

**КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА**

Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем  
Кафедра квантової радіофізики та наноелектроніки

До захисту допущено:

«На правах рукопису»

Завідувач кафедри \_\_\_\_\_ Ганна КАРЛАШ

« 20 » травня 2023 р.

**КВАЛІФІКАЦІЙНА МАГІСТЕРСЬКА РОБОТА**

на тему:

**«Магнітопружне керування частотою ФМР у феритових наночиліндрах та дослідження ефекту за допомогою симуляції у Object Oriented Micro Magnetic Framework (OOMMF)»**

**Виконав:**

студент 2-го курсу магістратури  
денної форми навчання  
спеціальності 105 Прикладна фізика  
ОНП «Прикладна фізика та наноматеріали»  
Європін Богдан Богданович

\_\_\_\_\_

**Науковий керівник:**

д.ф.-м. н., ННІ ВТ  
Попов Максим Олександрович

\_\_\_\_\_

**Рецензент:**

д.ф.-м. н., с.н.с.  
Вовченко Людмила Леонтіївна

\_\_\_\_\_

Засвідчую, що у цій магістерській роботі  
немає запозичень з праць інших авторів без  
відповідних посилань,  
студент \_\_\_\_\_

Робота допущена до захисту в ЕК рішенням кафедри квантової радіофізики та наноелектроніки від «19» травня 2023 р., протокол № 19.

Завідувач кафедри \_\_\_\_\_,

канд. фіз.мат. наук, доцент

Карлаш Ганна Юріївна

Київ 2023

## ЗМІСТ

РЕФЕРАТ	3
ВСТУП	4
1. ФЕРОМАГНІТНИЙ РЕЗОНАНС	5
1.1. Магнітопружній вплив на частоту феромагнітного резонансу	5
1.2. Типи циркуляції за умови феромагнітного резонансу	6
2. Здійснення симуляції в програмі OOMMF	8
2.1. Встановлення забезпечення та порядок й умови виконання симуляції	8
2.2. Запуск тестової симуляції	9
2.3. Розподіл намагніченості в залежності від висоти та шару та знаходження стану насиченої намагніченості вздовж осі	12
2.3.1. Перехід до насиченої намагніченості за магнітного поля 0.5 E зразка радіусу $R = 20$ нм в залежності від висоти.	12
2.3.2. Перехід до насиченої намагніченості зразка в залежності від змінного магнітного поля зразка $L = 36$ нм $R = 20$ нм	13
2.3.3. Перехід до насиченої намагніченості зразка висоти 36 нм для радіусів $R = 25$ нм в залежності від змінного магнітного поля	13
2.3.4. Перехід до насиченої намагніченості зразка висоти 32 нм в залежності від змінного магнітного поля для радіусів $R = 20$ нм та $R = 25$ нм	14
2.3.5. Перехід до насиченої намагніченості зразка радіусів $R = 15$ нм та $R = 25$ нм в залежності від його висоти $L$	15
2.3.6. Перехід до насиченої намагніченості зразка радіусів $R = 15$ нм $L = 20$ нм в залежності від магнітного поля	16
ВИСНОВКИ	18

### РЕФЕРАТ

Звіт з дослідницької практики 19 с, 15 рис., 13 джерел.

Наведено результати теоретичних досліджень та запропонована перевірка й дослідження за допомогою проведення комп'ютерної симуляції в об'єктно орієнтованому середовищі ООММФ магнітопружного методу керування частотою феромагнітного резонансу (вигляд та тип циркуляцій) у зразку із залізо-ітрієвого гранату  $Y_3 [Fe]_5 O_{12}$  виготовленого у вигляді наноциліндру.

Ключові слова:  $Y_3 [Fe]_5 O_{12}$ , ФЕРИТИ, ЗАЛІЗО-ІТРИЄВИЙ ФЕРИТ-ГРАНАТ, ЦИЛІНДРИЧНІ МАГНІТНІ НАНОЦИЛІНДРИ, ФЕРОМАГНІТНИЙ РЕЗОНАНС, МАГНІТОПРУЖНЕ КЕРУВАННЯ ЧАСТОТОЮ, ООММФ.

## ВСТУП

Феромагнітний резонанс проявляється у вибіркового поглиннанні феромагнетиком енергії електромагнітного поля при частотах, що збігаються з власними частотами прецесії магнітних моментів електронної системи феромагнітного зразку у внутрішньому ефективному магнітному полі. Або іншими словами, це нестабільні збудження по всьому об'ємі зразка коливань однорідної прецесії вектора намагніченості, що викликаються магнітним НВЧ-полем, перпендикулярним постійному намагніченому полі

Феромагнітний резонанс виявляється методами магнітної радіоспектроскопії. Його основні характеристики — резонансні частоти, релаксація, тип статичної циркуляції намагніченості, форма і ширина ліній поглинання та нелінійні ефекти визначаються колективною багатоелектронною природою феромагнетизму. При цьому, наявність доменної структури в феромагнетикі ускладнює процес, приводячи до можливості появи декількох резонансних піків, а резонансне поглинання НВЧ енергії викликає його локальний нагрів.

Частота феромагнітного резонансу плоского зразка в паралельному зовнішньому полі  $B$  обчислюється за формулою Ч. Киттеля (англ. C. Kittel) де  $M$  — намагніченість феромагнетика,  $\mu_0$  — магнітна стала (магнітна проникність вакууму), а  $\gamma$  — гіромагнітне співвідношення:

$$f = \gamma / 2\pi \sqrt{B(B + \mu_0 M)}$$

Дослідження явища для різних типів зразку є корисним з практичної точки зору, оскільки використання явища феромагнітного резонансу лежить в основі роботи багатьох надвисокочастотних пристроїв: резонансних вентилів і фільтрів, параметричних підсилювачів і перетворювачів частоти, обмежувачів потужності.

## 1. ФЕРОМАГНІТНИЙ РЕЗОНАНС

### 1.1. Магнітопружний вплив на частоту феромагнітного резонансу

Рух вектора намагніченості при феромагнітному резонансі описується рівнянням Ландау-Ліфшица-Гільберта:

$$\frac{dM}{dt} = -|\gamma|M \times B_{eff} + \frac{a}{M_s} \left( M + \frac{dM}{dt} \right) \quad (1.1)$$

Де  $M$  – магнітний вектор,  $B_{eff}$  – ефективне поле, яке включає обмінні, зовнішні поля та поле розмагнічування,  $a$  – коефіцієнт затухання,  $\gamma$  – гіромагнітне співвідношення.

Для зразків нееліпсоїдальної форми, а також для випадку просторово-неоднорідних коливань намагніченості вектор намагніченості буде являтися функцією просторових координат:  $M = M(r)$ .

У цьому випадку розв'язання рівняння (1.1) аналітичними методами можливо лише для обмеженої кількості задач. Однак рівняння Ландау-Ліфшица-Гільберта майже завжди можна розв'язати числовими методами, з використанням спеціалізованих пакетів програмного забезпечення.

Після отриманні розв'язку, для кожної точки простору всередині феромагнетика можна отримати спектр потужності змінної намагніченості за допомогою швидкого Фур'є-перетворення, застосувавши його до значень амплітуд, у відповідні часові відліки  $t_i = i \cdot \Delta t, i = 0 \dots N$  де  $T = N \cdot \Delta t$  – загальний час симуляції. Роздільна здатність по частоті при цьому буде  $\Delta f = 1/T$ .

$$S_z(r_j, k \cdot \Delta f) = \left| \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N M_z(r_j, i \cdot \Delta t) e^{\frac{-i \cdot 2\pi(k-1)(i-1)}{N}} \right|^2 \quad (1.2)$$

Сумарна ж спектральна потужність є сумою локальних Фур'є компонент по просторовим координатам  $r_j$ :

$$S_z(k \cdot \Delta f) = \sum_j S_z(r_j, i \cdot \Delta f) \quad (1.3)$$

## 1.2. Типи циркуляції за умови феромагнітного резонансу

Одна з важливих властивостей феромагнетиків, завдяки якій є можливість їх широкого прикладного використання – здатність перебувати у різних метастабільних станах. На щастя, кількість різних метастабільних станів для наномагнетиків значно менше, ніж у звичайних, завдяки чому їх усіх можливо перерахувати та відобразити. Це зумовлено в першу чергу тим, що характерні розміри нано-зразків знаходяться в зоні монодоменності, відповідно, розбиття зразка на домени не відбувається, і все різноманіття можливих конфігурації доменної структури враховувати не потрібно.

Типова карта метастабільних станів для зразків у формі прямих кругових циліндрів показана на рисунку 1[3] у координатах  $R/L_E$  та  $L/L_E$ ,

$$L_E = \sqrt{\frac{4\pi A}{\mu_0 \gamma_B M_S^2}} = \sqrt{\frac{4\pi \cdot 3.5 \cdot 10^{-12}}{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 140000^2}} = 42.2 \cdot 10^{-9} \text{ м} \quad (1.4)$$

де  $L$  – товщина циліндра,  $R$  – його радіус, а – характерна довжина обмінної взаємодії. Тут  $A = 3.5 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Дж}}{\text{м}}$  та  $M_S = 140000 \frac{\text{А}}{\text{м}}$  – константи обмінної взаємодії та магнітна насиченість матеріалу,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  – магнітна проникність вакууму,  $\gamma_B$  1всистеміСІ. – параметри зразка.

Найпростішими магнітними станами наномагнетиків є квазіоднорідні: в площині та поза площиною. Нехтуючи квазірівномірністю, вносячи лише невелику поправку, енергії цих станів стають однаковими в циліндрах із

співвідношенням сторін  $g = \frac{L}{R} = g_j = 1,812$ . При цьому критичному співвідношенні сторін пряма лінія (a) на рисинку 1 не має енергетичних бар'єрів між станами, а лінія рівноваги збігається з лінією стійкості для кожного. Розв'язки з енергією вихрових станів, що дорівнює енергіям квазіоднорідних станів з виходом або без виходу поза площину, залежно від співвідношення сторін визначають лінію (b). Лінії (a) і (b) розділяють області з різними основними станами частинки, які можна досягти експериментально, наприклад, шляхом простого відпалу або термічної релаксації через достатній час очікування. Дослідження стійкості вихору відносно зміщення від осі циліндру створюють лінію (c), нижче якої для найменшого  $R/L_E$  вихровий стан неможливий без зовнішньої стабілізації. Це нижня межа співіснування циркуляцій та розподілів квазірівномірних станів. Дослідження намагніченості типу C дає змогу побудувати лінію (f).

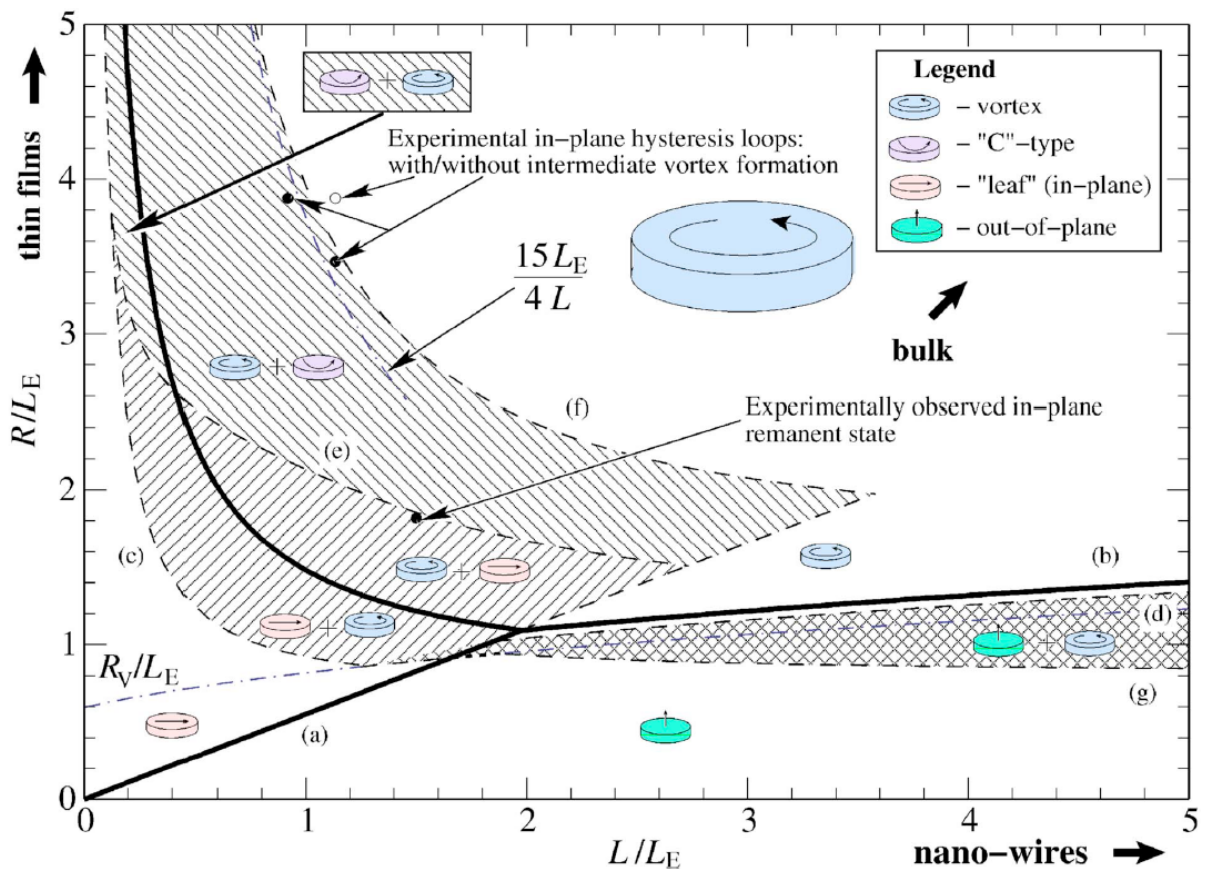


Рис. 1. Графічна репрезентація метастабільних циркуляцій у нано-циліндрі. Суцільні лінії показують еквіпотенціальні лінії енергій нижніх станів. Штрихові лінії відповідають втраті стійкості відповідно стану. Кілька станів, представлених символами зі стрілками, можуть бути стабільними в затінених областях. Крайній лівий в кожній групі вказує на основний стан. Формула показують асимптотику лінії переходу С-вихору, а інша штрих-пунктирна лінія є рівноважний щодо зміну типу циркуляції.

## 2. Здійснення симуляції в програмі OOMMF

### 2.1. Встановлення забезпечення та порядок й умови виконання симуляції

Встановлення програмного забезпечення стабільної версії OOMMF 1.2 beta 4 (30-Sep-2020) за адресою <https://math.nist.gov/oommf/software-12.html> [2] та виконання інструкцій вказаних у README.txt. Виконання відповідних команд за допомогою завчасно встановленої Tcl-Tk сумісної версії 8.6 (що використовується для отримання користувачем графічного інтерфейсу програми користувачем) у консолі:

```
cd (oommfpath) (перехід до директорії програми)
```

```
tclsh oommf.tcl pmake upgrade (компіляція прекомпільованих файлів)
```

```
tclsh oommf.tcl (запуск за допомогою tcltk)
```

Для достовірних результатів будь-який розмір комірки, що використовується в розрахунках, не повинен перевищувати довжину обміну (5).

Після встановлення метастатичних циркуляцій 3D намагніченість може бути розрахована мікромагнітним методом моделювання на основі чисельного інтегрування рівняння руху Ландау-Ліфшица-Гілберта.

## 2.2. Запуск тестової симуляції

Один з варіантів запуску є вибір «Запускати за допомогою TclTку вікні Відкрити за допомогоюTclCommandShell»файлу oommf.tcl

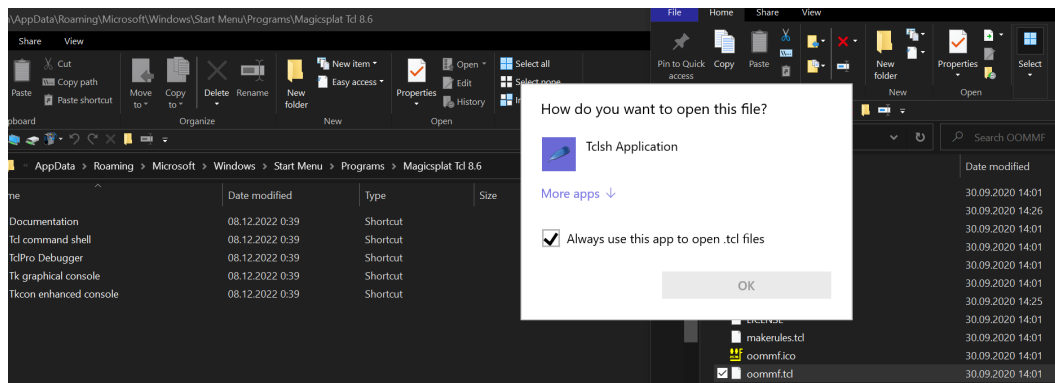


Рис. 2.1 Запуск файлу

TclCommandShell зазвичай у : `C:\\Users\\%USERNAME%\\AppData\\Roaming\\Microsoft\\Windows\\Start Menu\\Programs\\Magicsplat Tcl 8.6`

`oommf.tcl` у головній папці `oommf`

Oxsiі це рушій програми. Також є тестові файли у папці `*/app/oxs/examples`, що мають розширення `.mif`(або `.mif2`)[1][2]

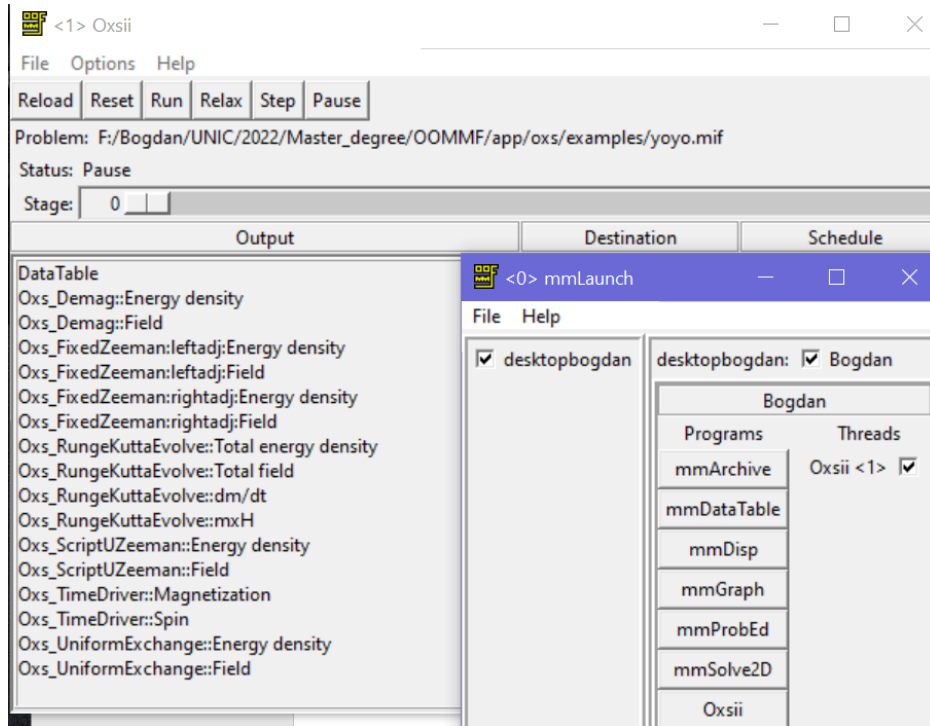


Рис. 2.2 Інтерфейс програми

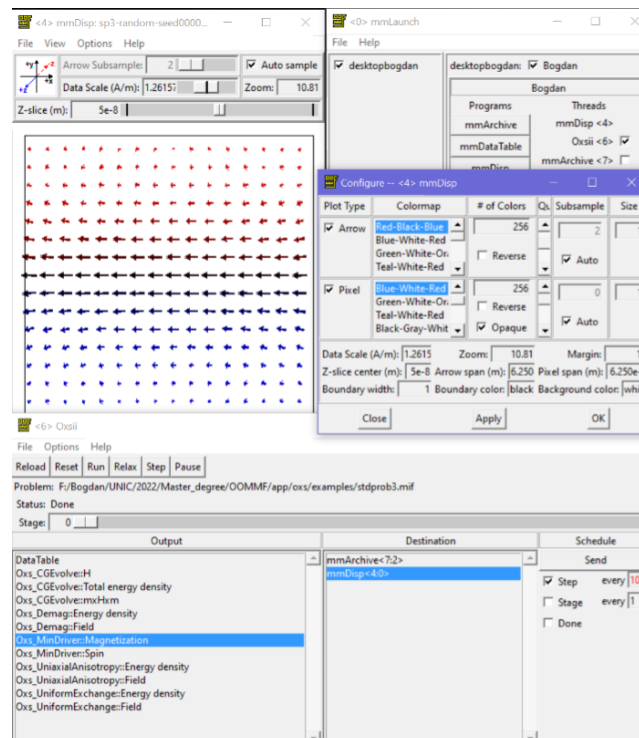


Рис. 2.3 Приклад тестової симуляції stdprob3.mif [11]

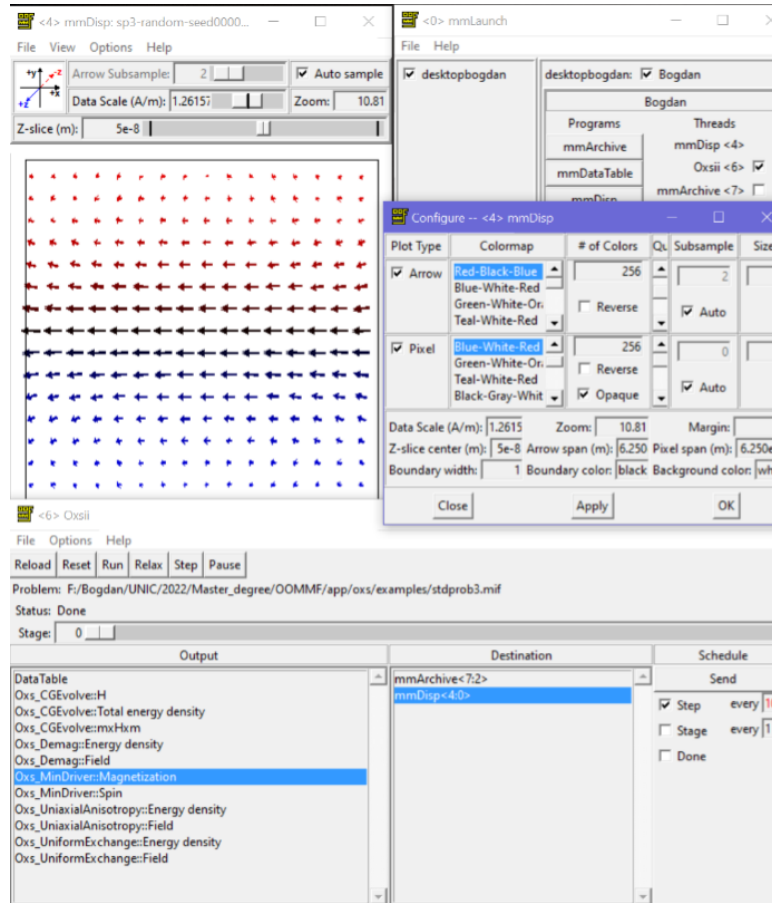


Рис. 2.4 Створення циліндру без додаткового поля. Стан спокою

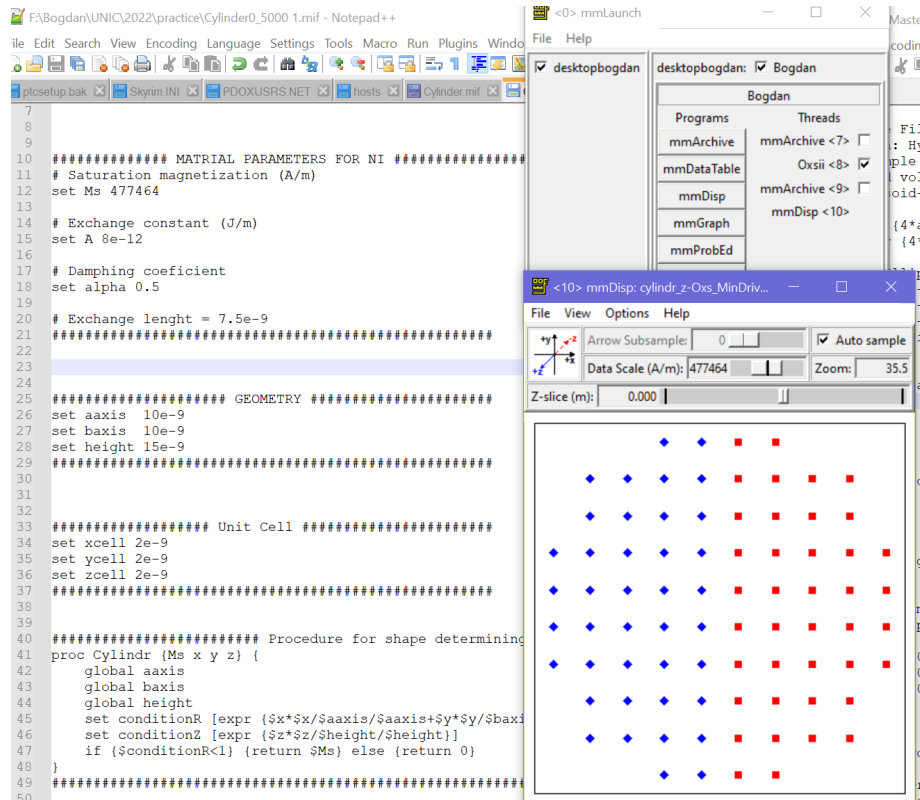


Рис. 2.5 Приклад з дією магнітного поля вздовж Hz

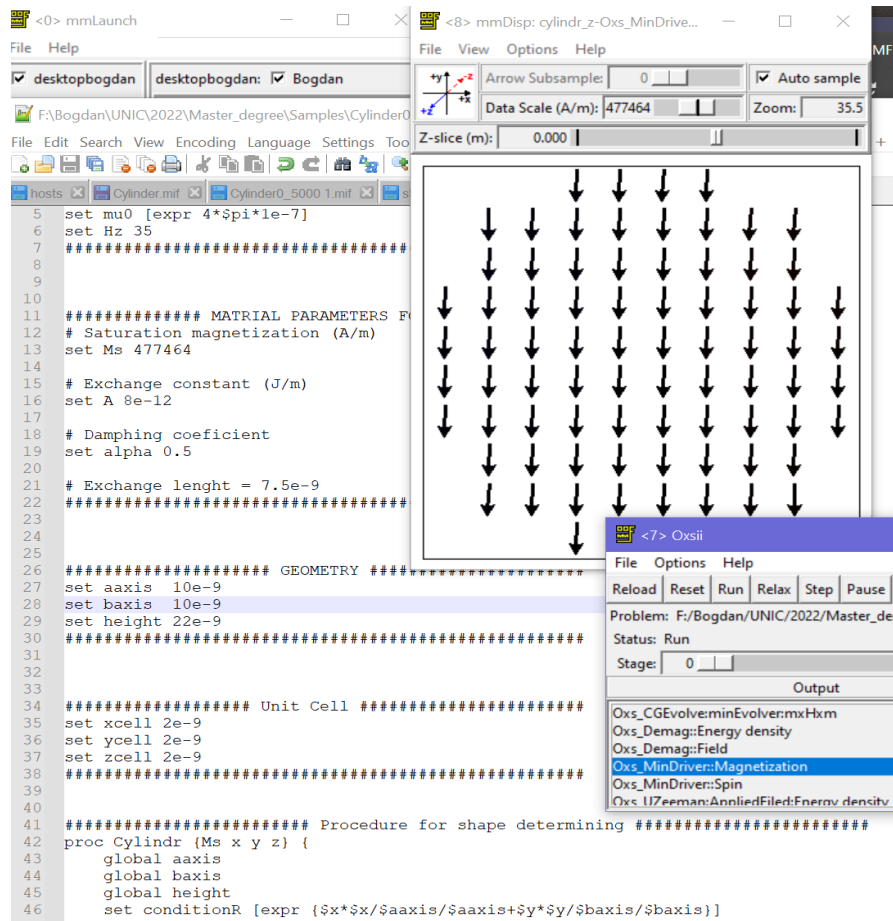


Рис. 2.6 Тестове поле намагнічуваності

### 2.3. Розподіл намагніченості в залежності від висоти та шару та знаходження стану насиченої намагніченості вздовж осі

Об'єкт дослідження – зразок залізо-ітрієвий гранат  $Y_3Fe_5O_{12}$ , під час моделювання який має дискретизацію  $2 \cdot 10^{-9}$  м та параметри:  $A = 3.5 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Дж}}{\text{м}}$  та  $M_S = 140000 \frac{\text{А}}{\text{м}}$  – константи обмінної взаємодії та магнітна насиченість матеріалу а  $\alpha = 0.01$  – стала затухання Гільберта  $-L_E = 42.2 \cdot 10^{-9}$  м -довжина обмінної взаємодії.

Знаходиться висота, де відбувається зміна стану намагніченості з «вздовж площини циліндра» (leaf-in-plane) до перпендикулярного площині (вздовж осі). (рис. 16) (out-of-plane)

Зміна знаку після стану насичення намагнічування вказує на напрям намагніченості.

### 2.3.1. Перехід до насиченої намагніченості за магнітного поля 0.5 Е зразка радіусу $R = 20$ нм в залежності від висоти.

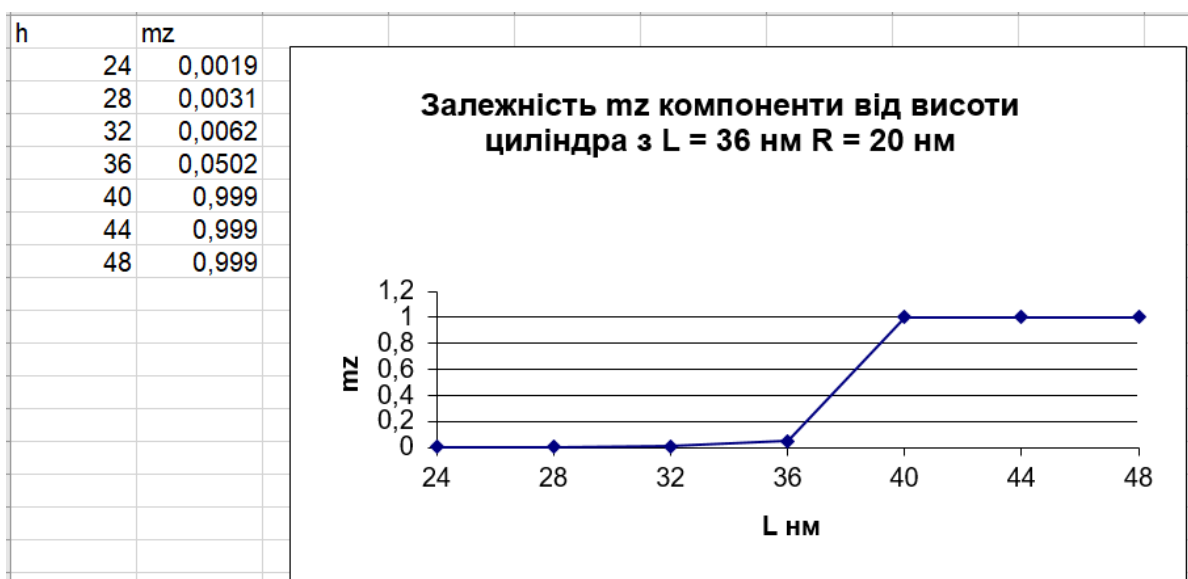


Рис. 2.7 Перехід до насиченої намагніченості за магнітного поля 0.5 Е зразка радіусу  $R = 20$  нм в залежності від висоти.

Результати розрахунків показали, що зміна стану намагніченості відбувається за висоти  $L = 36$  нм.

### 2.3.2. Перехід до насиченої намагніченості зразка в залежності від змінного магнітного поля зразка $L = 36$ нм $R = 20$ нм

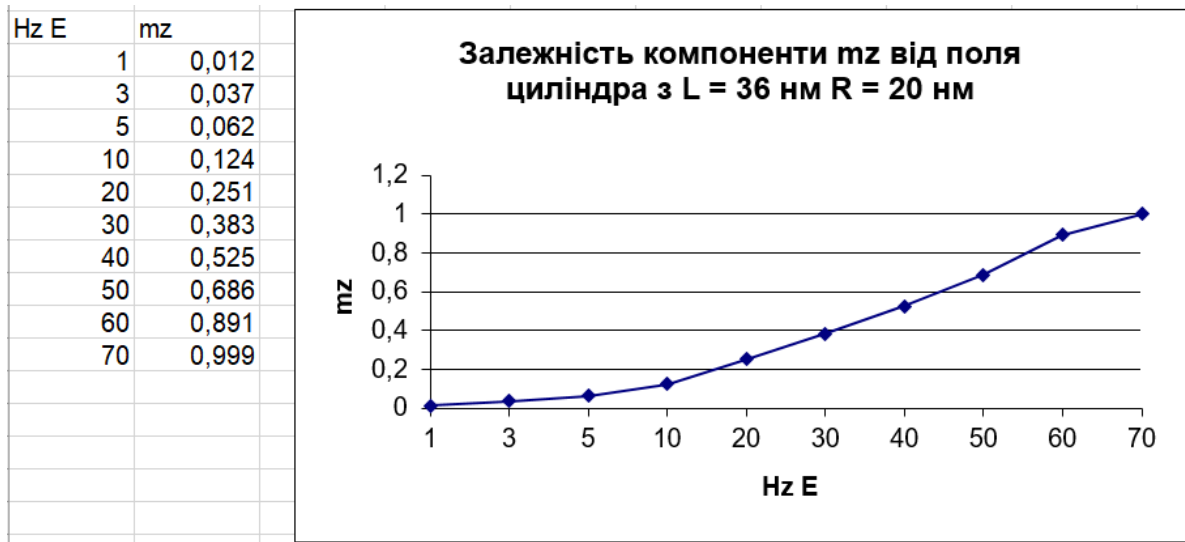


Рис. 2.8 Перехід до насиченої намагніченості зразка в залежності від змінного магнітного поля зразка  $L = 36$  нм  $R = 20$  нм

Зміна стану починається за поля 10 Е та закінчується при 70 Е.

### 2.3.3. Перехід до насиченої намагніченості зразка висоти 36 нм для радіусів $R = 25$ нм в залежності від змінного магнітного поля

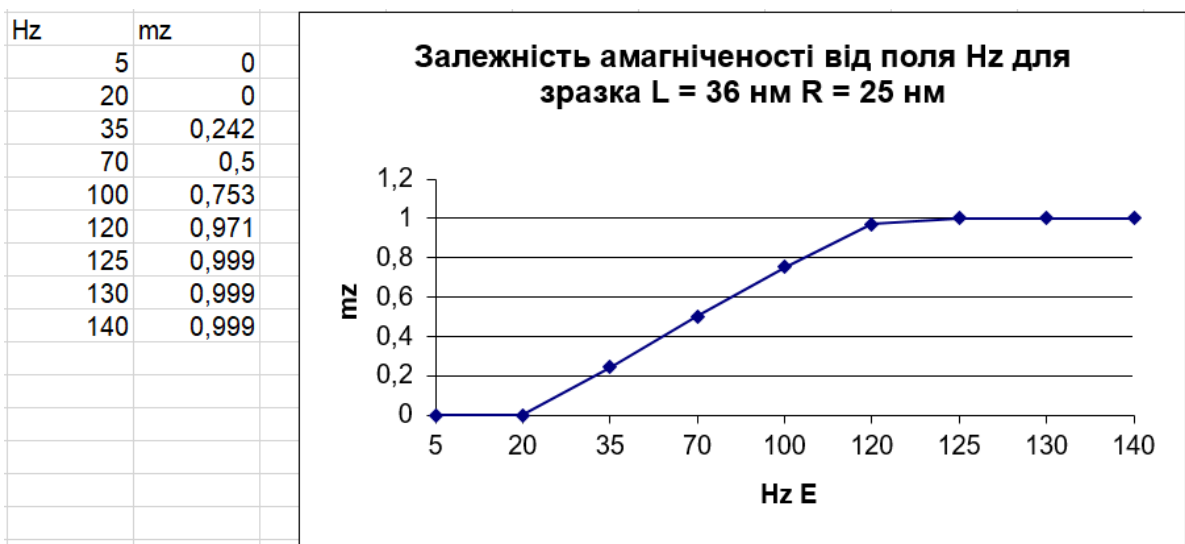


Рис. 2.9 Перехід до насиченої намагніченості зразка висоти 36 нм для радіусів  $R = 25$  нм в залежності від змінного магнітного поля

Зміна стану починається за поля 20 Е та закінчується при 125 Е

**2.3.4. Перехід до насиченої намагніченості зразка висоти 32 нм в залежності від змінного магнітного поля для радіусів  $R = 20$  нм та  $R = 25$  нм**

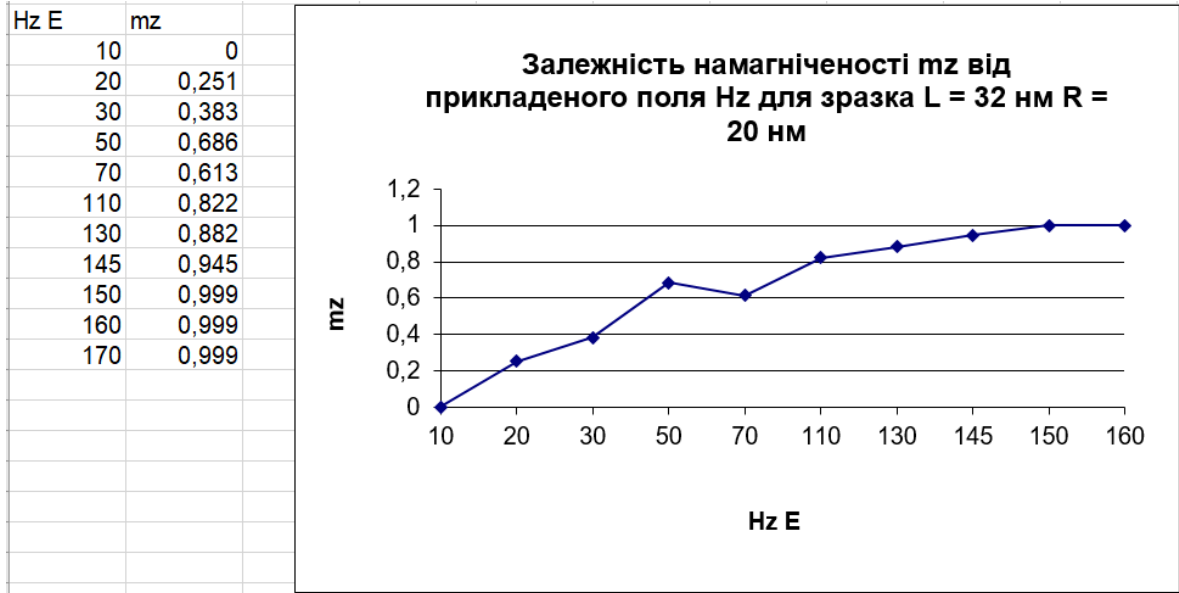


Рис. 2.10 Перехід до насиченої намагніченості зразка висоти 32 нм в залежності від змінного магнітного поля для  $R = 20$  нм

Зміна стану починається за поля 20 Е та закінчується при 150 Е

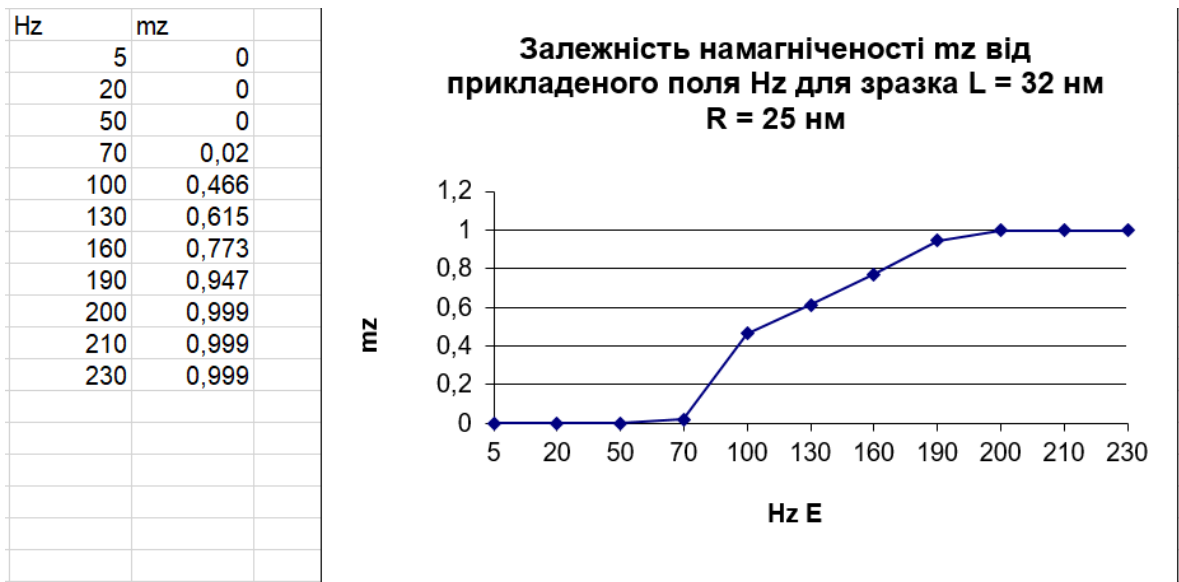


Рис. 2.11 Перехід до насиченої намагніченості зразка висоти 32 нм в залежності від змінного магнітного поля для  $R = 25$  нм

Зміна стану починається за поля 70 Е та закінчується при 200 Е

### 2.3.5. Перехід до насиченої намагніченості зразка радіусів $R = 15$ нм та $R = 25$ нм в залежності від його висоти $L$

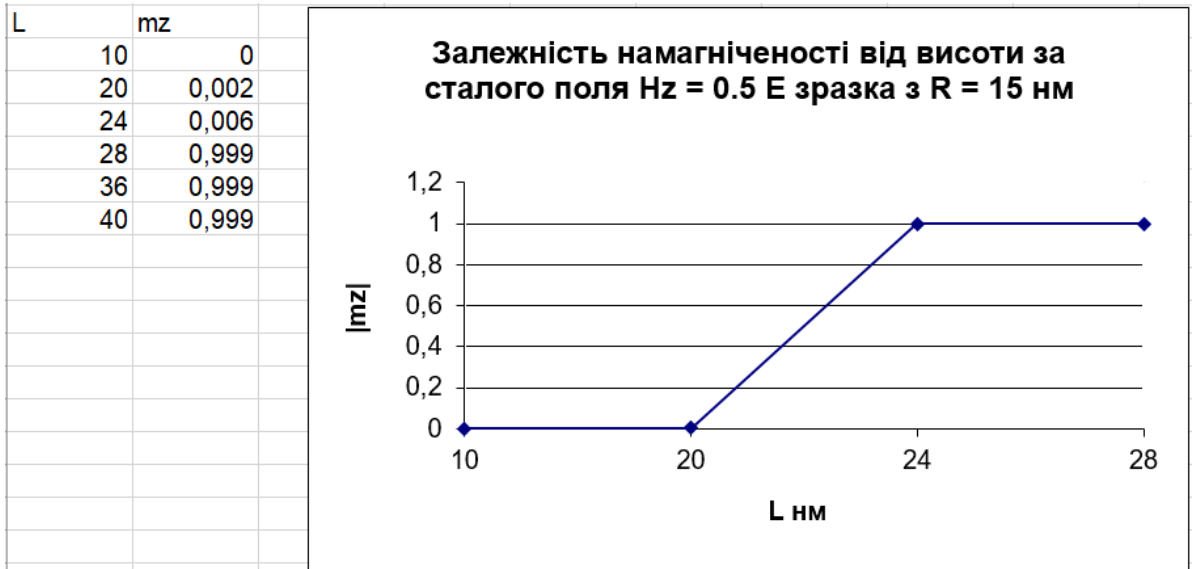


Рис. 2.12 Перехід до насиченої намагніченості зразка радіусів  $R = 15$  нм в залежності від його висоти  $L$

Результати розрахунків показали, що зміна стану намагніченості відбувається за висоти  $L = 20$  нм та перестав за висоти  $L = 24$  нм

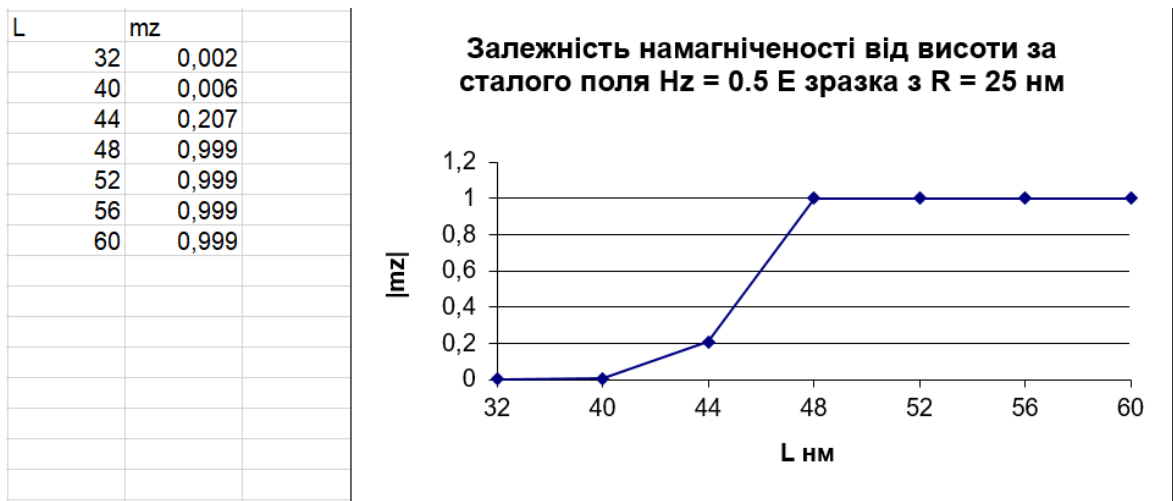


Рис. 2.13 Перехід до насиченої намагніченості зразка радіусів  $R = 25$  нм в залежності від його висоти  $L$

### 2.3.6. Перехід до насиченої намагніченості зразка радіусів $R = 15$ нм $L = 20$ нм в залежності від магнітного поля

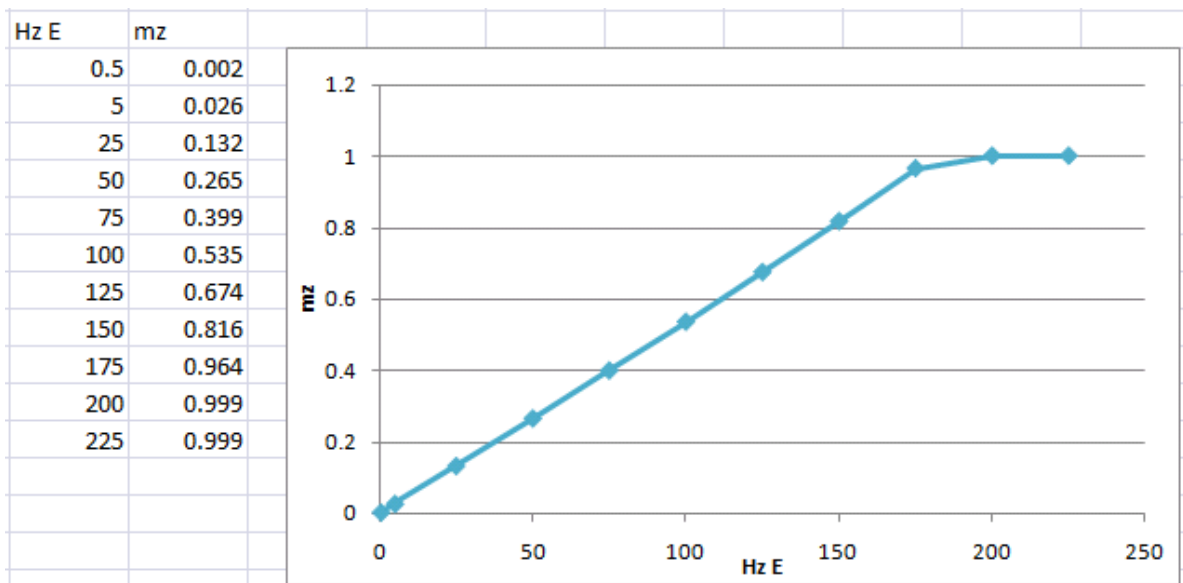


Рис. 2.14 Перехід до насиченої намагніченості зразка радіусів  $R = 15$  нм  $L = 20$  нм в залежності від магнітного поля

Зміна стану починається за поля 70 Е та закінчується при 200 Е

Результати розрахунків показали, що зміна стану намагніченості відбувається за висоти  $L = 40$  нм та перестає за висоти  $L = 48$  нм

Були досліджені переходи намагніченості вздовж площини до намагніченості вздовж осі циліндра й було показано, що за допомогою магнітної взаємодії можна для деяких циліндрів (в залежності від висоти, радіусу) можна змінювати напрям намагніченості.

Наприклад, для циліндру радіуса  $R = 20$  нм це можливо реалізувати для висот  $L$  у межах 32 – 38 нм, а для  $R = 25$  нм  $L$  у межах 42 – 48 нм, а для радіуса  $R = 15$  нм  $L = 20$  нм у межах

Це може використовуватись для керування стану феромагнітного резонансу у наноциліндрах, що у свою чергу може широко використовуватись у НВЧ приладах та техніці. Було показано, що

параметрами намагніченості дійсно можна керувати у структурах, що містять механічно зв'язані феромагнітні шари. Такі наноциліндри можна вирощувати на поверхні п'єзоелектричних структур задля того, щоб можна було керувати магнітними властивостями феритової структури, прикладаючи електричну напругу до п'єзоелектричної компоненти. При цьому управління електричним полем набагато більш швидким, ніж магнітним (оскільки не містить котушки соленоїду зі значною індуктивністю) та вимагає значно менших витрат енергії, бо необхідні для керування струми зменшуються на порядки.

Таким чином, використання композитних структур дозволяє суттєво розширювати функціональність НВЧ приладів на їх основі, а також знизити їх енергоспоживання. Наявність двох каналів керування (електричним і магнітним полем) розширює можливості з управління параметрами НВЧ пристроїв, а також дозволяє комбінувати способи управління, залежно від поставлених задач: чи здійснювати перестроювання магнітним полем у значному діапазоні, хоча і більш повільно, і з вищими затратами енергії; чи управляти приладом електричним полем – швидше і енерго-ефективніше, хоча і у вузькому діапазоні.

## **ВИСНОВКИ**

Під час виконаної роботи автор показав можливість використання додаткового поля для керування намагніченістю наноциліндра (певних геометричних розмірів), що в свою чергу може використовуватись для керування феромагнітним резонансом циліндрів, що вирощуються на п'єзоелектричних наноструктурах. В подальшому такі наноциліндри можуть мати керовану електричним полем змінну частоту феромагнітного резонансу.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. NUMERICAL INVESTIGATION OF DIPOLE-EXCHANGE SPINEXCITATIONS IN NICKEL NANOWIRES Zavislyak I. V., Popov M. A.
2. The Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) project at ITL/NIST
3. MAP OF METASTABLE STATES FOR THIN CIRCULAR MAGNETIC NANOCYLINDERS Konstantin L. Metlov and YoungPak Lee, Appl. Phys. Lett. 92, 112506 (2008); doi: 10.1063/1.2898888,
4. STRESS-INDUCED PERPENDICULAR MAGNETIZATION IN EPITAXIAL IRON GARNET THIN FILMS Masashi Kubot Atsushi Tsukazaki Fumitaka Kagawa Keisuke ShibuyaYusuke Tokunaga, Masashi Kawasaki and Yoshinori Tokura Applied Physics Express 5 (2012) 2012 The Japan Society of Applied Physics
5. MAGNETOSTRICTION CONSTANTS OF EPITAXIAL LA, GA ( YIG FILMS MEASURED MICROWAVE RESONANCE) B. Hoekstra, F. van Doveren, and J. M. Robertson 1977
6. INTEGRATED NON-RECIPROCAL DUAL H- AND E-FIELD TUNABLE BANDPASSFILTER WITH ULTRA-WIDEBAND ISOLATION Hwaider Lin, Jing Wu, Xi Yanf, Zhongqiang Hu, Tianxiang Nan, Saloru Emori, Yuan Gaol, Rongdi Guo, Xinjun Wang, and Nian X Sun
7. RECONFIGURABLE NANOSCALE SPIN-WAVE DIRECTIONAL COUPLER Qi Wang, Philipp Pirro, Roman Verba, Andrei Slavin, Burkard Hillebrands, and Andrii Chumak Science Advances 19 Jan 2018
8. MICROMAGNETIC SIMULATIONS OF SMALL ARRAYS OF SUBMICRON FERROMAGNETIC PARTICLES Christine C. Dantas\* and Luiz A. de Andrade 2008
9. MICROMAGNETIC CALCULATIONS OF FERROMAGNETIC RESONANCE IN SUBMICRON FERROMAGNETIC PARTICLESS. Jung, J. B. Ketterson, and V. Chandrasekhar 2002

10. ВЛИЯНИЕ КОСВЕННОГО ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНСВ МАГНИТНЫХ НАНОГРАНУЛИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ Ю.И. Джежеря, А.Ф Кравец, И.М. Козак\*Е.В. Шипиль, А.Н. Погорелый 2014

11. Michael Donahue youtube OOMMF Guide by Online Spintronics Seminar Series channel

12. Measurement of the intrinsic damping constant in individual nanodisks of YIG and YIG| Pt C. Hahn,<sup>1</sup> V.V. Naletov,<sup>1, 2, 3</sup> G. de Loubens,<sup>1</sup> O. Klein,<sup>1</sup> O. d'Allivy Kelly,<sup>2</sup> A. Anane,<sup>2</sup> R. Bernard,<sup>2</sup> E. Jacquet,<sup>2</sup> P. Bortolotti,<sup>2</sup> V. Cros,<sup>2</sup> J.L. Prieto, Instituto de Microelectrónica de Madrid (CNM, CSIC), Madrid 28760, Spain (Dated: 18 February 2014)

13. Measurements of the exchange stiffness of YIG films by microwave resonance techniques Stefan Klingler, Andrii V. Chumak, Tim Mewes, Behrouz Khodadadi, Claudia Mewes, Carsten Dubs, Oleksii Surzhenko, Burkard Hillebrands, Andrés Conca J. Phys. D: Appl. Phys. 48 (2015) 015001 (5pp) 25 Aug 2014