -, Hf^{4+} - та Ge^{4+} з постійними ґратки до 12,86 Å [34].

Формування тріщин і дислокацій завжди було проблемою для якісного вирощування епітаксіальних плівок заліза граната. Тріщини і дислокації формуються у відповідь на напруження у плівці. Така напруга може бути викликана невідповідністю ґрат між плівкою і підкладкою або відмінностями в коефіцієнтах теплового розширення [35].

Хоча в більшості випадків легко можна досягти узгодження решітки між плівкою та підкладкою, коефіцієнт теплового розширення приблизно на 8% більше для плівок із гранату заліза, ніж для субстратів з гранатом рідкісноземельних металів [36]. Допінг вісмуту ускладнює ситуацію, оскільки коефіцієнт теплового розширення збільшується з 9% на атом вісмуту на формульну одиницю при 800 °C [36].

Більшість даних про кут повороту Фарадея (FR) θ_F доступні на довжині хвилі 633 нм. Відповідний діапазон θ_F від -5,3 до -8,9 град / мкм [47-10]. Спектри обертання Фарадея у видимому світлі показують пікові значення в діапазоні від -12 до -26 град / мкм на довжинах хвиль від 517 до 567 нм [47-

51]. Хансен та ін. повідомляли про лінійне збільшення θ_F із збільшенням концентрації вісмуту при довжині хвилі 633 нм [28]. Багато авторів намагалися відповісти на питання, чи збільшення є лінійним до повного заміщення вісмуту $x = 3$. І досі не має однозначної відповіді на це питання.

Спектр чистого YIG дуже складний через достатньо велику кількість малих переходів, які сприяють його формі [37, 38]. Зі збільшенням заміщення вісмуту x , кілька переходів посилюються і починають домінувати у спектрі [12,22,34,39,56,113]. Між приблизно $x = 0,5$ та $x = 1,5$, два діамагнітні переходи дають високі кути FR [39]. Єдиний діамагнітний перехід домінує у діапазоні хвиль від 500 до 1000 нм при $x = 3$ [40]. Переходи, що домінують з збільшенням x , лежать на довшій довжині хвилі в порівнянні з тими, що є більш важливими для менших x . Це призводить до часто-зареєстрованого червоного зміщення спектру повороту Фарадея.

Роботи по складним багат шаровим структурам є рідкісними, оскільки багат шарові елементи дуже складні для підготовки LPE. В XRD вимірюваннях YIG-BIG структури товщиною 2-3 мкм і до 5 подвійних шарів PLD можна відокремити відображення YIG та BIG [41]. Визначення умов осадження, які є вигідними для BIG та YIG, виявилось проблематичним. Були покриті багат шарові гранати з YIG, а також кобальту та церію легуваними YIG шарами при хімічному осадженні парів низького тиску та виміряні криві магнітного гістерезису [42]. В жодній з двох згаданих роботах автори не показали, що вони дійсно отримали багат шарову плівку. Черн. підготував суперграти YIG / GGG за допомогою PLD [43,44,45]. Вони зменшили товщину YIG шарів до однієї елементарної комірки і визначили T_C багат шарових структур за допомогою вимірювання магнітооптичного ефекту Керра. Коли товщина шару YIG була зменшена з шести елементарних комірок до одного, T_K зменшився з 540 К до 400 К. Вимірювання відбивних рентгенівських кутів під кутом підлоги підтвердили, що багат шарові матеріали досить високої якості [45].

1.2 Виготовлення ферит-гранатових плівок

Епітаксія — це процес вирощування тонких монокристалічних шарів на монокристалічних підкладках. Ріст монокристалічного шару при цьому відбувається за температури, нижчої ніж температура плавлення даного кристалічного матеріалу. Осадження напівпровідникового матеріалу на підкладці того ж самого матеріалу називається гомоепітаксією, тоді як осадження на монокристалічній підкладці з іншого матеріалу — гетероепітаксією [46]. Але все ж, при такому нарощуванні параметричні характеристики підкладки і плівки повинні бути схожими, це значно спрощує і полегшує процес зростання шару.

Епітаксіальна технологія має цілу низку переваг, до таких можна віднести наступні. Дані методи значно спрощують процеси легування плівок, який можливо проводити паралельно з самим вирощуванням; забезпечується досягнення максимальної однорідності при розподілі легуючих елементів. Через те, що нарощування проводиться із застосуванням більш низької температури, ніж температури, необхідні для утворення об'ємних кристалів, істотно спрощується процес контролю кристалізації, а також поліпшуються властивості. Доступно осадження чистого матеріалу навіть для підкладок, які сильно леговані.

Успішним експериментом стало вирощування тонкоплівкових елементів в умовах надвисокого вакууму. Така технологія отримала назву - молекулярно-променевої епітаксії. Даний метод вважається просто незамінним якщо потрібно створення структур, що володіють гладкими межами.

Технологія методу характеризується наступною структурою. Спочатку необхідно провести процедуру по осадженню випаруваного речовини на використовувану кристалічну підкладку. Весь процес досить складний для реалізації з технічної точки зору. Для здійснення такого процесу потрібне застосування спеціалізованого обладнання, яке повинні відповідати таким вимогам:

- в камері необхідне постійне підтримання рівня надвисокого вакууму;
- випаровуванні матеріали повинні характеризуватися високою чистотою - 99,99%;
- потрібна наявність молекулярного джерела, який має можливість випаровування тугоплавких речовин.

Метод молекулярно-променевої епітаксії дозволяє регулювати товщину епітаксійного шару за рахунок того, що виробляється кількісний контроль матеріалу, який напильється. Також є можливість проводити вимірювання кристалічності і товщини шару. Одним з найважливіших переваг застосування молекулярно-пучкової епітаксії вважається доступність до використання цілого ряду точних способів контролювання процесу зростання матеріалів. При молекулярно-променевому методі зростання відбувається досить з невеликою швидкістю і для нього потрібна низька температура. Важливою перевагою також є те, що цей метод передбачає можливість переривання і подальшого відновлення подачі необхідних молекулярних пучків на оброблювану поверхню підкладки, це дозволяє полегшити процес створення структур, в яких присутні різкі межі шарів.

Найпоширеніший метод епітаксії — осадження матеріалу з парогазової суміші або епітаксія з газової фази (*Chemical Vapour Deposition* — *CVD*). Як правило, осадження матеріалу проводиться в реакторі, що виготовлений з кварцу [46]. Схематично конструкція горизонтального реактора показана на рис. 7.

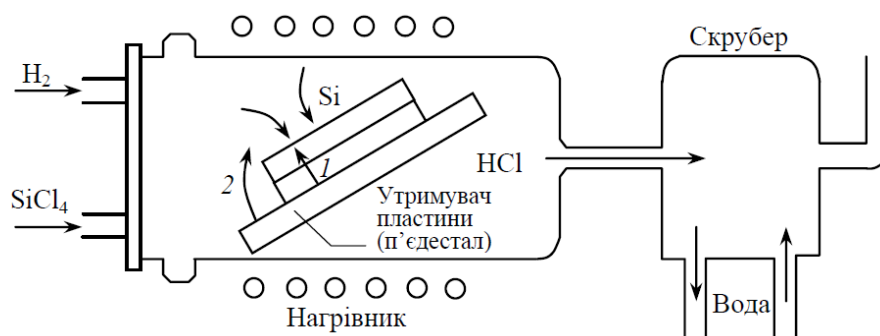


Рисунок 7. Схема горизонтального реактора для осадження кремнієвої плівки із газової суміші [46]

1.2.1 Рідкофазна епітаксія

Рідкофазна епітаксія (LPE) – це найпоширеніший спосіб виготовлення гранатових плівок. ВІГ-плівки найчастіше виготовляються імпульсним лазерним осадженням (PLD) [25, 47-53], але використовуються і інші методи. До них відносяться розпилення реактивним пучком іонів (reactive ion beam sputtering (RIBS)) [25, 54, 55], радіочастотне діодне розпилення (radio-frequency (rf) diode sputtering) [56-60], електронне циклотронне резонансне напилення (electron cyclotron resonance sputtering (ECRS)) [61-65] та металеве органічне хімічне осадження з пари (metal organic chemical vapour deposition (MOCVD)) [66-69].

За допомогою LPE можна виготовити плівки з найменшою мікροструктурою, що дозволяє добре контролювати склад плівки і демонструє високу відтворюваність. Підкладинка монокристалічного гранату занурена під час обертання у пересичений, метастабільний розчин, і плівка гранату кристалізується на підкладці. Оскільки цей метод застосовувався вперше наприкінці 60-х рр. [70,71], він і став найпоширенішою методикою для епітаксціальних гранатових плівок. Два недоліки цього методу полягають в тому, що LPE навряд чи може бути інтегрований з іншими методами осадження, і досить важко виготовляти плівки далеко від термодинамічної рівноваги. Основним недоліком оптичних приладів є введення платинових іонів з тигля (розчин, як правило, настільки реактивний, що нападає на платиновий тигель), іонів свинцю з розплаву та іонів кремнію з нечистого матеріалу-попередника. Іттрієві іони та іони заліза заряджені 3+, а якщо додаткові іони з зарядами 2+ та 4+ точно не відрізняються один від одного, процеси переносу заряду між Pb^{2+} і Pb^{4+} або між свинцем Fe^{2+} і Fe^{3+} сильно підвищують оптичне поглинання - коефіцієнт поглинання легко збільшується в 100 раз [72]. Проте, у $(Lu, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ досягнуто мінімальних коефіцієнтів оптичного поглинання 0,1 см⁻¹ при 1,3 мкм [72]. Це було отримано, маючи однакове число іонів 2+ та 4+. Одноаксіальна магнітна анізотропія гранатових плівок, вирощених LPE, може бути в значній мірі

адаптована до зміни умов росту; орієнтація плівки також впливає на одноосьову анізотропію [73,74]. Як правило, одноосьова анізотропія складається з двох внесків: стрес-індукованої та ростової одноосьової анізотропії. Константа одноосьової стрес-індукованої анізотропії, пропорційна зміщенню ґратки між плівкою та підкладинки. Виникнення анізотропії, викликаної ростом, - це випадковий розподіл різних рідкоземельних іонів на додекаедричних сторонах ґратки.

1.2.2 Імпульсне лазерне осадження

Імпульсне лазерне осадження (PLD) зарекомендувало себе як одне з найбільш універсальних методів одержання тонких плівок з часів перших експериментів у 1965 році [75]. Концепція та експериментальна установка PLD прості, але механізм дуже складний [76-80]. Електромагнітна енергія лазерного променя спочатку переноситься на електрони в мішені, а потім перетворюється в термічну, хімічну та механічну енергію. Це може призвести до різних видів абляції матеріалу. Крім атомів та іонів, також розліті крапельки та більші частинки можуть відірватися від мішені.

Можливо, найбільшою перевагою PLD є стехіометричне перенесення речовини з мішені на субстрат. Ця функція дозволяє одержувати плівки зі складними стехіометріями. PLD стало відоме завдяки успішній підготовці високотемпературних надпровідних плівок у 1987 році [81] і була використана у багатьох тонкоплівкових лабораторіях з того часу. Якщо лазерна енергія достатня і вибрана відповідна довжина хвилі, можна виготовити тонку плівку будь-якого складу.

Для приготування більшості тонких плівок висока кінетична енергія абалюватих видів не є бажаною, а високошвидкісні види термалізуються в атмосферному газі. Однак можливе застосування фільтрів, нанесених при низькому тиску газу або вакууму, наприклад, як сегнетоелектричні релаксорні матеріали [82] або тверді покриття [83].

Так, наприклад, у Швеції розробили таку установку (Рис.8). Орієнтований лазерний промінь потрапляє на керамічну мішень. Ціль має таку ж стехіометрію, яку має мати плівка. Кожен лазерний імпульс генерує пучок плазми перпендикулярно поверхні мішені. На відстані від 4 до 5 см від мішені розташовується нагріта підкладка. Абльовані іони та атоми потрапляють в субстрат і утворюють плівку[84]. Рис. 8 схематично показує налаштування такої системи осадження.

Плівки осідають всередині вакуумної камери під фоновим тиском кисню. Перед входом в кисень камера евакуйована до тиску 10^{-6} мбар. Кисневий тиск при осадженні плівок коливається від 0,01 мбар до 0,13 мбар. Лазер - це ексимерний лазером KrF (Lambda Physik LPX 305iCC) з довжиною хвилі 248 нм та довжиною імпульсу 25 нс. Частота повторення імпульсів змінювалась від 10 Гц до 50 Гц. Щільність енергії на поверхні становить від 2 до 5 Дж / см² на імпульс. Держатель цілі переміщується під час осадження таким чином, щоб два послідовні імпульси не потрапляли в ту саму площу, що знаходиться на цілі. [84]

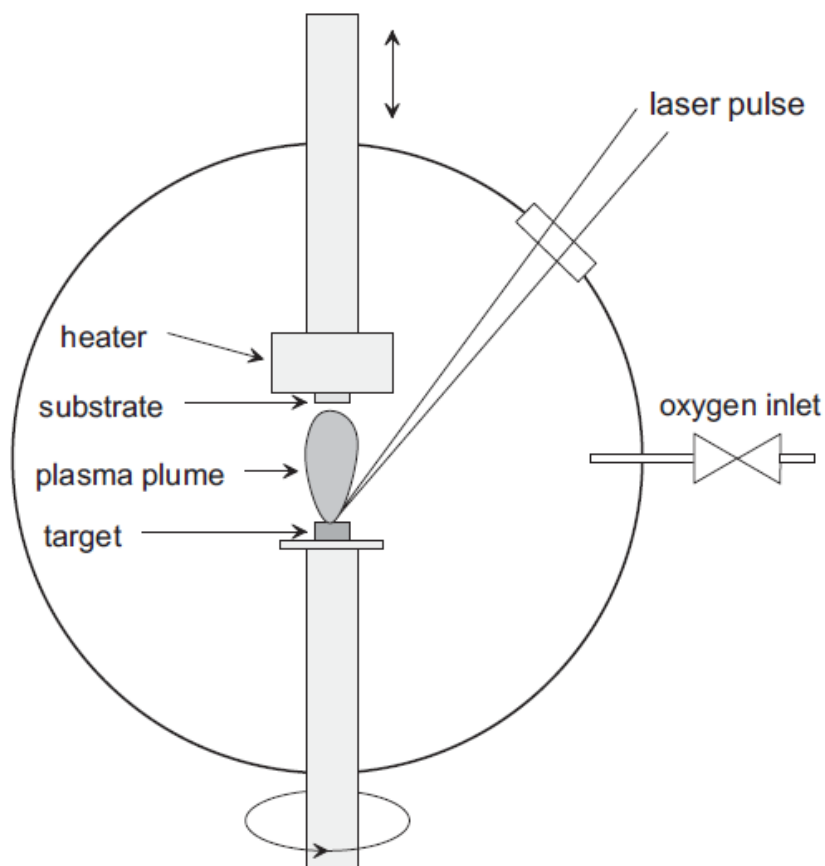


Рисунок 8. Схематичний вигляд шведської лазерної системи осадження.

1.3 Дослідження властивостей ферит-гранатових плівок

1.3.1 Вимірювання коерцитивної сили

Для вимірювання коерцитивної сили найбільш широко застосовується метод осцилюючого поля [85]. У цьому методі інтенсивність світла, що пройшло через поляризатор, зразок і аналізатор, модулюється внаслідок руху доменних стінок під дією змінного поля зсуву та реєструється. Сигнал з фотодетектора надходить на вхід резонансного підсилювача. Значення коерцитивної сили H_{c1} знаходять екстраполяцією лінійної ділянки залежності амплітуди цього сигналу U від амплітуди змінного поля H_{CM} (рис. 9). Чутливість методу складає приблизно 1 А/м, а похибка не перевищує 5 - 10%.

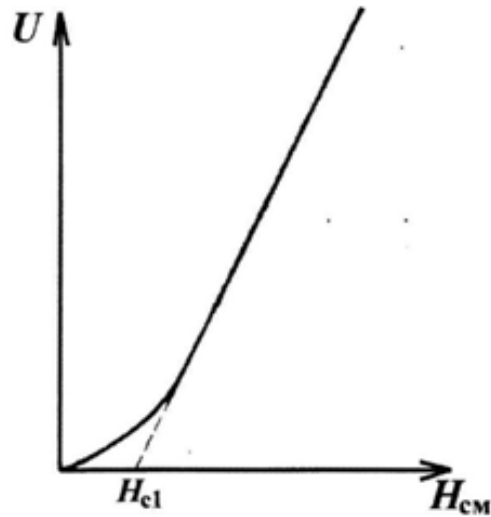


Рисунок 9. Залежність амплітуди сигналу від амплітуди змінного поля

Коерцитивну силу можна визначити за допомогою методу просторової фільтрації лазерного випромінювання по залежності інтенсивності другого інтерференційного максимуму від H_{CM} , що має такий же вигляд, як крива на рис. 9

Методом низькочастотної сприйнятливості значення H_c визначають по залежності $x_{\perp}(H_{CM}^{-1})$, яка являє собою пряму лінію, відсікає відрізок $(dm/dH_{CM})|_{m=0}$ на осі ординат ($H_{CM} \rightarrow \infty$) і відрізок H^{-1} на осі абсцис ($x_{\perp}=0$).

Екстраполюючи лінійну ділянку залежності швидкості трансляційного просування ЦМД від перепаду поля зсуву на його діаметрі до перетину з віссю абсцис, обчислюють динамічну коерцитивної сили H_{c2} . Більш зручно вимірювати поле старту ЦМД, яке дає значення коерцитивної сили H_{c3} , найбільш прийнятне для характеристики ЦМД-плівок. Однак метод трансляційного просування ЦМД дає помилку до 30% і мало придатний для виробничого контролю [86].

Переваги методів осцилюючого поля і трансляційного просування ЦМД з'єднані в методі, в якому реєструють відгук "гребінки" смугових доменів, які перебувають під дією досить слабого неоднорідного поля (близько 10 кА / м²), на осцилююче поле зміщення. Коерцитивну силу $H_{c4} \geq H_{c4}$ визначають так само, як показано на рис. 8. Гребінка створюється в неоднорідному полі з

гратки ЦМД, яку формують перед вимірами, впливаючи на плівку полем $H_{пл.}$ [86,87]

1.3.2 Вимірювання поля насичення

Намагніченість насичення магнітних плівок ферит-граната зазвичай розраховують за допомогою співвідношення $\frac{H_0}{M} = 1 + \frac{3l}{4h} - \sqrt{\frac{3l}{h}}$, де H_0 - поле колапсу, M - намагніченість насичення, l - характеристична довжина, h - товщина плівки. Розрахунок намагніченості насичення M за складом плівки зазвичай не застосовують через трудомісткість і велику похибку (частіше використовують зворотну процедуру)[88].

Не вимірюючи H_0 , для зразка з невідомими значеннями рівноважного періоду P_0 і h намагніченість насичення можна знайти по квазістатичній петлі гістерезису (рис. 10), знятої за допомогою оптичного, вібраційного або торсіонного магнітометрів.

Для цього реєструють кілька значень $\frac{m}{M}$, де m - намагніченість плівки, вимірюють відповідні значення $\frac{H_{CM}}{M}$ від $\frac{P_0}{h}$, де H_{CM} - поле зміщення, значення $\frac{H_{CM}}{M}$ по всім парам значень $\frac{m}{M}$ і H_{CM} обчислюють M і усереднюють отримані дані. Випадкова похибка при обчисленні M становить $\pm 3\%$.

Динамічні петлі гістерезису відрізняються від квазістатичних внаслідок кінцевої швидкості руху доменних стінок, причому тим довше, чим вище частота поля зміщення або більше діаметр зразка D_0 (домени зароджуються на краях зразка). Для $D_0 = 50 - 100$ мм це повинно проступати вже при частотах близько 10 Гц.

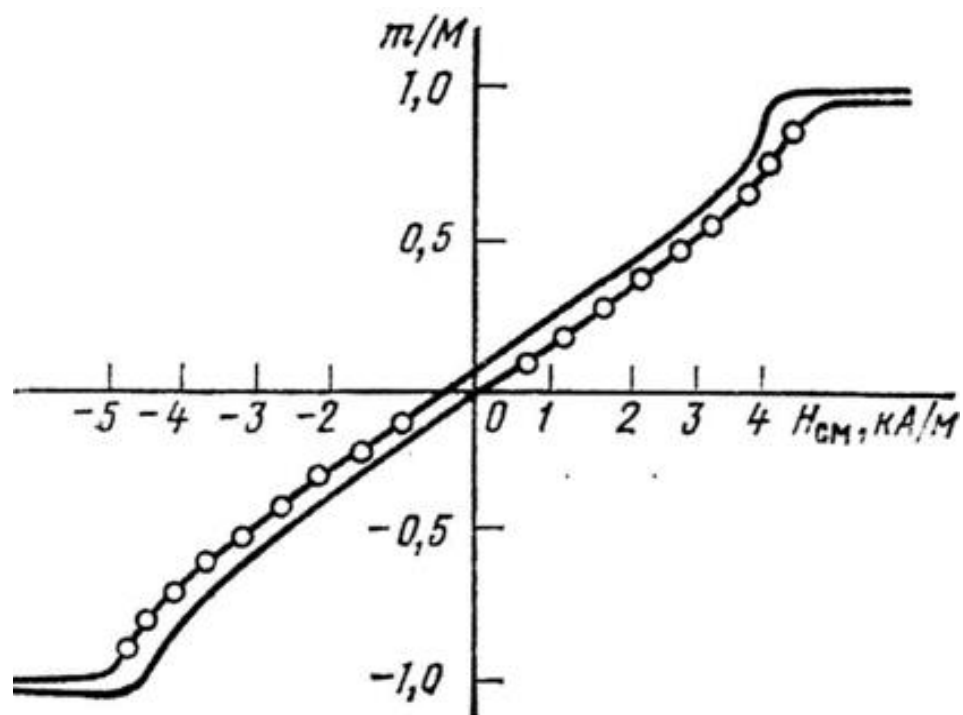


Рисунок 10. Квазістатична петля гістерезису

Намагніченість насичення плівок ферит-гранатів з орієнтацією [111] можна визначити методом феромагнітного резонансу. Для цього вимірюють ширину ΔH і амплітуду I лінії поглинання при орієнтації зовнішнього поля по нормалі до площини плівки, оскільки ΔH пропорційно MV (V - обсяг зразка).

Для калібрування амплітуди сигналу феромагнітного резонансу використовують еталон з відомою намагніченістю насичення $M_{\text{ет}}$ і товщиною $h_{\text{ет}}$. Досліджуваний і еталонний зразки, які мають плівки тільки на одній стороні підкладки у вигляді дисків діаметром 1 – 3 мм, накладають плівками один на одного і поміщають в резонатор, що забезпечує ідентичність умов феромагнітного резонансу в обох зразках[88].

1.3.3 Магнітні дефекти плівок

Магнітні домени можна побачити в поляризованому світлі завдяки ефекту Фарадея. Якщо поляризоване світло проходить через прозорий магнітний матеріал, паралельний напрямку намагнічування, його площина поляризації обертається. Області, намагнічені в протилежних напрямках,

повертають світло в протилежному напрямку, створюючи контраст між двома областями (рис. 11).

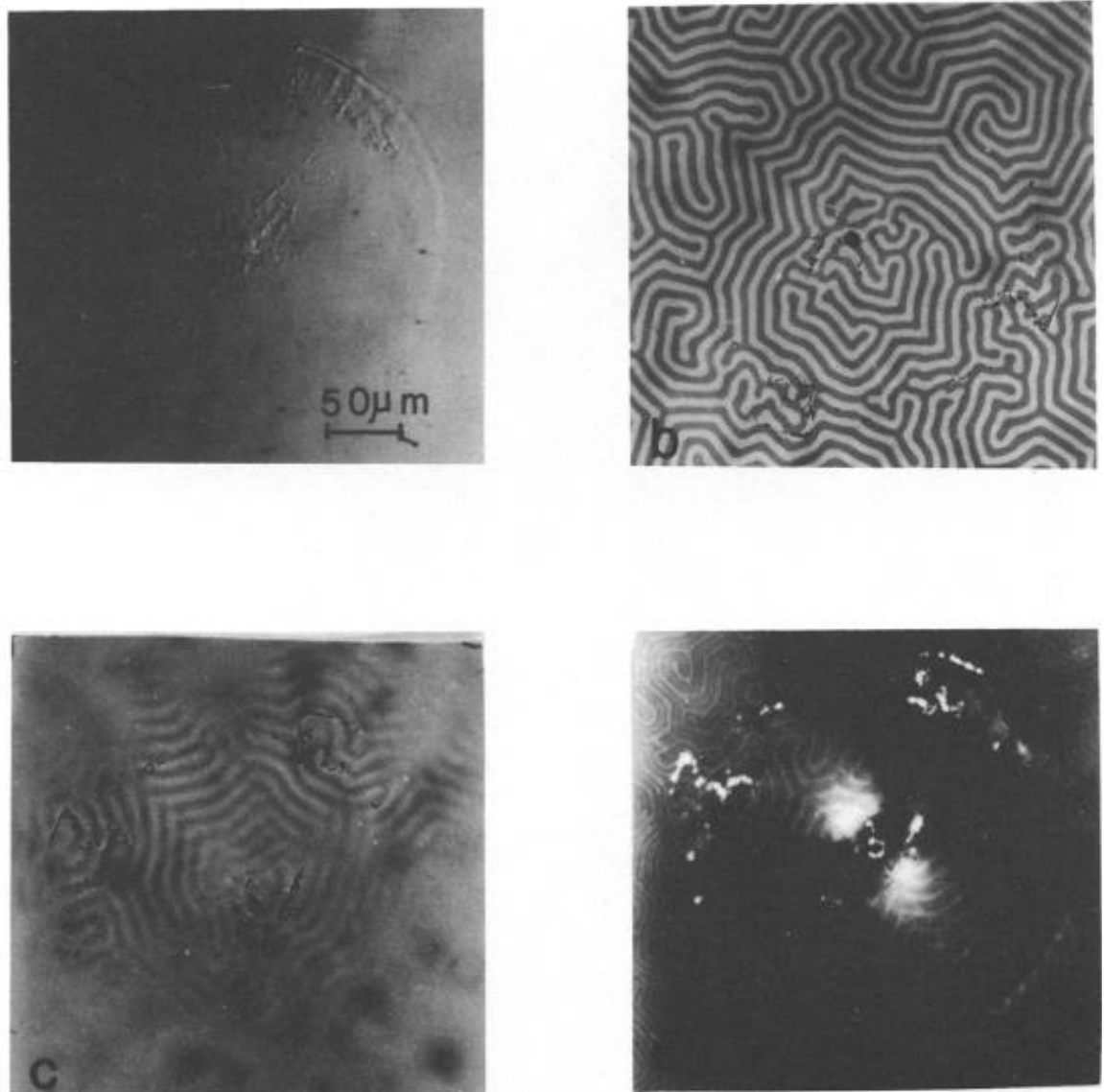


Рисунок 11. Гігантська спіральна дислокація навколо Ir-включення субстрату в плівку з гумовою плівкою із густиною 5 мкм, яка розглядається у відбитому світлі (а), в поляризованому світлі без магнітного поля (б), в поляризованому світлі з магнітним полем(с) і між перехрестними поляризаторами(d) [89]

Існує три підходи до виявлення магнітоактивних дефектів, в яких використовуються прямі ізольовані стінки, смугові домени або бульбашки

[90]. Для найбільш простого виявлення дефектів зазвичай використовуються смугові домени.

Розмагнічений гранатовий шар можна побачити через поляризаційний мікроскоп в змінному магнітному полі, направленому нормалі до площини плівки. Він показує безупинно рухливу випадкову структуру домену, що надає сірий фон, і чітко видно недосконалості (рис. 12,13).

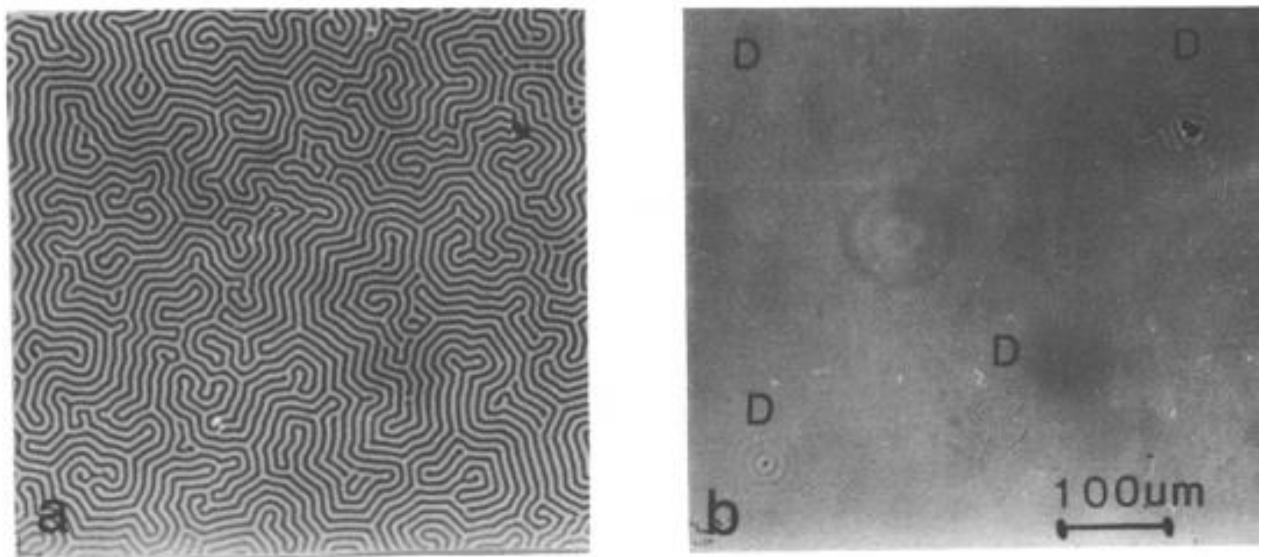


Рисунок 12. Структурна смуга домену в нульовому зовнішньому магнітному полі граната магнітного типу бульбашка, вирощеного методом LPE (a). Закріплені доменні стінки виявляють дефекти кристала (D) на сірому фоні стінок, що вільно коливаються у змінному магнітному полі (b). [89]

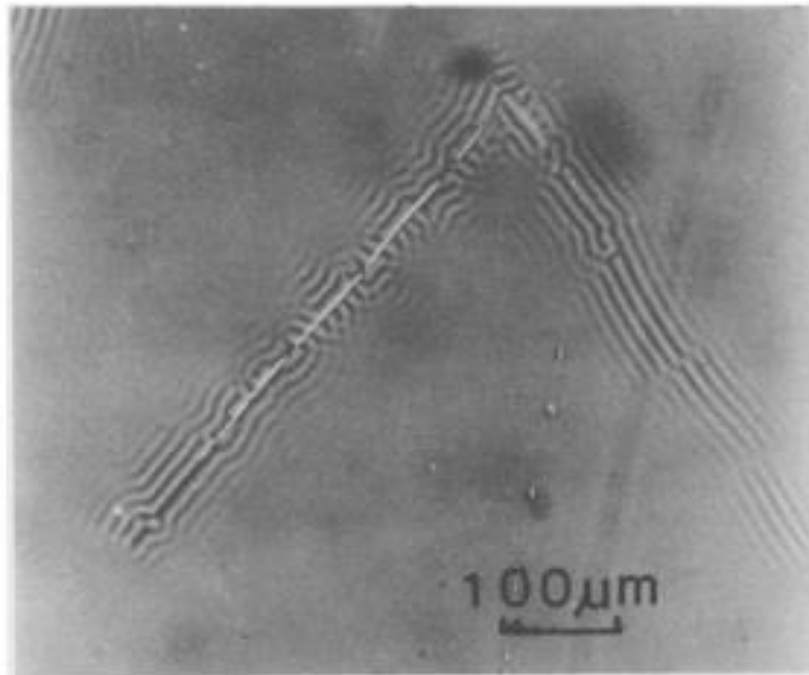


Рисунок 13. Тріщини у вирощеній LPE гранатовій плівці, із закріпленими доменними стінками в осцилюючому магнітному полі[89].

Застосування поля зсуву постійного струму поряд з модуляцією змінного струму дозволяє виявити дефекти. Магнітний ефект недосконалості розширюється на відстані, і перевищує лінійні розміри дефекту, що створює враження збільшення дефекту (Рис.11) Спостереження дефектів, що перешкоджають руху доменних стінок, не є проблемою, але потрібно знати, які дефекти зводять нанівець надійність пристрою та як їх позбутися або хоча б зменшити.

Застосування досить сильного градієнта поля до гранатовому шару створює єдину прямолінійну доменну стінку, яка розділяє області, де намагніченість насичується в протилежних напрямках. Якщо величина градієнта менше критичного значення, стіна більше не буде прямою і сформує набір пальцевидних доменів (91). Змінюючи відносне положення кристала і магнітів, пальцеві домени рухаються.

1.3.4 Рісткові дефекти плівок

До дефектів росту плівок належать дефекти, обумовлені технологічними особливостями рідкофазної епітаксії. Під час епітаксійного росту можливе утворення ямок травлення на плівках в місцях напружень. На рис.14 наведено темнопольне зображення ямок травлення. Навколо скупчення ямок видно поля напружень. Часто на межі розділу розплав-атмосфера активні пари PbO осаджуються на підкладку у вигляді конденсованих крапель і реагують з її поверхнею, створюючи шорсткості, і в кінцевому рахунку – лускату структуру поверхні плівки (рис.6). [92]

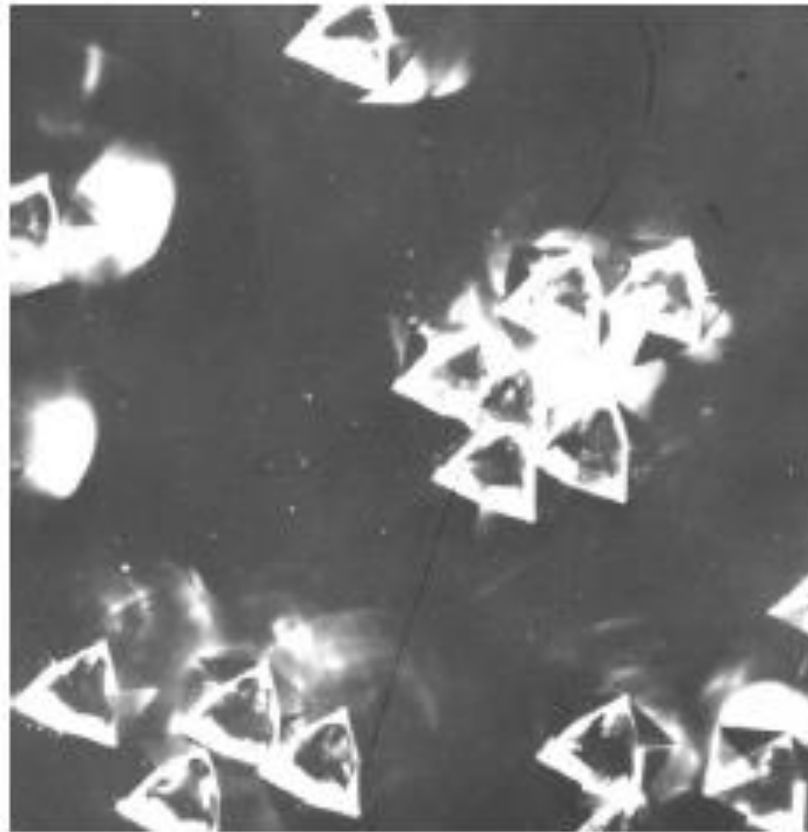


Рисунок 14. Темнопольне зображення дислокаційних ямок травлення на YIG-плівці[92]

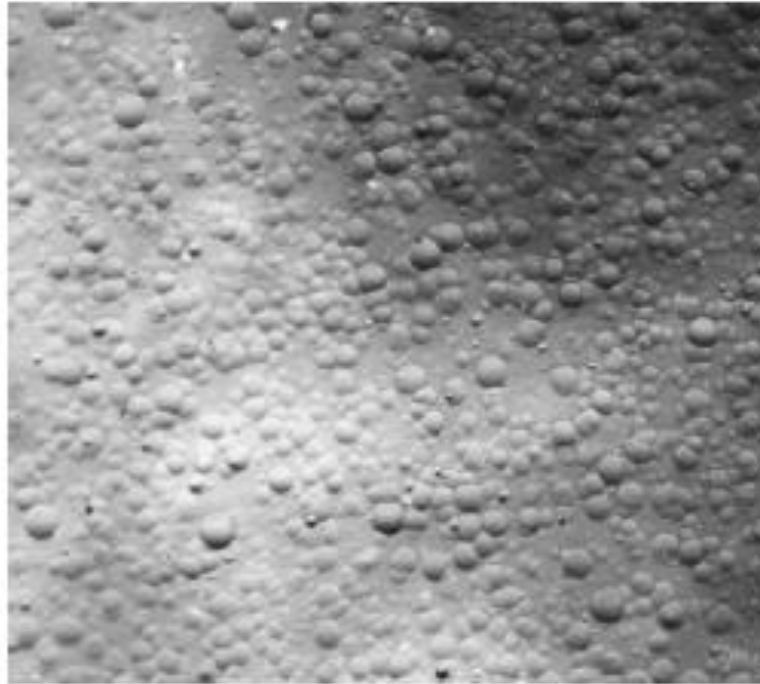


Рисунок 15. Луската структура поверхні YIG –плівки[92]

Отже, магнітні властивості і якість епітаксійних ферит-гранатових плівок в рівній мірі залежать від правильного вибору режимів і акуратності проведення всіх технологічних операцій, починаючи з вирощування монокристалів GGG і виготовлення підкладок, і закінчуючи вирощуванням епітаксійних плівок. При урахуванні всіх факторів, які впливають на якість вирощуваних плівок, метод рідкофазної епітаксії дозволяє отримати практично бездефектні феритові епітаксійні структури [92].

1.4 Застосування ферит-гранатових плівок

Проблеми зменшення вузлів та пристроїв радіоелектронної апаратури не може бути розв'язана без якісно нових матеріалів, до яких відносяться епітаксіальні ферит-гранатові структури. Застосування ферит-гранатових плівок у надвисокочастотній електроніці замість об'ємних монокристалічних резонаторів знижує виробничі витрати, поліпшує параметри пристроїв, дозволяє використовувати технології інтегральних схем, призводить до зменшення лінійних розмірів та збільшенню надійності НВЧ-вузлів [93-96].

Принцип роботи пристроїв НВЧ-техніки, що включають в себе ферит-гранатові структури, базується як на однорідному типі прецесії спінів [97,98], так і на розповсюдженні в феритовому середовищі магнітостатичних хвиль (МСХ) [99]. Характеристики розповсюдження МСХ залежать від ступені однорідності внутрішнього магнітного поля у кристалі, а величина втрат при цьому зв'язана безпосередньо із якістю феромагнітних плівок. Якість плівок визначається шириною лінії феромагнітного резонанса, однорідністю хімічного складу, товщиною та магнітними параметрами по товщині плівки, стабільністю цих параметрів в інтервалі робочих температур [100]

На основі YIG-плівок були розроблені НВЧ смугові пропускаючі фільтри та лінії затримки, які можна застосовувати для створення навігаційної, геофізичної та радіолокаційної апаратури. На рис. 16 показан мікросмуговий пропускаючий фільтр на базі YIG-плівки з шириною лінії $\Delta H=0.5$ Е з елементами зв'язку у вигляді двох замкнених відрізків мікросмугової лінії (МСЛ).

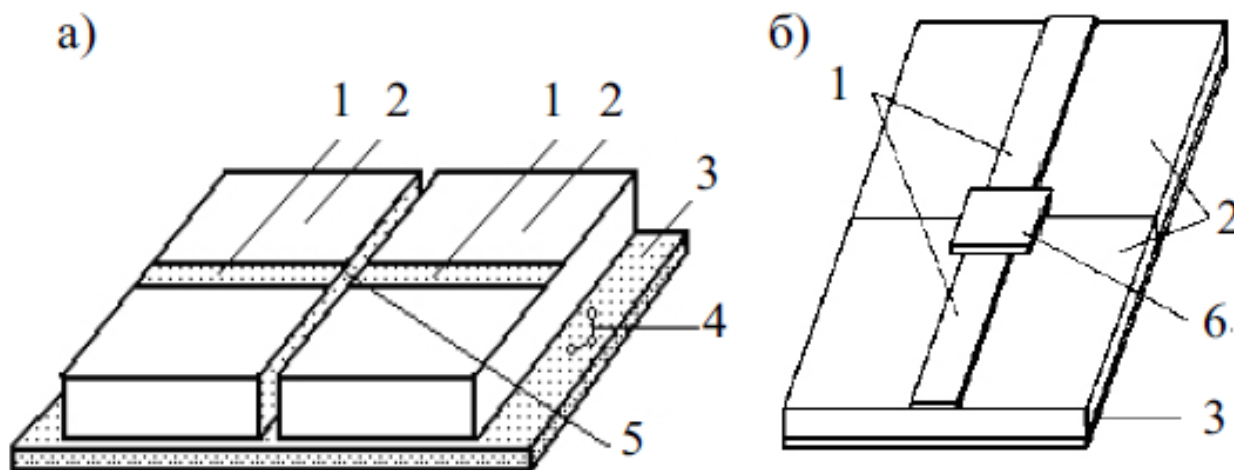


Рисунок 16. Мікросмуговий смугово-пропускаючий фільтр з елементами зв'язку у вигляді двох короткозамкнених відрізків мікросмугової лінії [100]:

1 – короткозамкнені мікросмугові лінії шириною 1 мм та опором 50 Ом, 2 – полікорова підкладка розміром 64x32 мм, 3 – латунна основа, 4 – роз'єднувач, 5 – металічні края, 6 – ферит-гранатова плівка

Такий фільтр дозволяє здійснювати електричне перестроювання у широкому діапазоні частот (від 1 до 15 ГГц). Основна перевага таких фільтрів в тому, що вони володіють досить високим (до 35 дБ) рівнем розв'язки між елементами зв'язку, який майже не залежить від частоти в інтервалі від 1 до 10 ГГц.

Мінімальні втрати у смузі пропускання фільтра залежать від власних втрат у ферит-гранатовій плівці та від величини коефіцієнтів зв'язку плівки з мікросмуговими короткозамкненими відрізками. Втрати у плівці характеризуються шириною лінії ФМР: чим менше ΔH , тим вище власна добротність зразка Q , яка для випадку прикладення постійного магнітного поля перпендикулярно до площини плівки визначається виразом

$$Q = f / (\gamma \cdot \Delta H)$$

де f – резонансна частота, γ – гіромагнітне співвідношення.

На рис. 17а приведена залежність втрат на центральній частоті фільтра від довжини плівки та від товщини плівки.

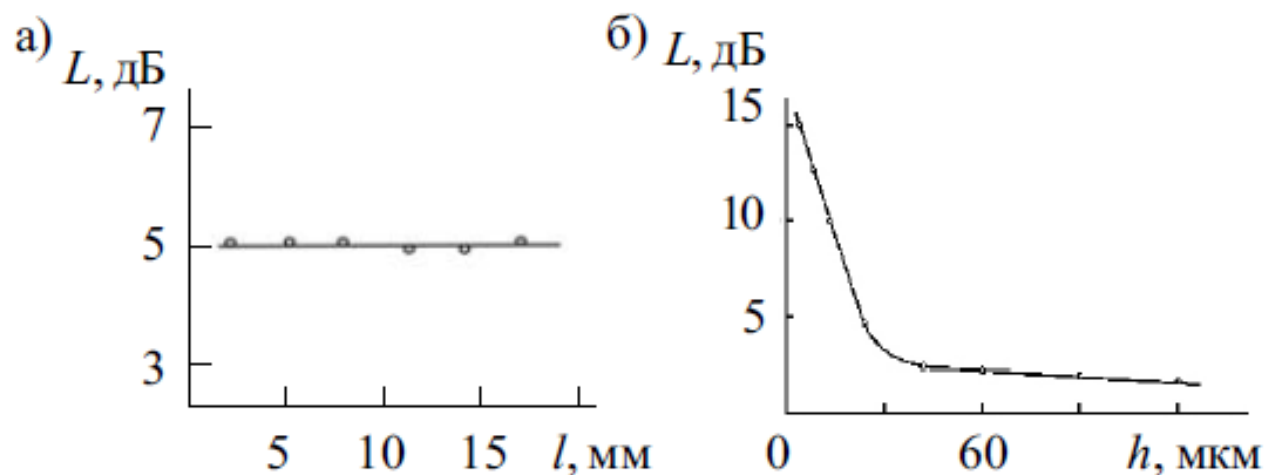


Рисунок 17. Залежність втрат на центральній частоті фільтра від довжини ферит гранатової структури (а) та від товщини (б)

З рис. 17а видно, що область зразка, що пере випромінює енергію з одного відрізка МСЛ в інший, мала і знаходиться над місцем стику короткозамкнених відрізків МСЛ. Тобто, ферит-гранатовий плівковий

резонатор має постійний зв'язок з лінією передачі, і величина зв'язку не залежить від розміри феритового елемента.

З рис. 17б видно, що найбільший впливає на втрати у фільтрі товщина ферит-гранатової плівки.

У роботах [99] епітаксіальні YIG-структури були використані для створення НВЧ-фільтрів, для пристроїв обробки радіосигналів. НВЧ-сигнал, який подається на вхід фільтра, викликає магнітостатичні коливання у феритових плівкових резонаторах. За рахунок магнітострикції ферита, ці магнітостатичні коливання збуджують у діелектричних підкладках пружні акустичні хвилі. На виході фільтра ми отримуємо тільки ті сигнали, які відповідають частотам акустичних резонаторів.

Ще одним пристроєм, створеним на основі ферит-гранатових плівок, є лінія затримки. Встановлено, що вона дозволяє виконати електричне перестроювання часу затримки сигналу від 10 до 200 нс. Ця лінія затримки має малі розміри та дуже малі втрати [100-102].

Розділ 2. Гостронаправлена сприйнятливність феромагнітних плівок з неоднорідною по товщині магнітною анізотропією

2.1 Експеримент

Фізичні властивості монокристалічних ферит-гранатових плівок, отриманих методом рідинно-фазної епітаксії (ЕФГП) на монокристалічних підкладках галій-гадолінієвого граната (GGG), настільки істотно відрізняються від фізичних властивостей об'ємних монокристалів феритів-гранатів, що в спеціальній літературі їх розглядають як окремий тип об'єктів, магнітні властивості яких не тотожні магнітним властивостям об'ємних феритів-гранатів того ж складу [103].

Якісна відмінність магнітних властивостей, об'ємних монокристалів феритів-гранатів і монокристалічних ферит-гранатових плівок того ж складу, виникає, насамперед, внаслідок неузгодженості параметрів ґраток GGG - підкладки і вирощуваної на ній ЕФГП структури, а також кристалографічної орієнтації підкладки, оскільки орієнтація підкладки визначає вид енергії анізотропії [104]. Зокрема, ЕФГП, вирощені на GGG - підкладках типу (111) мають одновісну анізотропію, з віссю легкого намагнічування, яка перпендикулярна площині плівки ($Q > 1$). Спочатку основні зусилля зі створення і вивчення фізичних властивостей ЕФГП були сконцентровані на плівках цього типу, оскільки в них можуть існувати циліндричні магнітні домени (ЦМД), які використовуються як носій інформації в запам'ятовуючих пристроях (ЗП) на ЦМД [105]. Однак, згодом широке практичне застосування для візуалізації просторово неоднорідних магнітних полів в магнітооптичній неруйнівній дефектоскопії знайшли. Це були вісмутовмісні плівки ферит-гранатів з магнітною анізотропією типу "легка площина", що також були вирощені на GGG - підкладках типу (111) [106].

В даний час монокристалічні ферит-гранатові плівки, одержувані методом рідинно-фазної епітаксії, крім ЗП на ЦМД, використовуються в

магнітооптичних пристроях відображення і обробки інформації, в спін-хвильовій електроніці надвисоких (НВЧ) і вкрай високих (ВВЧ) частот, як сенсорні елементи в різного роду датчиках, а також в біомедицині. Причому область застосування ЕФГП постійно розширюється і дослідження новостворюваних ферит-гранатових плівок, з адаптованими фізичними властивостями до нових напрямків практичного використання, як і раніше є актуальною науковою задачею.

Один з таких напрямків – застосування багат шарових ЕФГП, отриманих шляхом послідовної епітаксії ферит-гранатових плівок з різними магнітними характеристиками. При цьому попередня ЕФГП є підкладкою для наступної [107].

Дослідження магнітних властивостей багат шарових ферит-гранатових структур отриманих саме таким чином показує, що магнітні характеристики багат шарової ЕФГП не є адитивною сумою властивостей складових її ферит-гранатових плівок - шарів. Зокрема, як було показано в роботі [108], навіть у тому випадку, коли ферит-гранатова плівка з анізотропією "кутова фаза" вирощується як одношарова, нестационарна епітаксія призводить до зміни складу плівки і виникнення перехідних шарів плівка-підкладка і плівка-повітря, з анізотропією, що відрізняється від анізотропії основного шару. Але якщо перехідний шар плівка-повітря може бути прибраний шляхом травлення поверхні ЕФГП, то перехідний шар плівка-підкладка з анізотропією "легка площина", поява якого на границі розділу плівка-підкладка обумовлена додатковим входженням до складу плівки іонів Ga і Gd, не може бути прибраний ніяким чином. Його поява перетворює ферит-гранатову плівку з одношарової в багат шарову ЕФГП-структуру з анізотропією шарів "легка площина" і "кутова фаза", магнітні властивості якої не тотожні магнітним властивостям шарів, що її утворюють. А саме, в тих випадках, коли вектор магнітного поля H_θ становив з нормаллю до ФГП кут $\theta = 0,3-1,5^\circ$. В магнітних полях $H_\theta = 500-1700$ Ое, які відповідають монодоміненному стану шару "кутова фаза", спостерігалася гігантська

аномалія сприйнятливості, кутовий інтервал існування якої не перевищує $\Delta\theta \leq 1^\circ$.

В роботі [108], експериментально доведено можливість створення багат шарових ЕФГП, що мають гігантську аномалію магнітної сприйнятливості у вузькому кутовому інтервалі. Але дотепер, ця робота, ще не отримала теоретичного пояснення, не дивлячись на очевидну перспективність цього явища для практичних застосувань.

В роботі [109] було показано, що при рідинно-фазній епітаксії, на гадоліній-галієвих підкладках орієнтації (111) ферит-гранатових плівок з Ga-Ge-заміщенням, виникає перехідний шар з анізотропією "легка площина" навіть у тому випадку, коли основна плівка має анізотропію "легка вісь" і великий фактор якості.

Внаслідок цього, при проведенні експериментів, використовувалися двошарові ферит-гранатові плівки з Gd-Ga заміщенням, а саме:

- в якості першого шару, на GGG-підкладці орієнтації (111), вирощувалася ЕФГП складу $(\text{GdLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ з анізотропією "легка площина",
- в якості другого шару, ЕФГП складу $(\text{YBiLuSmGd})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ з анізотропією "легка вісь", але відносно невеликим фактором якості ($Q = 1,15 - 1,25$).

Вимірювання магнітостатичних властивостей, отриманої двошарової ЕФГП-структури, проводилося індуктивно-частотним методом [110,111], оскільки це метод неруйнівного контролю. Він дозволяє досліджувати магнітні властивості кожного з шарів, що входять ЕФГП-структуру, і магнітні властивості ЕФГП-структури в цілому [112].

Таким чином, проведений аналіз отриманих результатів експериментів та залежностей, представлених на рисунках 1-4 $\chi_d \sim f(\mathbf{H}_\perp)$, $\chi_d \sim f(\mathbf{H}_\parallel)$, $\chi_d \sim f(\mathbf{H}_\theta)$, за методикою, що описана в [112], показав, що розглянута ЕФГП - структура складається:

- з шару, з анізотропією "легка площина" і фактором якості $Q < 1$,
- з перехідного шару, з фактором якості $0,9 < Q < 1,09$,
- з шару, з анізотропією "легка вісь" з фактором якості $Q > 1,15$.

«Сплеск» магнітної сприйнятливості χ (збільшення більш ніж в 5 разів), що спостерігається у вузькому кутовому інтервалі $\theta = 1,3^\circ$ досягає максимуму при $\theta = 1,3^\circ$ і $H_0 = 0,950$ kOe. (Рис. 18)

«Сплеск» магнітної сприйнятливості χ , спостерігається в вузькому кутовому інтервалі $0 < \theta < 3^\circ$ і досягає максимуму (збільшується в 11 разів) при $\theta = 1,3^\circ$ (рис. 18). Відхилення вектора від цього напрямку, при $\pm 30^\circ$ призводить до зміни величини в 5 разів. Така швидка зміна величини χ для одношарових плівок – «свідків» (тобто, одношарових ЕФГП того ж складу, що вирощується в ідентичних умовах), не свідчить про те, що вузька кутова аномалія диференціальної сприйнятливості (рис. 19) виключно пов'язана з анізотропією шарів "легка площина" / "легка вісь" у двошаровій структурі ЕФГП. Крім того, той факт, що гігантська аномалія сприйнятливості спостерігалася в тестовій плівці, що містила Gd-Ga заміщення, з однаковими орієнтаціями вектора магнітного поля відносно норми до площини плівки та кристалографічної осі [111], як описано в [108] двошарової структурі ЕФГП з Gd-Ge заміщенням, дозволяє припустити, що спостережувана аномалія є внутрішньою властивістю двошарових структур ЕФГП з анізотропією шарів "легкої площини" / "легкої осі".

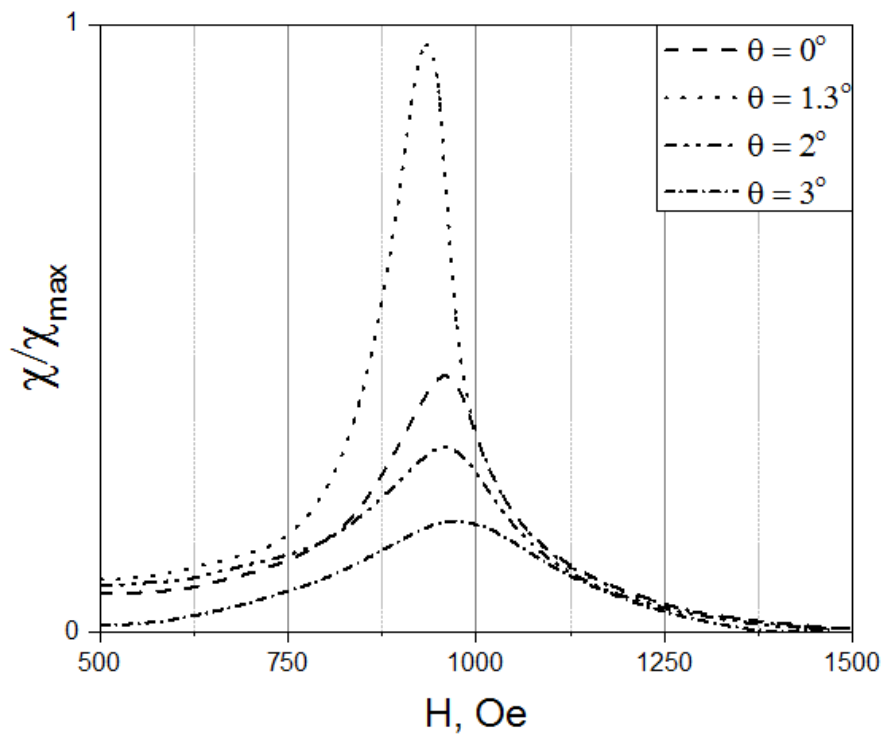


Рисунок 18. Залежність магнітної сприйнятливості χ двошарової структури ЕФГП від магнітного поля \mathbf{H}_θ для різних значень кута θ

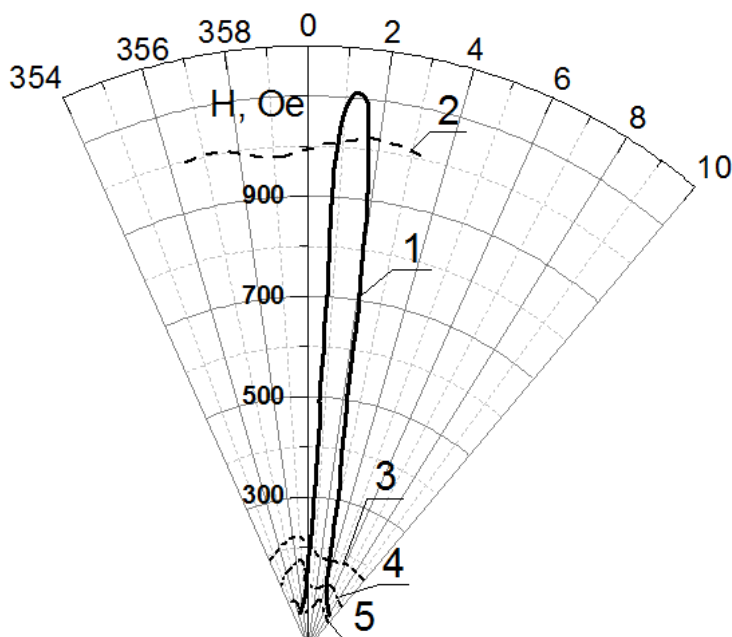


Рисунок 19. Зміна величини $\chi_d^{(1)} \sim f(\mathbf{H}_\theta^{(1)})$ – curve 1, $\chi_d^{(2)} \sim f(\mathbf{H}_\theta^{(2)})$ – curve 2, $\chi_d^{(3)} \sim f(\mathbf{H}_\theta^{(3)})$ – curve 3, $\chi_d^{(4)} \sim f(\mathbf{H}_\theta^{(4)})$ – curve 4, при зміні кута θ в інтервалі $(-1^\circ \div +3^\circ)$, де напрямок $\theta=0^\circ$ співпадає з нормаллю до площини плівки та кристалграфічною віссю [111].

2.2 Побудова теоретичної моделі

Для пояснення спостережуваного ефекту, ми розглядаємо феромагнітну плівку товщини L , нормаль якої співпадає з віссю Oz системи координат, як показано на малюнку 3. Ми припускаємо, що плівка виявляє одноосьову анізотропію і її напрямок збігається з віссю Oz . Щільність енергії, включаючи основні типи системних взаємодій:

$$W = \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial z} \right)^2 - \frac{\beta(z)}{2} m_z^2 - H_z m_z - H_x m_x + \frac{H_m^2}{8\pi}, \quad (1)$$

де α – константа обмінної взаємодії, \mathbf{m} – вектор намагніченості плівок, $\beta(z)$ – одноосьовий параметр анізотропії, який розглядається як функція координат, $\mathbf{H} = (H_x, 0, H_z)$ є зовнішнім магнітним полем і \mathbf{H}_m є власним магнітостатичним полем феромагнетику.

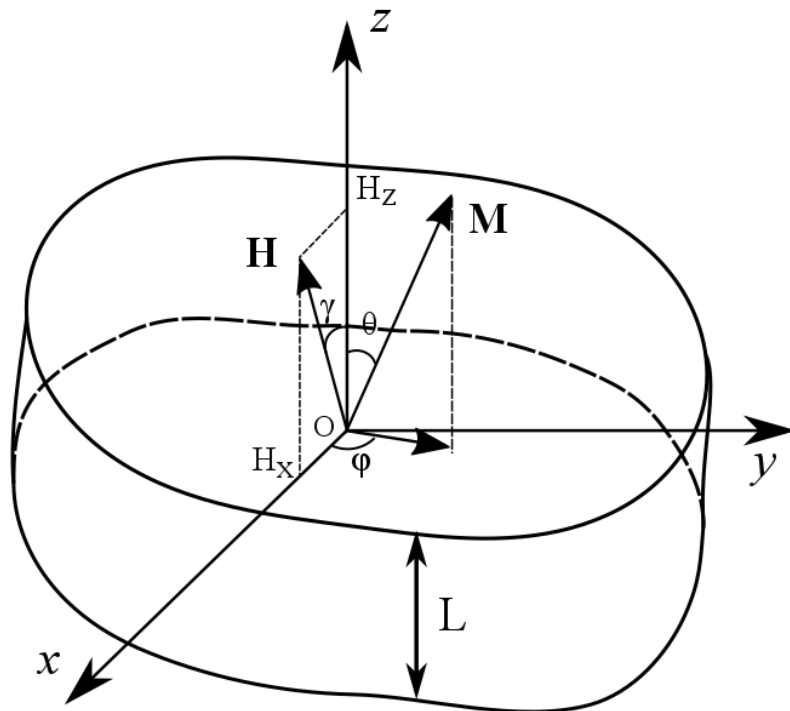


Рисунок 20. Фрагмент феромагнітної плівки

У вираженні щільності енергії (1) передбачалося, що розподіл намагнічування в площині плівки xOy є однорідним. Це припущення справедливе в досить сильних магнітних полях, де доменна структура

пригнічена. Залежність розподілу намагніченості від координати z , обумовлена модуляцією параметра магнітної анізотропії $\beta(z)$. У цьому випадку з рівняння Максвелла $\operatorname{div}\mathbf{B} = \frac{\partial}{\partial z}(H_z^m + 4\pi m_z) = 0$ випливає, що магнітостатичне поле однозначно визначається і має такий вигляд:

$$\mathbf{H}^m = -\mathbf{e}_z 4\pi m_z.$$

З цього моменту ми припускаємо, що напрямок зовнішнього поля дещо відхиляється від норми плівки під кутом $\gamma \ll 1$, так що $\mathbf{H} = (H \sin \gamma, 0, H \cos \gamma) \approx (H \cdot \gamma, 0, H)$, де H - абсолютне значення зовнішнього поля. Це зауваження дозволяє спростити вищевказані розрахунки.

Подальше спрощення обумовлено відповідністю між компонентами вектора намагнічування: $\mathbf{m}^2 = m_0^2$, де m_0 - постійна, рівна насиченню намагніченості плівки. Таким чином, стає можливим перехід до двох незалежних кутових змінних, які визначають орієнтацію вектора намагніченості плівки:

$$\mathbf{m} = m_0 \begin{pmatrix} \cos \varphi \sin \theta \\ \sin \varphi \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (2)$$

де θ і φ являють собою полярні та азимутальні кути орієнтації вектора намагніченості в системі координат з полярною віссю Oz , відповідно.

Враховуючи викладені вище припущення та зауваження, щільність енергії феромагнітної системи (1) в полярній системі координат вектора намагнічування стає:

$$W = \frac{m_0^2}{2} \left\{ \alpha \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right)^2 + \alpha \sin^2 \theta \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 + (4\pi - \beta(z)) \cos^2 \theta - 2(H/m_0)(\cos \theta - \gamma \cdot \cos \varphi \sin \theta) \right\} \quad (3)$$

Динаміка намагніченості розглянутої системи визначається рівнянням Ландау-Ліфшица (Л-Л), що дозволяє запис в полярній системі координат з урахуванням процесів дисипації енергії:

$$\begin{aligned}\frac{\partial W}{\partial \varphi} &= -\frac{m_0}{g} \sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial t} - \lambda_2 \frac{m_0}{g} \sin^2 \theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} \\ \frac{\partial W}{\partial \theta} &= \frac{m_0}{g} \sin \theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \lambda_1 \frac{m_0}{g} \frac{\partial \theta}{\partial t}\end{aligned}, \quad (4)$$

де $g = 2\mu_0/\hbar$, μ_0 - магнетон Бора.

Коли ми писали умови рівняння (4), які відповідають за дисипацію, ми використали результати [93], згідно з якими, в плівках з ферит-гранатом розсіюється енергія рухомих нелінійних утворень, таких як доменні стінки не описується однією дисипативною константою теорії Гільберта-Ландау-Ліфшица. У роботі [85] показано, що з урахування поздовжньої релаксації, пов'язаної з зміною модуля намагнічування в околі рухомої межі, веде до суттєвого збільшення дисипації енергії. Цей ефект можна легко взяти до уваги формальним методом, ввівши незалежні дисипативні константи для полярних та азимутних кутів. У даній роботі було показано, що значення константи може перевищити на порядок, величину константи, яка, в свою чергу, збігається з дисипативною константою теорії Гільберта-Ландау-Ліфшица [94].

На цьому етапі ми визначаємо характер магнітної анізотропії, щоб спростити наступне обговорення та висвітлити основну ідею цієї роботи. Ми припускаємо, що параметр анізотропії повільно змінюється по товщині плівки, наприклад, лінійно, так що $\beta(z) = \beta_0 + \Delta\beta \cdot (z/L)$ де $\beta_0 < 4\pi$ є деяка постійна і є корекцією для визначення амплітуди анізотропії модуляції.

З огляду на це позначення, рівняння Л-Л можна представити як

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \sin^2 \theta \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} = \sin \theta \cdot \left(\gamma \cdot h_0 \cdot \sin \varphi + \frac{\omega}{\omega_0} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} \right) + \lambda_2 \frac{\omega}{\omega_0} \sin^2 \theta \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \quad (5.1)$$

$$-\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \sin \theta \left(h_0 - \left(1 - k \cdot \xi - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right)^2 \right) \cos \theta \right) = \gamma h_0 \cos \varphi \cos \theta + \sin \theta \left(\frac{\omega}{\omega_0} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} - h_1 \cos \tau \right) - \lambda_1 \frac{\omega}{\omega_0} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} \quad (5.2)$$

де ми використовуємо наступні позначення: $\xi = z/l$, $l = \sqrt{\alpha/(4\pi - \beta_0)}$ є

характерна магнітна довжина, яка з точки зору задачі значно менше, ніж товщина плівки; $l \ll L$; $\omega_0 = g(4\pi - \beta_0)m_0$ є характерною частотою магнітної системи; $h_0 = H_0 / ((4\pi - \beta_0)m_0)$ - нормована постійна складова магнітного поля; $h_1 = H_1 / ((4\pi - \beta_0)m_0)$ - нормована змінна складова магнітного поля; ω - частота коливань змінного компонента зовнішнього магнітного поля; $\tau = t\omega$ - це безрозмірний параметр часу задачі, і коефіцієнт $k = \frac{l}{L} \frac{\Delta\beta}{4\pi - \beta_0} \ll 1$, що визначає градієнтну анізотропію.

Той факт, що градієнт анізотропії малий за величиною, буде використаний пізніше при приблизних розрахунках.

Для змінного компонента поля застосовуються наступні умови: $\omega/\omega_0 \ll 1$, $h_1 \ll h_0$.

На верхній і нижній поверхнях плівки, не фіксуючи намагніченість, повинні бути виконані наступні граничні умови:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0 \Big|_{\xi=0, \frac{L}{l}}, \quad \sin \theta \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} = 0 \Big|_{\xi=0, \frac{L}{l}} \quad (6)$$

Зауважимо, що члени з малими параметрами (γ , ω/ω_0 , h_1) зібрані на правих частинах рівнянь. (5). Тому для пошуку їх розв'язку ми використаємо елементи теорії збурень.

У зв'язку з цим, розв'язок рівнянь (5) будемо шукати у вигляді:

$$\begin{aligned} \varphi(\xi - \xi_0, \tau) &= \Phi(\tau) + \delta\Phi(\xi - \xi_0, \tau) \\ \theta(\xi - \xi_0, \tau) &= \Theta(\xi - \xi_0) + \delta\Theta(\xi - \xi_0, \tau) \end{aligned} \quad (7)$$

Де Φ, Θ основне наближення, яке визначається рівняннями

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \sin^2 \Theta \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = 0 \quad (8.1)$$

$$-\frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \sin \Theta \left(h_0 - \left(1 - k \cdot \xi - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right)^2 \right) \cos \Theta \right) = 0 \quad (8.2)$$

В представленні кутових змінних (7) уведений параметр ξ_0 , який може інтерпретуватися як фазова межа з різним характером намагніченості.

З рівняння (8.1) випливає, що в основному наближенні кут Θ є довільною функцією часу і не залежить від координати ξ . Рівняння (8.2) таким чином, спрощується:

$$-\frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \sin \Theta (h_0 - (1 - k \cdot \xi) \cos \Theta) = 0 \quad (9)$$

Виходячи з виду рівняння (9), в якості фазової межі ξ_0 ми можемо взяти точку перегину полярного кута намагніченості, в якому виконується така умова: $\frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} = 0 \Big|_{\xi=\xi_0}$. З обох боків цієї точки полярний кут намагнічування прямує до різних меж. У точці на межі фаз $\cos \Theta = h_0 / (1 - k \xi_0)$ похідна $\frac{\partial \Theta}{\partial \xi}$ має екстремум. Рисунок 4 якісно показує залежність кута Θ і допоміжну функцію.

$$f(\xi) = \begin{cases} \arccos(h_0 / (1 - k \cdot \xi)), & h_0 / (1 - k \xi) < 1 \\ 0, & h_0 / (1 - k \xi) \geq 1 \end{cases} \quad (10)$$

Там же представлені похідні $\partial \Theta / \partial \xi$ та $df / d\xi$.

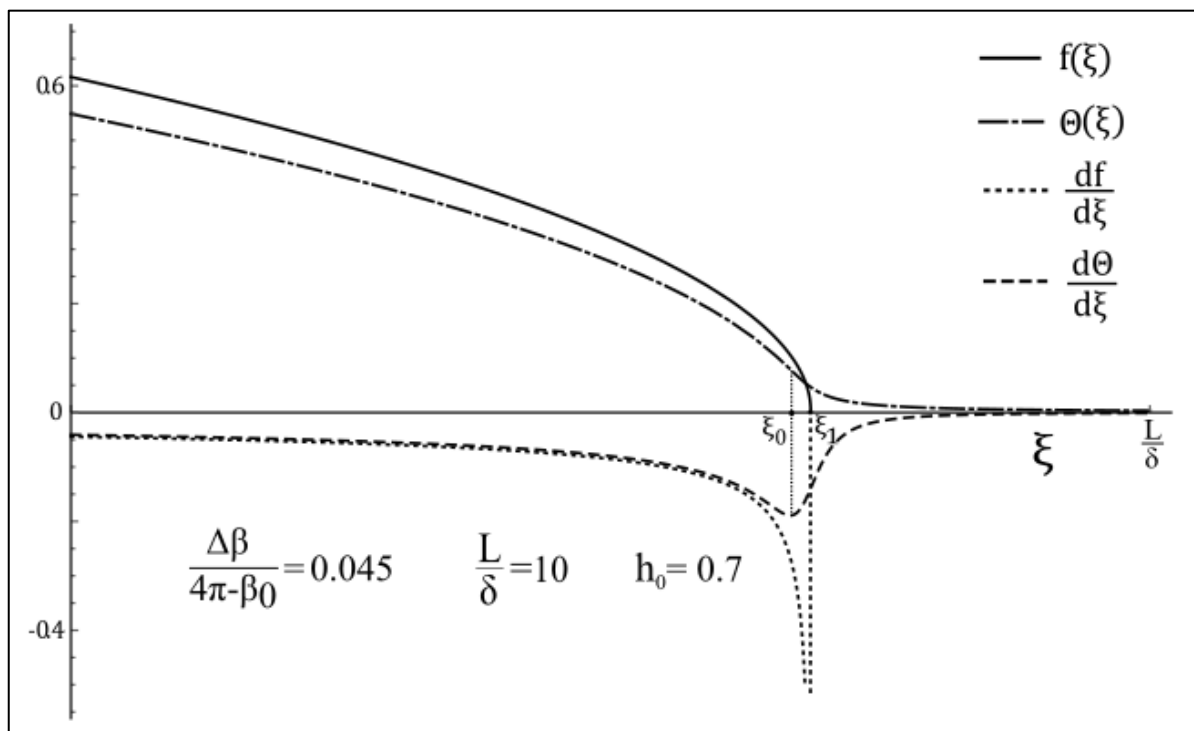


Рисунок 21. Координатна залежність відхилення кута вектора намагнічування Θ від нормалі плівки.

Рисунок 21 базується на якісному аналізі рівняння. (9), що передбачає високу точність $\Theta \approx f(\xi)$. Існує лише одне винятком - вузька область $|\xi - \xi_0| \sim 1$. Тому при розрахунку значення кута Θ замінюється функцією $f(\xi)$. Точка ξ_1 , на якій $h_0/(1-k\xi_1)=1$ і $f(\xi_1)=0$ є особливою. Це збігається з межею фаз намагніченості, незважаючи на обмінну взаємодію. Слід зазначити, що точки ξ_0, ξ_1 близькі $|\xi_1 - \xi_0| \sim 1$, тому їх можна вважати ідентичними під час деяких приблизних розрахунків.

Зауважимо, що співіснування різних фаз орієнтації намагніченості, представлено на рисунку 4, можливе у порівняно вузькому діапазоні полів:

$$0 < 1 - h_0 < \Delta\beta / (4\pi - \beta_0) \quad (11)$$

За умови (11) фазова границя ξ_1 буде розташована між верхньою та нижньою поверхнями плівки.

Під впливом тимчасових або просторових збурень виникатимуть не тільки невеликі поправки $\delta\Phi$ і $\delta\Theta$ до кутів намагнічування, але також буде змінена фазова гранична координата, яка є функцією часу. Тому в подальшому ми припускаємо, що координата межі фази має вигляд: $\xi_0(\tau) = X + u(\tau)$, де X - стаціонарне положення міжфазної межі, $u(\tau)$ - це корекція координат фазової межі, спричинена збуреннями. Таким чином, при побудові цієї теорії координата $\xi_0(\tau)$ відіграє роль м'якої моди.

Розширюючи рівняння (5) до лінійних поправок $\delta\Phi, \delta\Theta$ і розглядаючи зміщення фазових меж на величину $u(\tau)$, отримаємо

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \sin^2 \Theta \frac{\partial \delta\Phi}{\partial \eta} = \sin \Theta \cdot \left(\gamma \cdot h_0 \cdot \sin \Phi + \frac{\omega}{\omega_0} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} \right) + \lambda_2 \frac{\omega}{\omega_0} \sin^2 \Theta \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} \quad (12.1)$$

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + h_0 \cos \Theta - (1 - k \cdot \eta) \cos 2\Theta \right) \delta\Theta = -ku \cdot \sin \Theta \cos \Theta + \gamma h_0 \cos \Phi \cos \Theta + \quad (12.2)$$

$$+ \sin \Theta \left(\frac{\omega}{\omega_0} \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} - h_1 \cos \tau \right) - \lambda_1 \frac{\omega}{\omega_0} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau}$$

де вводиться нова змінна $\eta = \xi - u(\tau)$. У цьому випадку в рівняннях (12)

передбачається, що $\Theta = \Theta(\eta - X)$, і це рішення рівняння $-\partial^2 \Theta / \partial \eta^2 + \sin \Theta (h_0 - (1 - k \cdot \eta) \cos \Theta) = 0$. Слід зазначити, що умови застосування методу послідовних наближень вимагають невеликого значення $k|u| \ll 1$. Тому відповідно до прийнятої умови $k \ll 1$ динамічна поправка $u(\tau)$ до координат міжфазної межі дозволяє досить велике значення.

Ми продовжуємо побудову системи рівнянь для "скороченого опису" динаміки намагнічування в змінних $u(\tau)$, $\Phi(\tau)$, подібних рівнянням Слончевського для доменних меж [115], або рівнянь динаміки доменного діапазону [116, 117].

Ці рівняння можна отримати з альтернативи Фредгольма для розв'язності неоднорідних лінійних диференціальних рівнянь, що означає, що права частина лінійного рівняння повинна бути ортогональною до рішення однорідного рівняння.

Рішення однорідного рівняння (12.1) $\delta \Phi = const$ та однорідного рішення рівняння (12.2), нехтуючи малими поправками $k \ll 1$, збігаються з похідною просторової координати (це можна перевірити, беручи похідну від виразу (9) по координаті ξ).

Таким чином, система рівнянь скороченого опису змінних $u(\tau)$, $\Phi(\tau)$ визначається наступними умовами:

$$\int_0^{L/l} d\eta \cdot \sin \Theta \left(\gamma \cdot h_0 \cdot \sin \Phi - \frac{\omega}{\omega_0} \frac{du}{d\tau} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} + \lambda_2 \frac{\omega}{\omega_0} \sin \Theta \frac{d\Phi}{d\tau} \right) = 0$$

$$\int_0^{L/l} d\eta \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \left(\cos \Theta (\gamma h_0 \cos \Phi - k u \cdot \sin \Theta) + \sin \Theta \left(\frac{\omega}{\omega_0} \frac{d\Phi}{d\tau} - h_1 \cos \tau \right) + \lambda_1 \frac{\omega}{\omega_0} \frac{du}{d\tau} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right) = 0 \quad (13)$$

Для інтегрування (13) та обробки результатів ми будемо використовувати функцію $f(\eta)$, за умови $\Theta \approx f(\eta)$, що замість точного значення кута $\Theta(\eta - \xi_0)$. Результати інтегрування - елементарні функції.

Деяка складність виникає при обчисленні інтеграла $\int_0^{L/l} d\eta (\partial\Theta/\partial\eta)^2$, замінюючи $\Theta \rightarrow f(\eta)$. Як випливає з визначення (10), функція $f(\eta)$ має відмінне значення від нуля в інтервалі $0 \leq \eta < \eta_1$ (точка η_1 , в якій $f(\eta_1) = 0$, а область інтеграції під час переходу $\Theta \rightarrow f(\eta)$ обмежена цим інтервалом, на верхній межі інтервалу в точці $(\partial f/\partial\eta)^2 \sim 1/(\eta - \eta_1)$ та логарифмічна невизначеність виникає при інтеграції на верхній межі. Щоб уникнути її в наближених розрахунках, ми встановлюємо верхню межу інтеграції до $\eta_1 - a$, де значенням a – позитивне значення довільного порядку $a \sim 1 \ll \eta_1$.

Тоді:

$$\begin{aligned} \int_0^{L/l} d\eta \left(\frac{\partial\Theta}{\partial\eta} \right)^2 &\approx \int_0^{\eta_1 - a} d\eta \left(\frac{\partial f}{\partial\eta} \right)^2 = k^2 \int_0^{\eta_1 - a} d\eta \frac{h_0^2}{(1 - k\eta)^2} \frac{1}{(1 - k\eta)^2 - h_0^2} = \\ &= \frac{k}{2h_0} \left(\ln \frac{2h_0(1 - h_0)}{k(1 + h_0)} - \ln \alpha - \frac{2(1 - h_0 - k\alpha)}{h_0 + k\alpha} \right) \end{aligned} \quad \text{.....A.1}$$

Розглядаючи далі, що відповідно до умов проблеми $1 - h_0 = \varepsilon \ll 1$ ми представляємо A.1 у формі:

$$\int_0^{L/l} d\eta \left(\frac{\partial\Theta}{\partial\eta} \right)^2 \approx \frac{k}{2} \ln \left(\frac{\varepsilon}{k} \right) \quad \text{A.2}$$

У виразі A.2 ми знехтували невеликими кількостями $\ln(a)/\ln(2/k) \ll 1$, $\varepsilon/\ln(2/k) \ll 1$ і отримали приблизне значення невідомої кількості.

Для представлення результатів розрахунку та спрощення подальшого аналізу результатів ми вводимо позначення $\varepsilon = 1 - h_0$ та, згідно з умови (11), припустимо, що $\varepsilon < \Delta\beta/(4\pi - \beta_0) \ll 1$. Цей стан відповідає малоградієнтному характеру модуляції магнітної анізотропії.

Виконавши розрахунки в (13) і з огляду на вищезазначене, ми одержуємо систему рівнянь у явному вигляді:

$$\frac{\omega}{\omega_0} \frac{d ku}{d\tau} + 2\lambda_2 \varepsilon \frac{\omega}{\omega_0} \frac{d\Phi}{d\tau} + \frac{2\gamma\sqrt{2\varepsilon}}{3} \sin\Phi = 0 \quad (14.1)$$

$$\left(1 + \lambda_1 \frac{\omega}{\omega_0} \frac{\ln(\varepsilon/k)}{2\varepsilon} \frac{d}{d\tau}\right) \cdot ku - \frac{\omega}{\omega_0} \frac{d\Phi}{d\tau} = \gamma \sqrt{\frac{2}{\varepsilon}} - h_1 \cos(\tau) \quad (14.2)$$

Очевидно, що за відсутності змінного поля $h_1 = 0$ при вирішенні рівнянь. (14) має тип $ku_0 = \gamma\sqrt{2/\varepsilon}$, $\Phi_0 = 0$. У той же час у припущенні $|\Phi| \ll 1$ рівняння для динамічних поправок ku_1 можна представити як

$$\left\{ \omega^2 \frac{d^2}{d\tau^2} + 2\Gamma \omega \frac{d}{d\tau} + \Omega^2 \right\} \cdot ku_1 = -(\Omega^2/k) h_1 \cos(\tau) \quad (15)$$

$$\Gamma = \omega_0 \left(\lambda_2 \varepsilon + \lambda_1 \frac{\gamma}{3} \frac{\ln(\varepsilon/k)}{\sqrt{2\varepsilon}} \right); \quad \Omega = \omega_0 \sqrt{\frac{2\gamma}{3}} \cdot (2\varepsilon)^{1/4}$$

Для спрощення подальших розрахунків члени пропорційні $\alpha_c \varepsilon$, як і невеликі величини другого порядку, були виключені із правої сторони рівняння. (15).

З (15) випливає, що рух міжфазної границі в плівці з модульованою анізотропією в малому змінному полі має вигляд примусових коливань гармонічного осцилятора:

$$u_1 = -\frac{h_1}{k} \cdot \frac{\Omega^2 \cdot \cos(\tau - \psi)}{\sqrt{(\Omega^2 - \omega^2)^2 + 4\Gamma^2 \omega^2}}; \quad (16)$$

$$\text{tg } \psi = \frac{2\Gamma \omega}{\Omega^2 - \omega^2}$$

Власна частота осцилятора $\Omega = g(4\pi - \beta_0) m_0 \sqrt{\frac{2\gamma}{3}} \left(2 \left(1 - \frac{H_0}{(4\pi - \beta_0) m_0} \right) \right)^{1/4}$

залежить від величини та напрямку зовнішнього магнітного поля і може змінюватися в широкому діапазоні.

У умовах резонансу коливання міжфазної межі має велику амплітуду і визначається виразом $u_r = -\frac{h_1 \Omega \cdot \sin(\tau)}{2k\Gamma}$.

Значення кутової змінної можна отримати з рівняння (14.1) з урахуванням (16):

$$\Phi \approx -\frac{3k}{2\gamma\sqrt{2\varepsilon}} \frac{\omega}{\omega_0} \frac{d u_1}{d \tau} = -2 \frac{\omega \omega_0 k}{\Omega^2} \frac{d u_1}{d \tau}. \quad (17)$$

За результатами розрахунків легко визначити динаміку магнітного моменту системи.

Отже, з виразу (7) випливає, що поправки до кутових змінних, обумовлені зміною положення міжфазної межі, мають вигляд

$$\begin{aligned} \theta &\approx \Theta(\xi - X) - (u_0 + u_1(\tau)) \frac{d\Theta(\xi - X)}{d\xi} \\ \varphi &\approx \Phi(\tau) = -2 \frac{\omega \omega_0 k}{\Omega^2} \frac{d u_1}{d \tau} \end{aligned} \quad (18)$$

На підставі співвідношень (2) та (18) інтегрування складових намагніченості по об'єму феромагнітної плівки призводить до наступного значення для динамічних поправок до магнітного моменту, обумовленого коливаннями положення міжфазної межі $u_1(\tau)$:

$$\begin{aligned} \delta M_i &= V \cdot \text{Re}(\chi_{iz} H_1 \exp(i(\omega t - \psi))); \quad i = x, y, z \\ \begin{pmatrix} \chi_{xz} \\ \chi_{yz} \\ \chi_{zz} \end{pmatrix} &= \frac{1}{\Delta\beta \sqrt{(1 - \omega^2/\Omega^2)^2 + (2\Gamma\omega/\Omega^2)^2}} \begin{pmatrix} (2\varepsilon)^{1/2} \\ -i(2\varepsilon^{5/4}\omega/\Omega\sqrt{3\gamma}) \\ \varepsilon \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (19)$$

де V - об'єм магнітної плівки, і коефіцієнти χ_{iz} розглядаються як компоненти тензора магнітної сприйнятливості, які можна визначити експериментально. Експериментальна установка в цій роботі дозволила відрізнити нормальну складову тензора магнітної сприйнятливості χ_{zz} . Порівняння експериментальних даних та теоретичних розрахунків для заданих параметрів представлено на рисунку 22. На якісному рівні є хороша відповідність.

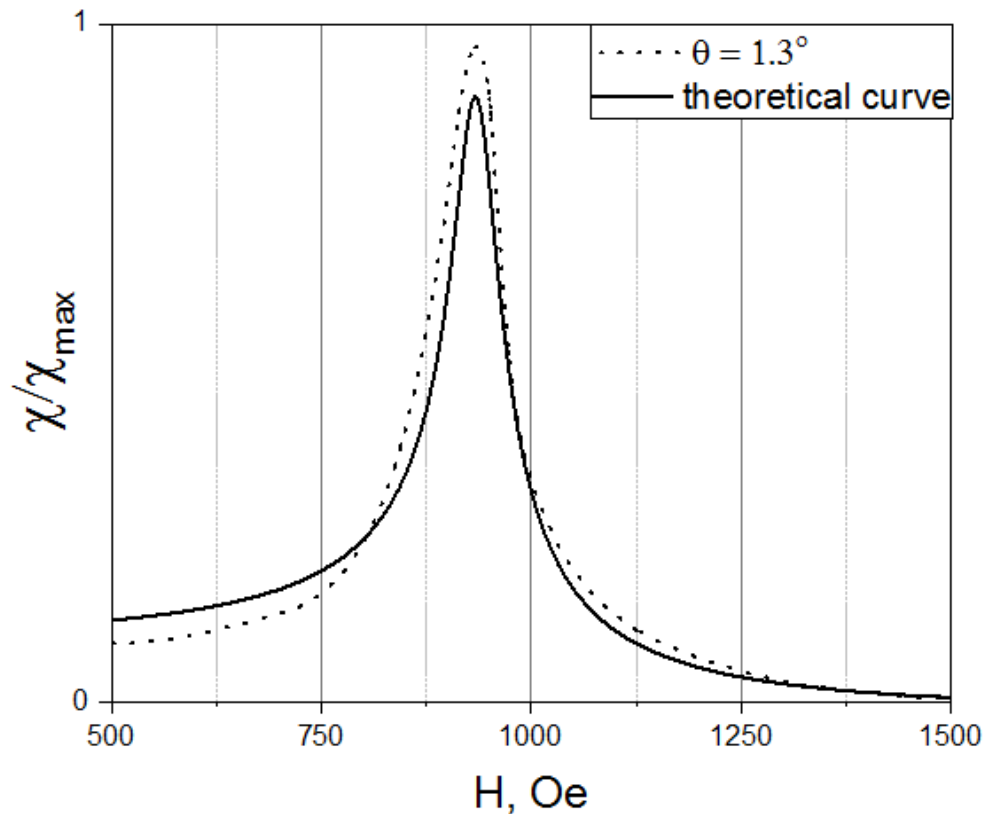


Рисунок 22. Магнітна сприйнятливості χ як функція магнітного поля $H\theta$ для значень θ .

Особливий інтерес представляє залежність сприйнятливості від модуляції константи анізотропії, оскільки, з одного боку, підвищується сприйнятливості, а з іншого - інтервал поля для існування межі фази і, відповідно, описані ефекти знижуються.

2.3 Вивчення динаміки руху міжфазної межі у ферромагнітній плівці

Для опису динамічних процесів введемо в розгляд функцію Лагранжа Λ^* [105].

$$\Lambda^* = V \int_0^1 d\xi \mathcal{L}$$

$$\mathcal{L} = \frac{M}{g} (1 - \cos \theta) \frac{\partial \varphi}{\partial t} - W \quad , \quad (20)$$

де V – об'єм магнітної плівки; \mathcal{L} – щільність функції Лагранжа; $g = 2\mu_0/\hbar$, μ_0 – магнетон Бора.

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

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \left(\frac{\partial \theta}{\partial t}\right)} - \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \left(\frac{\partial \theta}{\partial \xi}\right)} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \theta} &= 0 \\ -\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)} - \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \xi}\right)} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi} &= 0 \end{aligned} \quad (21)$$

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

$$\frac{\alpha}{L^2} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0 \Big|_{\xi=0,1}, \quad \frac{\alpha}{L^2} \sin \theta \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} = 0 \Big|_{\xi=0,1} \quad (22)$$

Для спрощення подальших міркувань і виділення основної ідеї даної роботи конкретизуємо характер магнітної анізотропії. Вважаємо, що параметр анізотропії повільно змінюється по товщині плівки, наприклад, за лінійним законом так, що, $\beta(\xi) = \beta_0 + \Delta\beta \cdot \xi$, (де $\beta_0 < 4\pi$ – деяка постійна величина, $\Delta\beta$ – поправка, яка визначає амплітуду зміни анізотропії).

З урахуванням введених позначень рівняння Л-Л (21) можна представити у вигляді:

$$\frac{\delta^2}{L^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \sin^2 \theta \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} = \sin \theta \cdot \left(\gamma \cdot h_0 \cdot \sin \varphi + \frac{\omega}{\omega_0} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} \right) \quad (23.1)$$

$$-\frac{\delta^2}{L^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \sin \theta \left(h_0 - \left(1 - k \cdot \xi - \frac{\delta^2}{L^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right)^2 \right) \cos \theta \right) = \gamma h_0 \cos \varphi \cos \theta + \sin \theta \left(\frac{\omega}{\omega_0} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} - h_1 \cos \tau \right) \quad (23.2)$$

де введені позначення: $\delta = \sqrt{\alpha/(4\pi - \beta_0)}$ – характерна магнітна довжина, яка за умовами задачі значно менше товщини плівки $\delta \ll L$; $\omega_0 = g(4\pi - \beta_0)M$ – характерна частота магнітної системи; $h_0 = H_0/((4\pi - \beta_0)M)$ – нормована постійна складова магнітного поля; $h_1 = H_1/((4\pi - \beta_0)M)$ – нормована змінна складова магнітного поля; ω – частота коливань змінної складової

зовнішнього магнітного поля; $\tau = t\omega$ – безрозмірна часова змінна, $k = \frac{\Delta\beta}{4\pi - \beta_0}$ –

коефіцієнт, що визначає відносну зміну анізотропії в межах плівки.

У правій частині рівнянь (23.1), (23.2) зібрані члени пропорційні малим величинам – куту γ відхилення магнітного поля h_1 від нормалі плівки, амплітуді і частоті змінної складової поля ω/ω_0 . В роботі [108], де експериментально спостерігалось аномальна поведінка магнітної сприйнятливості в системах з неоднорідною перпендикулярної анізотропією, дані величини перебували в межах $h_1, \gamma, \omega/\omega_0 \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$.

При дослідження динаміки намагніченості методами теорії збурень вважаємо, що всі члени лівої частини рівнянь (23.1), (23.2) значно перевищують дані оціночні значення. Таким чином, в нехтування правою частиною, полярний і азимутальний кути в основному наближенні можна представити як ($\theta = \Theta$, $\varphi = \Phi$), де Θ та Φ є рішенням крайової задачі:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \sin^2 \Theta \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = 0 \quad (24.1)$$

$$-\frac{\delta^2}{L^2} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \sin \Theta \left(h_0 - \left(1 - k \cdot \xi - \frac{\delta^2}{L^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right)^2 \right) \cos \Theta \right) = 0 \quad (24.2)$$

$$\frac{\delta^2}{L^2} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = 0 \Big|_{\xi=0,1}, \quad \frac{\delta^2}{L^2} \sin \Theta \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = 0 \Big|_{\xi=0,1} \quad (24.3)$$

З (24.1) випливає, що в основному наближенні кут Φ не залежить від координати ξ , але може бути функцією часу. При цьому рівняння (24.2) істотно спрощується і зводиться до виду:

$$-\frac{\delta^2}{L^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \left(\frac{\Theta}{2} \right) + \sin \left(\frac{\Theta}{2} \right) \cos \left(\frac{\Theta}{2} \right) \left(-\varepsilon + k \cdot \xi + 2(1 - k\xi) \sin^2 \left(\frac{\Theta}{2} \right) \right) = 0 \quad (25)$$

При запису (25) було введено позначення $\varepsilon = 1 - h_0$

Рівняння (25) є нелінійним зі змінними коефіцієнтами. У загальному випадку проінтегрувати його можливо тільки чисельним методом, проте в важливому окремому випадку, при виконанні умови $\delta^2/L^2 \ll 1$, 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:

$$h_1, \gamma, \frac{\omega}{\omega_0} \ll \frac{\delta^2}{L^2} \ll 1 \quad (26)$$

Відзначимо, що при виконанні співвідношень (26), граничні умови (24.3) виконуються з високою точністю для будь-яких функцій Θ і Φ які не мають сингулярних особливостей поблизу поверхні плівки.

Доданок з похідною в рівнянні (25) має малий коефіцієнт. Наближене рішення таких рівнянь є предметом теорії сингулярних збурень [118]. В даному випадку розглянемо ситуацію, в якій доданок з похідною можна розглядати як збурення.

Аналіз показує, що в нехтуванні перших складових розв'язок рівняння (25) наближено можна представити у вигляді кусково-неперервної функції:

$$\sin(\Theta_0/2) = \begin{cases} \sqrt{\frac{k(\xi_0 - \xi)}{2(1 - k\xi)}}, & \xi_0 > \xi > 0 \\ 0, & 1 > \xi > \xi_0 \end{cases} \quad (27)$$

У вираз (27) введена величина ξ_0 , 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 $\xi_0 = \varepsilon/k$.

Відзначимо, що співіснування різних орієнтаційних фаз намагніченості, представлених на рис.23 можливо в польовому інтервалі:

$$0 < 1 - h_0 < \Delta\beta / (4\pi - \beta_0) \quad (28)$$

При виконанні умов (28) межа фаз ξ_0 буде перебувати між верхньою і нижньою поверхнями плівки.

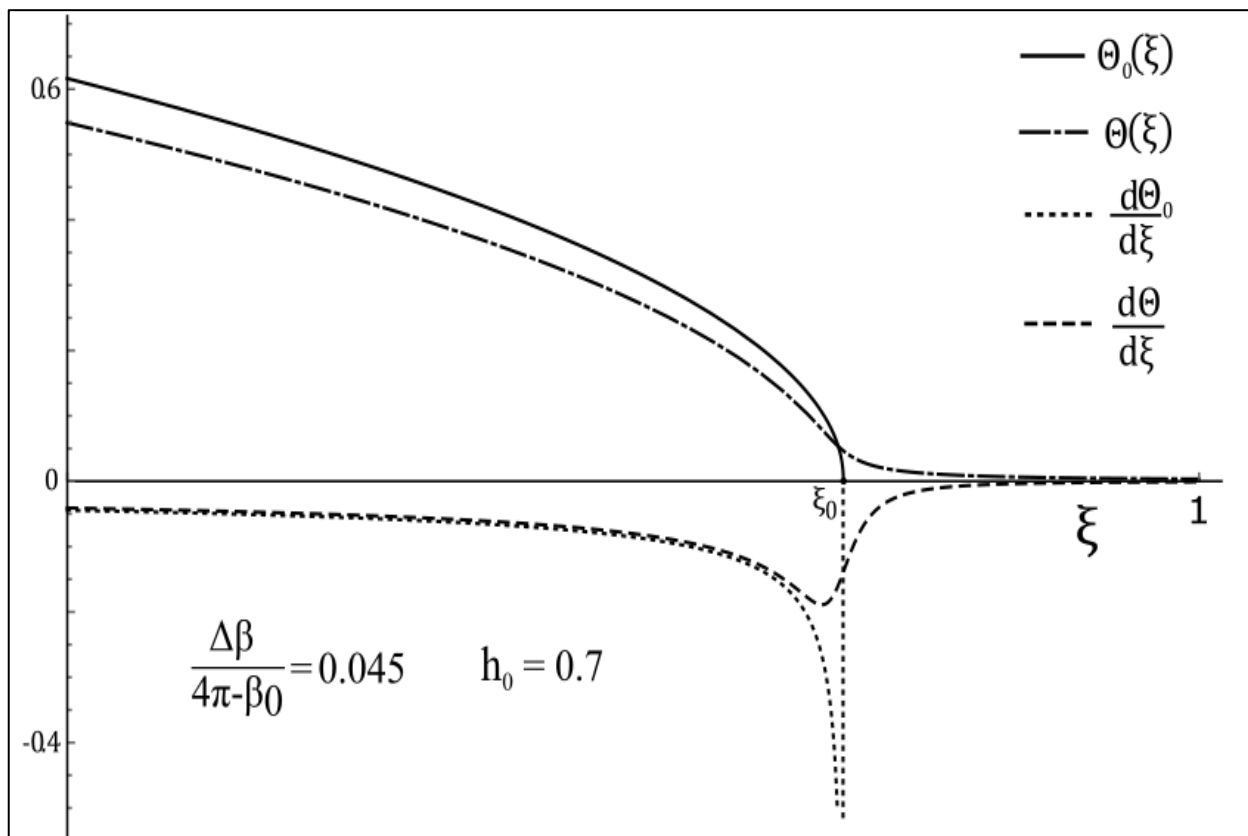


Рисунок.23 Координатні залежності полярного кута та похідної.

Криві Θ_0 , $d\Theta_0/d\xi$ описують наближені залежності полярного кута (27) і його похідної від координати $\xi = z/L$ нехтуючи обмінною взаємодією. Врахування обмінної взаємодії призводить до згладжування різких переходів між областями з різними орієнтаційними фазами. Для ілюстрації впливу обмінної взаємодії на Рис.23 наведені криві Θ , $d\Theta/d\xi$, побудовані на підставі якісного уявлення про характер розподілу намагніченості. Точка ξ_0 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 $\Theta(\xi)$ можна ототожнити, наприклад, з точкою перегину (на малюнку не позначена), де друга похідна $d^2\Theta/d\xi^2 = 0$. Рис.23 демонструє, що дійсні і наближені значення кутових змінних близькі, тому в подальшому, де

необхідно і можливо, будемо використовувати наближене значення полярного кута намагніченості (27).

Як було сказано раніше, в нехтування збурень $\xi_0 = \varepsilon/k$. Врахування збурень призведе до відхилення координати від даного значення, тому будемо вважати:

$$\xi_0 = \varepsilon/k + q(\tau), \quad (29)$$

де $q(\tau)$ – нова динамічна змінна, яка визначає відхилення положення міжфазної межі від свого рівноважного значення ε/k за відсутності збурень. По суті, величина $q(\tau)$ є колективною координатою поля намагніченості.

Вивчення динаміки намагніченості проведемо на основі рівнянь скороченого опису для змінних $q(\tau), \Phi(\tau)$, які отримаємо за аналогією з рівняннями Слончевського для доменної границі [115], або рівнянь динаміки смугового домену [116,117]. Шукані рівняння визначимо через функцію Лагранжа Λ^* .

В результаті інтегрування виразу (20) з урахуванням координатної залежності (27) для кута Θ_0 отримаємо.

$$\Lambda = E_0 \left\{ \ln h_0 \left(\left(-\frac{1}{\omega_0} \frac{d\Phi}{dt} + h_1 \right) \cdot q + \frac{kq^2}{2} \right) + \gamma \left(\frac{G_h}{k} + 2qh_0 \cdot \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-h_0}{1+h_0}} \right) \cdot \cos \Phi - q \left(\frac{k\delta}{2L} \right)^2 \ln \left(\frac{L}{k\delta} \right) \right\} \quad (30)$$

$$E_0 = (4\pi - \beta_0) M^2 V; \quad G_h = h_0 \left(\sqrt{1-h_0^2} - 2h_0 \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-h_0}{1+h_0}} \right)$$

Функція Лагранжа Λ відрізняється від Λ^* тим, що при її запису були виключені несуттєві адитивні константи, повна похідна за часом і проведено розкладання за степенями $q(\tau)$ до квадратичних членів включно. У доданків, які в якості множників містять малі величини типу $h_1, \gamma, (\delta/L)^2$, збережені члени розкладання по $q(\tau)$, не старше лінійних.

Врахування релаксаційних процесів в магнетиках зазвичай проводиться на основі дисипативної функції Гільберта, і цей підхід еквівалентний тому, що виходить на основі релаксаційного доданка,

введеного в оригінальній роботі Ландау і Ліфшиця. Однак ще в 80-і роки Бар'яхтар показав, що використання релаксаційного члена Ландау-Ліфшиця-Гільберта, який зберігає довжину вектора намагніченості, є неадекватним [119,120]. Згідно з цими роботами, коректні складові як релятивістської, так і обмінної природи пов'язані зі зміною модуля намагніченості. В рамках лінійної теорії підхід дає узгоджений з мікроскопічною теорією опис основних явищ, релаксації довжини намагніченості і залежності загасання магنونів від хвильового вектора (див. нещодавній огляд [121] і монографію [122]). У нелінійному випадку, наприклад, для аналізу процесів релаксації рухомих локалізованих збурень намагніченості, виникає додатковий механізм дисипації, пов'язаний зі зміною модуля намагніченості в області локалізації збурення. Опис цього механізму для доменних стінок ферит-гранатів було проведено в роботі [113]. Було показано, що коефіцієнт рухливості доменної межі, розрахований з урахуванням зазначених ефектів, більш ніж на порядок поступається рухливості, визначеної в теорії Гільберта-Ландау-Ліфшиця що відповідає експериментальними даними [113].

В принципі, повний аналіз ефектів дисипації для міжфазної межі досить складний і виходить за рамки цієї роботи. Однак в цікавому для нас випадку повільної динаміки межі результат можна отримати досить просто. Розглянемо дисипативну функцію для динамічних змінних q, Φ . Для повільного руху, можна обмежитися простим виразом, квадратичним за узагальненими швидкостями і записати:

$$F = \frac{E_0}{2\omega_0} \left(\lambda_{h1} \left(\frac{dq}{dt} \right)^2 + \lambda_{h2} \left(\frac{d\Phi}{dt} \right)^2 \right), \quad (31)$$

де λ_{h1} та λ_{h2} - деякі ефективні дисипативні параметри (безрозмірні), які повинні визначатися з мікроскопічного розрахунку на базі повних рівнянь з урахуванням дисипативних складових Бар'яхтара. Індекс h акцентує увагу на залежності коефіцієнтів дисипації від зовнішнього поля, як єдиного параметра системи, який можна змінювати в ході експерименту.

Зіставлення цих коефіцієнтів з теорією гальмування доменної стінки [113] показує, що коефіцієнт λ_{h_1} посилений за рахунок ефектів поздовжньої дисипації. Для другого коефіцієнта λ_{h_2} такого ефекту посилення немає, і його значення таке ж, як впливає з стандартного доданка Гільберта. Як буде показано нижче, це дозволяє висловити ширину лінії резонансу міжфазної межі через один параметр, рухливість цієї межі в постійному магнітному полі.

Динаміка міжфазної межі тепер визначається рівняннями Лагранжа:

$$-\frac{d}{dt} \frac{\partial \Lambda}{\partial \left(\frac{dq}{dt} \right)} + \frac{\partial \Lambda}{\partial q} = \frac{\partial F}{\partial \left(\frac{dq}{dt} \right)}; \quad -\frac{d}{dt} \frac{\partial \Lambda}{\partial \left(\frac{d\Phi}{dt} \right)} + \frac{\partial \Lambda}{\partial \Phi} = \frac{\partial F}{\partial \left(\frac{d\Phi}{dt} \right)}, \quad (32)$$

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

$$\ln h_0 \left(-\frac{1}{\omega_0} \frac{d\Phi}{dt} + kq + h_1 \right) - \frac{\lambda_{h_1}}{\omega_0} \frac{dq}{dt} = \left(\frac{k\delta}{2L} \right)^2 \ln \left(\frac{L}{k\delta} \right) - 2\gamma h_0 \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-h_0}{1+h_0}} \quad (33)$$

$$\frac{\ln h_0}{\omega_0} \frac{dq}{dt} - \frac{\lambda_{h_2}}{\omega_0} \frac{d\Phi}{dt} - \gamma \frac{G_h}{k} \sin \Phi = 0$$

У статиці, коли змінна складова магнітного поля $h_1 = 0$, розв'язок рівнянь (33) має вигляд:

$$q = q_0 = (k \ln h_0)^{-1} \left(\left(\frac{k\delta}{2L} \right)^2 \ln \left(\frac{L}{k\delta} \right) - 2\gamma h_0 \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1-h_0}{1+h_0}} \right) \quad (34)$$

$$\Phi = \Phi_0 = 0$$

Даний результат свідчить, що врахування обмінної взаємодії і поздовжньої складової магнітного поля γh_0 призводить до незначної зміни координати міжфазної межі до значення $\xi_0 = \varepsilon/k + q_0$.

У свою чергу, коливання міжфазної межі під впливом змінного поля $h_1 \sim \cos \omega t$ будуть визначатися системою лінійних рівнянь для q_1 - поправки до координати і Φ_1 - поправки до азимутальної кутку намагніченості:

$$\begin{aligned}
-\frac{1}{\omega_0} \frac{d\Phi_1}{dt} - \frac{\lambda_{h1}}{\omega_0 \ln h_0} \frac{dq_1}{dt} + kq_1 &= -h_1 \\
\frac{1}{\omega_0} \frac{dq_1}{dt} - \frac{\lambda_{h2}}{\omega_0 \ln h_0} \frac{d\Phi_1}{dt} - \gamma \frac{G_h}{k \ln h_0} \Phi_1 &= 0
\end{aligned} \tag{35}$$

Аналіз рівнянь (35) дозволяє зв'язати феноменологічні коефіцієнти дисипації з рухливістю міжфазної межі, яка визначається в рамках теорії Бар'яхтара [113] через дисипативні характеристики матеріалу. Для рухомих з постійною швидкістю доменних кордонів, рухливість визначається як коефіцієнт пропорційності між швидкістю і провідним полем $\dot{q} = \eta h_1$. Якщо припустити, що $k = \Delta\beta/(4\pi - \beta_0)$ (коефіцієнт зв'язку міжфазної межі з потенційною ямою) має дуже малу величину h_1 , система рівнянь (35) в полі, що повільно змінюється, матиме рішення:

$$\begin{aligned}
\dot{q}_1 &= \omega_0 (\ln h_0 / \lambda_{h1}) h_1 \\
\Phi_1 &= (\ln h_0 / \lambda_{h1}) h_1
\end{aligned} \tag{36}$$

Таким чином, між коефіцієнтом дисипації і рухливістю встановлюється зв'язок $\eta = -\omega_0 |\ln h_0| / \lambda_{h1}$. Негативна величина рухливості визначає напрямок руху, так при збільшенні поля міжфазна межа переміщується в негативному напрямку осі Oz . Другий коефіцієнт збігається з релаксаційної константою теорії Гільберта $\lambda_{h2} = \alpha_G$.

Рішення системи (35) запишемо у вигляді:

$$\begin{aligned}
\begin{pmatrix} q_1 \\ \Phi_1 \end{pmatrix} &= \frac{h_1}{\omega^2 - \Omega^2 - i\omega\omega_0\Gamma} \begin{pmatrix} k^{-1}\Omega^2 + i\lambda_{h2}(\omega\omega_0/\ln(1/h_0)) \\ -i\omega\omega_0 \end{pmatrix} \\
\Omega &= \omega_0 \sqrt{\gamma G_h / \ln(1/h_0)} \\
\Gamma &= \lambda_{h1} k / \ln(1/h_0) + \lambda_{h2} G_h / (\ln(1/h_0))^2
\end{aligned} \tag{37}$$

З (37) випливає, що рух міжфазної межі в плівці з неоднорідною анізотропією в малому змінному полі описується рівнянням гармонічного осцилятора. Власна частота осцилятора

$$\Omega = \omega_0 \sqrt{\frac{\gamma G_h}{\ln(1/h_0)}} = (4\pi - \beta_0) gM \sqrt{\frac{\gamma h_0}{\ln(1/h_0)} \left(\sqrt{1 - h_0^2} - 2h_0 \arctg \sqrt{\frac{1 - h_0}{1 + h_0}} \right)} \tag{38}$$

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 $1-h_0 \rightarrow 0$. 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 $1-h_0 \rightarrow 0$ власна частота коливань міжфазної межі асимптотично прагне до границі:

$$\Omega = g(4\pi - \beta_0)M \sqrt{\frac{2\gamma}{3}} \left(2 \left(1 - \frac{H_0}{(4\pi - \beta_0)M} \right) \right)^{1/4} \quad (39)$$

Дисперсійна крива поглинання визначається виразом:

$$I(\Delta\Omega) = I_{\max} \frac{\omega_0^2 \Gamma^2}{\Delta\Omega^2 + \omega_0^2 \Gamma^2} \quad (40)$$

$$I_{\max} = V \frac{H_1^2}{8} \cdot \frac{1-h_0}{\Delta\beta} \cdot \frac{\Omega^2}{\omega_0 \Gamma}$$

де $I(\Delta\Omega) = \bar{F}$, $\Delta\Omega$ – відхилення власної резонансної частоти Ω міжфазної межі від частоти зовнішнього поля ω .

2.4 Вплив магнітних збурень на магнітну сприйнятливність системи

Наступний ефект, який може бути практично застосований, пов'язаний з різкою (кореневою) залежністю природної частоти Ω від величини поля $\varepsilon = 1-h_0$ та кута напрямку γ (15). Цей факт призводить до особливої чутливості характеристик поглинання до вказаних величин в околі резонансу при невеликих значеннях $\varepsilon, |\gamma| \ll 1$. Ця обставина дає можливість

використовувати цю систему як функціональний елемент з високою селективністю до величини та напрямку магнітного поля.

Дійсно, коли налаштовано на "резонанс", магнітна сприйнятливість плівки буде реагувати на найменші зовнішні збурення. Покажемо це на прикладі тензорної компоненти магнітної сприйнятливості χ_{zz} , яку можна легко визначити експериментально. Припустимо, що датчик магнітного поля містить як функціональний елемент раніше розглянуту ферит-гранатову плівку і має регульовані джерела магнітного поля. Вибравши поле керування $\mathbf{h} = (\gamma h_0, 0, h_0)$, ми задовольняємо умовам резонансу так, щоб частота коливань міжфазної межі співпала з частотою змінного зовнішнього поля $\Omega = \omega_0 \sqrt{\frac{2\gamma}{3}} \cdot (2\varepsilon)^{1/4}$. У цих умовах компонент магнітної сприйнятливості має максимальне значення $(\chi_{zz})_{\max} = \frac{\Omega \varepsilon}{2 \Delta \beta \Gamma}$. Якщо далі цей датчик вводиться у зовнішнє магнітне поле з компонентами $\Delta \mathbf{h} = (\Delta h_x, 0, \Delta h_z)$, результуюче магнітне поле, що діє на плівку, стає рівним $\mathbf{h} = (\gamma h_0 + \Delta h_x, 0, h_0 + \Delta h_z)$, і порушує стан резонансу.

У цьому випадку співвідношення компоненти тензора магнітної сприйнятливості до його максимального значення буде визначено співвідношенням

$$\frac{\chi_{zz}}{(\chi_{zz})_{\max}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\Omega^2}{\Gamma^2} \left(\frac{\Delta h_x}{2\gamma} - \frac{\Delta h_z}{4\varepsilon} \right)^2}}. \quad (41)$$

Оскільки для епітаксійних плівок феритгранету параметри ослаблення коливань магнетизації мають порівняно невелике значення ($\Gamma/\Omega \sim 10^{-2}$) [113], то можна побачити, що навіть при слабких збуреннях зовнішнього магнітного поля $\Delta h_x/\gamma, \Delta h_z/\varepsilon \sim 10^{-1}$, магнітна сприйнятливість системи падає приблизно на порядок відносно її значення на резонанс. Ці зміни будуть апроксимуватися відношенням

$$\frac{(\chi_{zz})_{\max}}{\chi_{zz}} \approx \frac{\Omega}{\Gamma} \left(\frac{\Delta h_x}{2\gamma} - \frac{\Delta h_z}{4\varepsilon} \right). \quad (42)$$

Очевидно, що для датчиків магнітного поля, утворених на основі ферит-гранатових плівок з типовими параметрами $4\pi - \beta_0 \sim 1$, $m_0 \approx 20G$ для налаштування характеристик $\gamma \approx 0.05$, $\varepsilon \approx 0.1$, будуть виявлятися постійні магнітні поля $|\Delta H| \sim 10^{-1} \div 10^{-2} Oe$.

З виразу (42) випливає, що різні компоненти магнітного поля впливають на магнітну сприйнятливість однаково, отже, для визначення напрямку магнітного поля вибір має здійснюватися, наприклад, шляхом зміни орієнтації функціонального елемента (плівка ферит-гранат) у просторі. Ця проблема стосується конструктивних особливостей інструменту та виходить за рамки цього дослідження.

Таким чином, продемонстровано, що в умовах просторової неоднорідності магнітних параметрів у феромагнітній плівці можуть бути утворені міжфазні межі розділювальних областей з різними властивостями намагнічування. Ця границя охоплює всю площину плівки, має високу рухливість, характерну для звичайних доменних стін, і умови резонансу його коливань надзвичайно чутливі до параметрів магнітного поля. Природно використовувати таку систему як високочутливий, вузькоспрямований детектор магнітного поля.

Висновки

Робота «Неоднорідні магнітні конфігурації та їх вплив на динамічні властивості ферромагнітних плівок з просторово модульованими параметрами» присвячена дослідженню властивостей ферит-гранатової плівки з просторово-неоднорідним параметром анізотропії у великих зовнішніх полях, коли доменна структура плівки відсутня. Було показано що в ферромагнітних плівках з неоднорідною анізотропією може бути сформована міжфазна межа при певних значеннях і напрямках магнітного поля. Ця границя має стійку магнітну конфігурацію. Вона орієнтована паралельно до площини плівки і відокремлює області з різним характером намагніченості. Область, де плівка повністю намагнічена в одному напрямку називається однорідною, а область у якій напрямок намагніченості відрізняється від напрямку зовнішнього прикладеного поля – неоднорідною. У змінному магнітному полі коливання міжфазних меж може супроводжуватися резонансом. Визначено поля та частотні залежності компонент тензора магнітної сприйнятливості. Показано, що коефіцієнти сприйнятливості при резонансі надзвичайно чутливі до напрямку зовнішнього магнітного поля.

На основі рівнянь динаміки намагніченості Ландау – Ліфшиця описані особливості формування міжфазної межі 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.

Магнітна система, розглянута в роботі, може бути використана в якості високочутливого гостроспрямованого детектора магнітного поля.

Результати роботи були представлені на двох конференціях:

3. Yu.I. Dzhezherya, D.P. Azarkh, V.V. Kruglyak Magnetic resonance in a ferromagnetic film with modulated anisotropy under the orientational phase-transition //4th International research and practice conference

NANOTECHNOLOGY and NANOMATERIALS NANO-2016 August 24 - 27,
2016, Lviv, Ukraine

4. Yu.I. Dzhezherya, A.O. Khrebtov, V.V. Kruglyak, D.P. Azarkh Sharp-pointed susceptibility of ferromagnetic films with inhomogeneous in thickness magnetic anisotropy// 5th International research and practice conference NANOTECHNOLOGY and NANOMATERIALS NANO-2017, August 23- 26, 2017.Chernivtsi, Ukraine

А також вийшли дві статті:

5. Y.I. Dzhezherya, D.P. Azarkh, E.S. Klimuk, A.O. Khrebtov Magnetic resonance of the interphase boundary in ferromagnetic films with modulated anisotropy under orientational phase transition conditions// Low Temperature Physics 44 (1), 45-49
6. Y.I. Dzhezherya, A.O. Khrebtov, D.P. Azarkh, S.P.. Kruchinin Sharp-pointed susceptibility of ferromagnetic films with magnetic anisotropy inhomogeneous in thickness // International Journal of Modern Physics B, 1840034

Список використаних джерел

1. Bertaut F., Forrat F. Structure des ferrites ferrimagnetiques des terres rares //Comptes Rendus Hebdomadaires Des Seances De L Academie Des Sciences. – 1956. – Vol. 242. – №. 3. – P. 382-384.S.
2. Geller S., Gilleo M. A. Structure and ferrimagnetism of yttrium and rare-earth–iron garnets //Acta Crystallographica. – 1957. – Vol. 10. – №. 3. – P. 239-239.
3. Wigen P. E., McMichael R. D., Jayaprakash C. Route to chaos in the magnetic garnets //Journal of magnetism and magnetic materials. – 1990. – Vol. 84. – №. 3. – P. 237-246.
4. Kabos P., Stalmachov V. S. Magnetostatic Waves and Their Application. – Springer Science & Business Media – 2012.
5. J. D. Adam, L. E. Davis, G. F. Dionne, E. F. Schloemann, and S. N. Stitzer Ferrite devices and materials //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2002. – Vol. 50. – №. 3. – P. 721-737.
6. Stancil D. D., Prabhakar A. Spin Waves: Theory and Applications// Springer, New York – 2009.
7. Shone M. The technology of YIG film growth //Circuits, Systems and Signal Processing. – 1985. – Vol. 4. – №. 1-2. – P. 89-103.
8. Y. Krockenberger, K.-S. Yun, T. Hatano, S. Arisawa, M. Kawasaki, and Y. Tokura, Layer-by-layer growth and magnetic properties of $Y_3Fe_5O_{12}$ thin films on $Gd_3Ga_5O_{12}$ //Journal of Applied Physics. – 2009. – Vol. 106. – №. 12. – P. 123911.
9. S. A. Manuilov and A. M. Grishin, Pulsed laser deposited $Y_3Fe_5O_{12}$ films: Nature of magnetic anisotropy II //Journal of Applied Physics. – 2010. – Vol. 108. – №. 1. – P. 013902.
10. M. Wu Nonlinear spin waves in magnetic film feedback rings,” in Solid State Physics, edited by R. Camley and R. Stamps – Academic, Burlington – 2011 – P. 163–224.

11. *Kolmychek, I.A., Shaimanov, A.N., Baryshev, A.V.* Magneto-optical response of two-dimensional magnetic plasmon structures based on gold nanodisks embedded in a ferrite garnet layer// JETP Letters – 2015 – Vol. 102 – №. 1 – P. 46-50
12. *Popov, A. I., Gareeva, Z. V., Mazhitova, F. A., & Doroshenko, R. A.* Magnetolectric Properties of Epitaxial Ferrite Garnet Film //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2018. Vol. 461 – Pages 128-131
13. *Шагаев В.* Феррит-гранатовые пленки с двумя термостабильными частотами ферромагнитного резонанса// Письма в ЖТФ – 2006 – Т.32 – №18 – С.1-6
14. *Vishnevskii, V. G., Berzhansky, V. N., Lugovskoy, N. L., Prokopov, A. R., & Pankov, F. N.* Features of linear defects eddy current images obtained with use of ferrite garnet films //Solid State Phenomena. – Trans Tech Publications, 2015. – Vol. 230. – P. 273-278.
15. *Helseth, L. E., Hansen, R. W., Il'yashenko, E. I., Baziljevich, M., & Johansen, T. H.* Faraday rotation spectra of bismuth-substituted ferrite garnet films with in-plane magnetization //Physical Review B. – 2001. – Vol. 64. – №. 17. – P. 174406.
16. *Poimanov, V. D., Shkar, V. F., Nepochatykh, Y. I., Vedamanichkam, S., Shavrov, V. G., Koledov, V. V.* Manifestation of unidirectional exchange anisotropy in ferrite-garnet films with a “weak” sublattice //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2017. – Vol. 443. – P. 319-323.
17. *Vasiliev, M., Alameh, K.* Influence of Substrate Stage Temperature and Rotation Rate on the Magneto-Optical Quality of RF-Sputtered Bi 2.1 Dy 0.9 Fe 3.9 Ga 1.1 O 12 Garnet Thin Films //Applied Sciences (2076-3417). – 2018. – Vol. 8. – №. 3.
18. *Emori, S., Gray, B. A., Jeon, H. M., Peoples, J., Schmitt, M., Mahalingam, K., Bornstein, A. C.* Coexistence of Low Damping and Strong Magnetoelastic Coupling in Epitaxial Spinel Ferrite Thin Films //Advanced Materials. – 2017. – Vol. 29. – №. 34.

19. *Sakharov, V. K., Khivintsev, Y. V., Vysotskii, S. L., Stognij, A. I., Filimonov, Y. A.* Enhanced nonreciprocity of magnetostatic surface waves in yttrium-iron-garnet films deposited on silicon substrates by ion-beam evaporation //IEEE Magnetics Letters. – 2017. – Vol. 8. – P. 1-5.
20. *Sahu B. N., Prabhu R., Venkataramani N., Prasad S., Krishnan R., Nabialek A., Žuberek R* Magnetostriction studies in nano-crystalline zinc ferrite thin films by strain modulated ferromagnetic resonance //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2018. – Vol. 460. – P. 203-206.
21. *Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А.* В мире магнитных доменов// Киев: Наукова думка. – 1986.
22. *Фарзтдинов М. М., Шамсутдинов М. А., Халфина А. А.* Структура доменных границ в ортоферритах //ФТТ. – 1979. – Т. 21. – №. 5. – С. 1522.
23. *Geller S.* Crystal structure of gadolinium orthoferrite, $GdFeO_3$ //The Journal of Chemical Physics. – 1956. – Vol. 24. – №. 6. – P. 1236-1239.
24. *Landolt-Bornstein.* Magnetic and other properties of oxides and related compounds, Part a: Garnets and perovskites// **Edit by** K.-H. Hellwege, A. M. Hellwege – CondensedMatter – Vol.12A – 1978.
25. *N. Adachi, V. P. Denysenkov, S. I. Khartsev, A. M. Grishin, and T. Okuda.* Epitaxial $Bi_3Fe_5O_{12}$ (001) films grown by pulsed laser deposition and reactive ion beam sputtering techniques //Journal of Applied Physics. – 2000. – P. 88. – №. 5. – P. 2734-2739.
26. *Gilleo M. A., Geller S.* Magnetic and Crystallographic Properties of Substituted Yttrium-Iron Garnet, $3Y_2O_3 \cdot xM_2O_3 \cdot (5-x)Fe_2O_3$ //Physical Review. – 1958. – Vol. 110. – №. 1. – P. 73.
27. *Buhrer C. F.* Faraday rotation and dichroism of bismuth calcium vanadium iron garnet //Journal of Applied Physics. – 1969. – Т. 40. – №. 11. – С. 4500-4502.

28. *Hansen P., Witter K., Tolksdorf W.* Magnetic and magneto-optic properties of lead-and bismuth-substituted yttrium iron garnet films //Physical Review B. – 1983. – T. 27. – №. 11. – C. 6608.
29. *Scott G. B. et al.* Magnetic circular dichroism and Faraday rotation spectra of $Y_3Fe_5O_{12}$ //Physical Review B. – 1975. – T. 12. – №. 7. – C. 2562.
30. *Wittekoek S., Popma T. J. A.* Magneto-optic Kerr rotation of bismuth-substituted iron garnets in the 2–5.2-eV spectral range //Journal of Applied Physics. – 1973. – T. 44. – №. 12. – C. 5560-5566.
31. *Hansen P., Witter K.* Growth-induced uniaxial anisotropy of bismuth-substituted iron-garnet films //Journal of applied physics. – 1985. – T. 58. – №. 1. – C. 454-459.
32. *Strocka B., Holst P., Tolksdorf W.* An empirical formula for the calculation of lattice constants of oxide garnets based on substituted yttrium-and gadolinium-iron garnets //Philips Journal of Research. – 1978. – T. 33. – C. 186-202.
33. *Hansen P. et al.* Recent advances of bismuth garnet materials research for bubble and magneto-optical applications //IEEE Transactions on Magnetics. – 1984. – T. 20. – №. 5. – C. 1099-1104.
34. *Mateika D., Völkel E., Haisma J.* Lattice-constant-adaptable crystallographics: II. Czochralski growth from multicomponent melts of homogeneous mixed-garnet crystals //Journal of crystal growth. – 1990. – T. 102. – №. 4. – C. 994-1013.
35. *Besser P. J. et al.* A stress model for heteroepitaxial magnetic oxide films grown by chemical vapor deposition //Materials Research Bulletin. – 1971. – T. 6. – №. 11. – C. 1111-1123.
36. *Fratello V. J. et al.* Effect of bismuth doping on thermal expansion and misfit dislocations in epitaxial iron garnets //Journal of crystal growth. – 1994. – T. 142. – №. 1-2. – C. 93-102.

37. Kahn F. J., Pershan P. S., Remeika J. P. Ultraviolet magneto-optical properties of single-crystal orthoferrites, garnets, and other ferric oxide compounds //Physical review. – 1969. – T. 186. – №. 3. – C. 891.
38. Scott G. B. et al. Magnetic circular dichroism and Faraday rotation spectra of $Y_3Fe_5O_{12}$ //Physical Review B. – 1975. – T. 12. – №. 7. – C. 2562.
39. Doormann V., Krumme J. P., Lenz H. Optical and magneto-optical tensor spectra of bismuth-substituted yttrium-iron-garnet films //Journal of applied physics. – 1990. – T. 68. – №. 7. – C. 3544-3553.
40. Kahl S., Popov V., Grishin A. M. Erratum Optical transmission and Faraday rotation spectra of a bismuth iron garnet film//Journal of Applied Physics. – 2004. – T. 96. – №. 3. – C. 1767-1767.
41. Simion B. M. et al. Growth and characterization of ($Y_3Fe_5O_{12}$ – $Bi_3Fe_5O_{12}$) heterostructures by pulsed laser deposition //Applied physics letters. – 1995. – T. 66. – №. 7. – C. 830-832.
42. Rastogi A. C., Moorthy V. N. Magnetic properties of multilayers of nano thin Co, Ce-doped and undoped yttrium iron garnet films for magneto-optic applications //Materials Science and Engineering: B. – 2002. – T. 95. – №. 2. – C. 131-136.
43. Chern M. Y. et al. Study of ultrathin $Y_3Fe_5O_{12}/Gd_3Ga_5O_{12}$ superlattices //Applied physics letters. – 1996. – T. 69. – №. 6. – C. 854-856.
44. Chern M. Y., Lee W. S., Liou D. R. Curie temperatures of $Y_3Fe_5O_{12}/Gd_3Fe_5O_{12}$ superlattices //Journal of magnetism and magnetic materials. – 1997. – T. 170. – №. 3. – C. L243-L247.
45. Chern M. Y., Liaw J. S. Study of $BixY_{3-x}Fe_5O_{12}$ Thin Films Grown by Pulsed Laser Deposition //Japanese journal of applied physics. – 1997. – T. 36. – №. 3R. – C. 1049.
46. Назаров О.М., Ниценко М.М. Наноструктури і нанотехнології.// Київ: НАУ. – 2012.
47. Adachi, N., Okuda, T., Denysenkov, V. P., Jalali-Roudsar, A., Grishin, A. M. Magnetic properties of single crystal film $Bi_3Fe_5O_{12}$ prepared onto Sm_3

(Sc, Ga) $5O_{12}$ (1 1 1) //Journal of magnetism and magnetic materials. – 2002. – Vol. 242. – P. 775-777.

48. Chern M. Y., Liaw J. S. Study of $BixY_{3-x}Fe_5O_{12}$ Thin Films Grown by Pulsed Laser Deposition //Japanese journal of applied physics. – 1997. – Vol. 36. – №. 3R. – P. 1049.

49. Chern M. Y. et al. Red shift of Faraday rotation in thin films of completely bismuth-substituted iron garnet $Bi_3Fe_5O_{12}$ //Japanese Journal of Applied Physics. – 1999. – Vol. 38. – №. 12R. – P. 6687.

50. Kahl S., Grishin A. M. Pulsed laser deposition of $Y_3Fe_5O_{12}$ and $Bi_3Fe_5O_{12}$ films on garnet substrates //Journal of applied physics. – 2003. – Vol. 93. – №. 10. – P. 6945-6947.

51. Kahl, S., Khartsev, S. I., Grishin, A. M., Kawano, K., Kong, G., Chakalov, R. A., & Abell, J. S. Structure, microstructure, and magneto-optical properties of laser deposited $Bi_3Fe_5O_{12}/Gd_3Ga_5O_{12}$ (111) films //Journal of applied physics. – 2002. – Vol. 91. – №. 12. – P. 9556-9560

52. Tepper T., Ross C. A. Pulsed laser deposition and refractive index measurement of fully substituted bismuth iron garnet films //Journal of Crystal Growth. – 2003. – Vol. 255. – №. 3-4. – P. 324-331.

53. Watanabe N., Takahashi N., Tsushima K. Non-equilibrium garnet films grown by pulsed laser deposition //Materials chemistry and physics. – 1998. – Vol. 54. – №. 1-3. – P. 173-176.

54. Okuda, T., Katayama, T., Kobayashi, H., Kobayashi, N., Satoh, K., & Yamamoto, H. Magnetic properties of $Bi_3Fe_5O_{12}$ garnet //Journal of Applied Physics. – 1990. – Vol. 67. – №. 9. – P. 4944-4946.

55. Sakakima H., Osano K. Synthesis of new magneto-optical material; Bismuth iron garnet //IEEE Translation Journal on Magnetism in Japan (Institute of Electrical and Electronics Engineers);(USA). – 1988. – Vol. 3. – №. 6.

56. Gomi M., Satoh K., Abe M. New garnet films with giant Faraday rotation //Retrospective Collection. – Trans Tech Publications, 1991. – Vol. 7. – P. 919-924.

57. *Thavendrarajah, A., Pardavi-Horvath, M., Wigen, P. E., & Gomi, M.* Magnetic properties of sputtered Bi₃/Fe₅/O₁₂ //IEEE Transactions on Magnetics. – 1989. – Vol. 25. – №. 5. – P. 4015-4017.
58. *Kim, K. K., Song, J. H., Jung, H. J., Choi, W. K., Park, S. J., & Song, J. H.* The grain size effects on the photoluminescence of ZnO/ α -Al₂O₃ grown by radio-frequency magnetron sputtering //Journal of Applied Physics. – 2000. – Vol 87. – №. 7. – P. 3573-3575
59. *Okada, T., Yamada, S., Takeuchi, Y., & Wada, T.* Formation of carbon nitride films with high N/C ratio by high-pressure radio frequency magnetron sputtering //Journal of applied physics. – 1995. – Vol. 78. – №. 12. – P. 7416-7418.
60. *Lousa, A., Esteve, J., Muhl, S., & Martinez, E.* BCN thin films near the B₄C composition deposited by radio frequency magnetron sputtering //Diamond and related materials. – 2000. – Vol. 9. – №. 3-6. – P. 502-505
61. *Mino, S., Matsuoka, M., Shibukawa, A., & Ono, K. I.* Preparation of Bi iron garnet film with a two-step growth technique //Japanese journal of applied physics. – 1990. – Vol. 29. – №. 10A. – P. L1823.
62. *S. Mino, M. Matsuoka, A. Tate, A. Shibukawa, and K. Ono.* Completely Bi-Substituted Iron Garnet (BIG) films prepared by Electron Cyclotron Resonance (ECR) sputtering //Japanese journal of applied physics. – 1992. – Vol. 31. – №. 6R. – P. 1786.
63. *Matsuo S., Kiuchi M.* Low temperature chemical vapor deposition method utilizing an electron cyclotron resonance plasma //Japanese journal of applied physics. – 1983. – Vol. 22. – №. 4A. – P. L210.
64. *Fukuda Y. et al.* Current-voltage characteristics of electron-cyclotron-resonance sputter-deposited SrTiO₃ thin films //Japanese journal of applied physics. – 1994. – Vol. 33. – №. 9S. – P. 5255.
65. *D.Mateosa, J.A.Dinizb, N.Nedeva, S.N.M.Munozc. M.Curiela. M.Mederosb. B.Valdeza. G.Monteroa.* Thin SiO₂/ α -Si: H/SiO₂ multilayer insulators obtained by electron cyclotron resonance chemical vapor deposition at

room temperature for possible application in non-volatile memories //Thin Solid Films. – 2017. – Vol. 628. – P. 96-100.

66. *Okada M., Katayama S., Tominaga K.* Preparation and magneto-optic properties of Bi-substituted yttrium iron garnet thin films by metalorganic chemical vapor deposition //Journal of applied physics. – 1991. – Vol. 69. – №. 6. – P. 3566-3570.

67. *Park J. H., Sudarshan T. S.* (ed.). Chemical vapor deposition. – ASM international, 2001. – Vol. 2.

68. *Jensen K. F.* Chemical vapor deposition. – ACS Publications – 1989.

69. *Stadler, B., Vaccaro, K., Yip, P., Lorenzo, J., Li, Y. Q., & Cherif, M.* Integration of magneto-optical garnet films by metal-organic chemical vapor deposition //IEEE transactions on magnetics. – 2002. – Vol. 38. – №. 3. – P. 1564-1567.

70. *Linares R. C.* Epitaxial growth of narrow linewidth yttrium iron garnet films //Journal of Crystal Growth. – 1968. – Vol. 3. – P. 443-446

71. *Linares R. C., Sloan III E. L.* Epitaxial growth of narrow linewidth yttrium iron garnet films //Journal of Crystal Growth. – 1974. – Vol. 27. – P. 249-252.

72. *Dötsch H.* Herstellung und Charakterisierung magnetischer Granatschichten //Abschlufibericht Teilprojekt A. – 2000. – Vol. 2.

73. *Eschenfelder A. H.* Magnetic bubble technology// Springer Science & Business Media, 2012. – Vol. 14.

74. *Hansen P., Witter K.* Growth-induced uniaxial anisotropy of bismuth-substituted iron-garnet films //Journal of applied physics. – 1985. – Vol. 58. – №. 1. – P. 454-459.

75. *Smith H. M., Turner A. F.* Vacuum deposited thin films using a ruby laser //Applied Optics. – 1965. – Vol. 4. – №. 1. – P. 147-148.

76. *Geohegan D. B., Chrisey D. B., Hubler G. K.* Pulsed laser deposition of thin films //Chrisey and GK Hubler (eds), Wiley, New York. – 1994. – P. 59-69.

77. *J. T. Cheung*. History and fundamentals of pulsed laser deposition//. Edit by In D. B. Chrisey and G. K. Hubler. Wiley-Interscience, New York, U.S.A. – 1994.
78. *P. C. Dorsey, S. E. Bushnell, R. G. Seed, and C. Vittoria*. Epitaxial yttrium iron garnet films grown by pulsed laser deposition //Journal of Applied Physics. – 1993. – Vol. 74. – №. 2. – P. 1242-1246.
79. *M. C. Onbasli, A. Kehlberger, D. H. Kim, G. Jakob, M. Kläui, A. V. Chumak, B. Hillebrands, and C. A. Ross* Pulsed laser deposition of epitaxial yttrium iron garnet films with low Gilbert damping and bulk-like magnetization //APL Materials. – 2014. –Vol. 2. – №. 10. – P. 106102.
80. *H. Buhay ; J.D. Adam ; M.R. Daniel ; N.J. Doyle ; M.C. Driver ; G.W. Eldridge ; M.H. Hanes ; R.L. Messham ; M.M. Sopira* Thick yttrium-iron-garnet (YIG) films produced by pulsed laser deposition (PLD) for integration applications //IEEE Transactions on Magnetics. – 1995. – Vol. 31. – №. 6. –P. 3832-3834
81. *D. Dijkkamp, T. Venkatesan, S. D.Wu, S. A. Shareen, Y. H. Min-Lee, W. L. McLean, and M. Croft* Preparation of Y-Ba-Cu oxide superconductor thin films using pulsed laser evaporation from high T_c bulk material //Applied Physics Letters. – 1987. – Vol. 51. – №. 8. – P. 619-621.
82. *Cho C. R., Grishin A.* Background oxygen effects on pulsed laser deposited $\text{Na}_{0.5}\text{K}_{0.5}\text{NbO}_3$ films: From superparaelectric state to ferroelectricity //Journal of Applied Physics. – 2000. – Vol. 87. – №. 9. – P. 4439-4448.
83. *Collins C. B., Davanloo F.* Noncrystalline carbon films with the bonding and properties of diamond //Pulsed laser deposition of thin films. – 1994. – P. 417.
84. *Kahl S.* Bismuth iron garnet films for magneto-optical photonic crystals// Mikroelektronik och informationsteknik – 2004.
85. *Vértesy G. et al.* Dependence of coercivity on the measurement method in epitaxial magnetic garnet films //Journal of magnetism and magnetic materials. – 1988. – Vol. 75. – №. 3. – P. 389-396.

86. *Shumate Jr P. W., Smith D. H., Hagedorn F. B.* The temperature dependence of the anisotropy field and coercivity in epitaxial films of mixed rare-earth iron garnets //Journal of Applied Physics. – 1973. – Vol. 44. – №. 1. – P. 449-454.
87. *Логунов М.В., Герасимов М.Г.* Коэрцетивная сила пленок ферритов-гранатов в зависимости от максимальной напряженности внешнего магнитного поля// Письма в ЖТФ – 1999 – Т.25 – №22 – С.39-43
88. *Raccard, D., Schlenker, C., Massenet, O., Montmory, R., & Yelon, A.* A New Property of Ferromagnetic-Antiferromagnetic Coupling //physica status solidi (b). – 1966. – Vol. 16. – №. 1. – P. 301-311.
89. *Pardavi-Horvath M.* Defects and their avoidance in LPE of garnets //Progress in Crystal Growth and Characterization. – 1982. – Vol. 5. – №. 3. – P. 175-220.
90. *Argyle B. E., Chaudhari P.* Dynamic Bubble Array Technique to Detect Defects //AIP Conference Proceedings. – AIP, 1973. – Vol. 10. – №. 1. – P. 403-407.
91. *Hagedorn F. B.* Analysis of Exchange-Coupled Magnetic Thin Films //Journal of Applied Physics. – 1970. – Vol. 41. – №. 6. – P. 2491-2502.
92. *Yushchuk, S. I., Yuryev, S. O., Moklyak, V. V., Nikolaychuk, V. J., Gorina, O. M., & Bilenka, O. B.* Вплив структурних дефектів епітаксійних феррит-гранатових плівок на їх магнітні властивості //Фізика і хімія твердого тіла. – 2015. – Т. 16. – №. 3. – С. 491-495.
93. *Джежеря Ю. И., Дроба Н. П., Кузь А. П.* Использование элементов доменных структур ферритгранатовых пленок в транспортировке магнитных микрочастиц //Research Bulletin of NTUU" Kyiv Polytechnic Institute". – 2009. – №. 5
94. *Гуревич А. Г., Мелков Г. А.* Магнитные колебания и волны. – Физматлит, 1994.

95. *Гласс Х. Л.* Ферритовые пленки для СВЧ-устройств //Труды института инженеров по электронике и радиоэлектронике. – 1988. – Т. 76. – №. 2. – С. 64-72.
96. *Marcelli R.* Magnetostatic wave single and multiple stage resonators //IEEE Transactions on Magnetics. – 1996. – Vol. 32. – №. 5. –Р. 4156-4161.
97. *Гуревич Н. В., Кисляков И. С.* Частотные преобразования для полосовых фильтров с арифметически симметричными амплитудно-частотными характеристиками //Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника. – 1988. – №. 12. – С. 69-71.
98. *Бокаленко И.Ю., Гуревич А.Г., Костюк П.С., Краснов Е.С.* Фильтры на ферритовых пленках// Вопросы радиоэлектроники. Сер. Технология производства и оборудование. – 1981 – Вып. 2 –С. 45-48
99. *Молчанов С. Ю., Ушаков Н. М.* Узкополосный свч фильтр для миллиметрового диапазона длин волн 1 //Академическая наука-проблемы и достижения. – 2015. – С. 162-165.
100. *Ющук С. И. и др.* Применение феррогранатовых эпитаксиальных структур в сверхвысокочастотной электронике //Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2005.
101. *Яковлев Ю. М., Генделев С. Ш.* Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике //Москва. – 1975.
102. *Шехтман Ф.И.* Перспективы использования устройств на магнитостатических волнах для аналоговойобработки СВЧ-сигна- лов // Радиоэлектроника за рубежом. 1979. – Вып. 25. – С. 9-23
103. *Дудоров В.Н., Рандошкин В.В., Телеснин Р.В.* Синтез и физические свойства монокристаллических пленок редкоземельных феррит-гранатов// УФН – 1977 – Т. 122 – С. 253
104. *Бутрим В.И., Дубинко С.В., Мицай Ю.Н.* Анизотропия и фазовые состояния феррит-гранатовых пленок с разориентированными поверхностями// ФТТ – 2003 – Т. 45 – С.1052

105. *Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И.*, Цилиндрические магнитные домены и их решетки// Наукова думка, Киев . 1988
106. *Рандошкин В.В., Гусев М.Ю., Козлов Ю.Ф., Неустроев Н.С.* О преимуществах безгистерезисных магнитооптических пленок при использовании в неразрушающей дефектоскопии// ЖТФ – 2000 – Т.70 – С.118
107. *A.Yu Kozhuhar.* Dynamics of electronic states in layered systems based on epitaxial ferrite-garnet films//Doct. Diss. Moscow – 2005 – P.393
108. *А.Р. Прокопов, С.В. Дубинко, А.О. Хребтов, М.И. Еремина* Особенности магнитоиндуцированного спин-переориентационного перехода в феррит-гранатовых пленках с анизотропией” угловая фаза”// ФТТ – 1997 – Т.39 – Р.1415
109. *Барьяхтар Ф. Г., Суслин Л. А., Хребтов А. О.* Переходные слои в LuSmCaGe-феррит-гранатовых пленках// ФТТ – 1986.
110. *Горобец Ю.И .,Ильчишин О.В. Клепиков В.Ф.* Связанные магнитоупругие волны в ферромагнитной пластинке с цилиндрической доменной структурой// ФММ – 1980 – Т.50 – С.261
111. *Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И., Ильчишин О.В., Савуцкий А.И., Ходосов Е.Ф., Хребтов А.О.* Измерение параметров тонких магнитных пленок с ЦМД индуктивно-частотным методом// Сб. Вопросы построения устройств на ЦМД – 1982 – Т.95 – С.7
112. *А.О. Hrebtov, E.F Hodosov.* Letters to Journal of Technical Physics 1984 – Т.10 – С.1127
113. *V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov, K.A.Safaryan,* On the phenomenological description of the damping of the domain walls in ferrite-garnets// Solid State Communications. – 1989
114. *Барьяхтар В. Г., Данилевич А. Г.* Диссипативная функция магнитных сред //Физика низких температур. – 2010.
115. *Малоземов А.П., Слонзуски Д.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами// Мир. Москва – 1982

116. *Джежеря Ю.И.* Влияние микромагнитной структуры доменных стенок на свойства изолированного домена в тонкой магнитной пленке// ЖЭТФ – 1999 – Т.115 – С.1315

117. *Джежеря Ю.И.* Влияние внутренней структуры доменных границ на устойчивость изолированного полосового домена в импульсном поле// ЖЭТФ – 1999 – Т.116 – С.1694

118. *Ломов С.А.* Введение в общую теорию сингулярных возмущений// М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы – 1981

119. Барьяхтар В. Г. Феноменологическое описание релаксационных процессов в магнетиках //ЖЭТФ.—1984.—87. – 1984. – №. 4. – С. 1501-1508.

120. Bar'yakhtar V. G. Crystal symmetry and the structure of the relaxation terms in the dynamic equations of motion for magnetization //Physica B Condensed Matter. – 1989. – Vol. 159. – P. 20-25.

121. Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А. Уравнение Ландау-Лифшица 80 лет истории, успехи и перспективы //Физика низких температур. – 2015. – Т. 41. – №. 9. – С. 855-863.

122. Барьяхтар В. Г. и др. Современные проблемы динамики намагниченности: от основ до сверхбыстрой релаксации //Киев: Химджест. – 2013.