

# Реферат

Робота містить 60 сторінок, 17 ілюстрацій, 3 таблиці, 18 джерел за переліком посилань.

На сьогоднішній день дуже актуальною задачею спітроніки є дослідження антиферромагнетиків – магнітних матеріалів, що, на відміну від ферромагнетиків, не мають макроскопічної намагніченості. Їх використання як активних елементів спітроніки відкриває нові перспективи, завдяки тому, що вони:

- демонструють швидку (порівняно з ферромагнетиками) динаміку, тобто, мають значно менші характерні часи і більші частоти (ТГц діапазону);
- на відміну від ферромагнетиків не створюють магнітних полів і, відповідно, потребують менше енергії для керування станами;
- значно легше, ніж ферромагнетики, інтегруються в напівпровідникові сполуки і тому можуть використовуватися для створення технологічних пристроїв, що керуються виключно електричним полем/струмом.

В роботі розвинена феноменологічна модель для опису синтетичного антиферромагнетика під впливом спін-поляризованого струму. Отримані аналітичні вирази для частоти коливань векторів намагніченості та критичного струму. Чисельно промодельована динамічна поведінка і виявлені основні відмінності розглянутої системи від її граничних випадків – ферромагнетика та природнього антиферромагнетика.

## Наукова новизна одержаних результатів

- Вперше було розглянуто модель синтетичного антиферромагнетика під впливом спін-поляризованого струму, поляризація якого протилежно напрямлена до векторів намагніченості кожної з підґраток.
- Отримані аналітичні вирази для частоти та критичного струму.

**Ключові слова:** спітроніка, синтетичний антиферромагнетик, магнітотransпортні явища.

# Abstract

This paper contains 60 pages, 17 figures, 3 tables and 18 references.

The actual trend toward minimization of spintronic devices requires new fundamental investigation of low-dimensional magnetic system. While the systems based on ferromagnetic materials have thoroughly studied, the investigation of antiferromagnetic materials has received much less attention, mostly because of experimental and technique difficulties. However, it is tempting to use it because of its properties:

- vanishingly small macroscopic magnetization;
- ability to integrate into semiconductor compounds;
- much more higher eigen frequency ( compared with ferromagnets ).

These properties could allow to improve modern spintronic devices by increasing data density of magnetic storage media, by building THz generators and so on.

A phenomenological model is developed to describe synthetic antiferromagnetic system under the influence of spin-polarized current. The analytical expression of eigen frequency of system and critical current have been obtained. The basic dynamic behavior of synthetic antiferromagnets have been observed by numerical modelling.

**Keywords:** spintronics, synthetic antiferromagnets, magnetotransport phenomena.

# Зміст

<b>1</b>	<b>Вступ</b>	<b>8</b>
<b>2</b>	<b>Огляд літератури</b>	<b>9</b>
2.1	Гігантський магнітоопір . . . . .	9
2.2	Мікрохвильовий генератор . . . . .	11
2.3	Геометрія структур . . . . .	12
2.4	Дослідження АФМ структур . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Теоретичне підґрунтя</b>	<b>17</b>
3.1	Перехід від мікроскопічного описання магнетика до макро- скопічного . . . . .	17
3.2	Динамічні рівняння вектора намагніченості . . . . .	20
3.3	Динаміка намагніченості в антиферомагнетиках . . . . .	23
3.3.1	Власні коливання ідеального АФМ . . . . .	24
3.3.2	Динаміка АФМ під впливом спінополяризованого стру- му . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Модель</b>	<b>29</b>
<b>5</b>	<b>Аналітичні дослідження</b>	<b>32</b>
<b>6</b>	<b>Чисельні дослідження</b>	<b>37</b>
6.1	Граничні випадки синтетичного АФМ . . . . .	38
6.2	Динаміка синтетичного АФМ під впливом струму . . . . .	44
<b>7</b>	<b>Охорона праці та безпека в надзвичайних ситуаціях</b>	<b>50</b>
7.1	Аналіз робочого приміщення . . . . .	50
7.1.1	Робоче приміщення . . . . .	50
7.1.2	Електробезпека . . . . .	51
7.1.3	Робоче місце . . . . .	52
7.1.4	Оцінка виробничого шуму в приміщенні . . . . .	53
7.1.5	Повітря робочої зони . . . . .	53
7.1.6	Освітленість . . . . .	54
7.1.7	Безпека в надзвичайній ситуації . . . . .	55
7.2	Висновки . . . . .	55

**8 Висновки****57****Література****59**

# 1 Вступ

Спінтроніка – наука про керування спіновими ступенями вільності електрона, – зазвичай базується на використанні феромагнітних матеріалів як основних (активних) компонентів спінтронних приладів. Однак, існує широкий клас магнітних матеріалів – антиферомагнетиків, які не мають макроскопічного магнітного моменту, але можуть використовуватися для кодування інформації [1]. Використання антиферомагнетиків (АФМ) як активних елементів спінтроніки відкриває нові перспективи, оскільки антиферомагнетики:

- демонструють швидку (порівняно з феромагнетиками) динаміку, тобто, мають значно менші характерні часи і більші частоти (ТГц діапазону);
- на відміну від феромагнетиків не створюють магнітних полів і, відповідно, потребують менше енергії для керування станами;
- значно легше, ніж феромагнетики, інтегруються в напівпровідникові сполуки і тому можуть використовуватися для створення технологічних пристроїв, що керуються виключно електричним полем/струмом.

Однак, на сьогоднішній день поведінка АФМ матеріалів під дією електричного і, зокрема, спін-поляризованого струму, майже не досліджена. Окрема відкрита проблема спінтроніки антиферомагнетиків – здатність АФМ матеріалів впливати на спіновий стан електронів провідності і можливість керування неоднорідними станами антиферомагнетиків (доменними стінками) за допомогою струму.

Таким чином, актуальною задачею спінтроніки є дослідження процесів проходження струму і викликаного ним динаміки магнітних векторів в АФМ структурах.

В рамках вищесказаного була поставлена задача дослідження динамічних процесів в дискретній системі, що складається з двох феромагнітних прошарків із антиферомагнітним зв'язком між ними, під впливом спін-поляризованого струму.

## 2 Огляд літератури

Ще з 1925-го року відомо, що окрім електричного заряду електрон має спін, але тільки останнім часом ці велечини почали розглядати в комплексі. Класична електроніка піддає заряди впливу електричного поля, при цьому спіновими властивостями зазвичай нехтується. Ця тенденція почала змінюватись після відкриття в 1988 році ефекту гігантського магнітоопору (giant magnetoresistance (GMR)) [2] в магнітних багатошаркових плівках. Цей ефект поклав початок новій галузі науки та техніки – спінтроніки. GMR став першим рубежем на шляху застосування подібного впливу для управління електричним струмом, а його використання в зчитуючих головках жорстких дисків призвело до раптового збільшення густини запису інформації.

### 2.1 Гігантський магнітоопір

Електричний струм в металах обумовлений рухом під впливом електричного поля слабо зв'язаних з кристалічною ґраткою валентних електронів. Величина провідності визначається всіма можливими шляхами розсіяння цих електронів. В магнітоупорядкованих системах існує значний по величині магнітний вклад в розсіяння, що обумовлений розсіянням електронів провідності на магнітній ґратці системи.

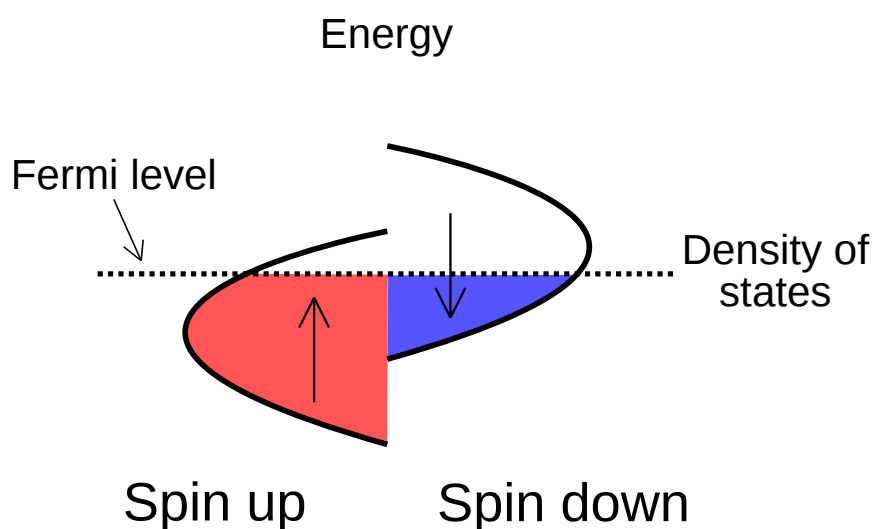


Рис. 1: Зонна структура ферромагнітних металів. Схематичне зображення зонної структури ферромагнітних металів, що відображає розчеплення енергетичних зон із врахуванням орієнтації спінів

В природніх феромагнітних металах (Fe, Ni, Co) в процесах провідності приймають участь електрони, що знаходяться на  $4s$  та  $3d$  орбіталах. Цікаво, що ненульовою намагніченістю ці метали завдячують саме  $3d$ -елекtronom. Цей факт говорить про те, що кількість  $3d$ -електронів, спін яких напрямлений вздовж макроскопічної намагніченості домінує, а струм, що тече через таку систему має бути частково поляризованим. Причиною цього явища є розчеплення  $3d$  енергетичних рівнів, що відносяться до орієнтації спінів «вгору» та «вниз» внаслідок обмінної взаємодії. Це призводить до того, що на рівні Фермі електрони мають різну густину станів та проявляють різну провідність (див. рис. 1). Такий характер спін-залежної провідності був вперше запропонований Моттом ще в 1936 році для пояснення деяких особливостей поведінки електричного опору феромагнітних металів поблизу температури Кюрі.

Ті ж процеси, що обумовлюють кінцеву провідність в металах, призводять до втрати струмом поляризації. Тому важливо визначити час спінової релаксації ( $\tau_s$ ), на протязі якого електрон провідності «пам'ятає» орієнтацію свого спіна. Більш зручною величиною є характерна довжина спінового пробігу  $l_s$ , що визначається як добуток середньої швидкості електрона на час спінової релаксації:  $l_s = \bar{v}_e \tau_s$ . Експериментально показано, що величина  $l_s$  перевищує 1 – 10 нм, що, при сьогоденному рівні розвитку технологій, дозволяє спостерігати ефекти спін-поляризованого транспорту.

Одним з найважливіших ефектів спінового транспорту є гігантський магнітоопір. Вперше його спостерігали в штучно створеній багатопрошарковій магнітній структурі Fe/Cr [2], в якій феромагнітні прошарки Fe товщиною 30 Å чергувались з немагнітними прошарками Cr товщиною 9–18 Å. Магнітні моменти атомів в межах одного феромагнітного прошарку орієнтувались паралельно, вздовж прошарку, а магнітні моменти сусідніх прошарків – антипаралельно (антиферомагнітно). В експерименті струм пропускали перпендикулярно прошаркам. Під впливом зовнішнього магнітного поля, що перевищує поле насичення  $H_s$  і орієнтовано вздовж магнітних прошарків, антиферомагнітний обмінний зв'язок між прошарками Fe руйнується і всі магнітні моменти атомів Fe стають паралельними (див. рис. 2). Магнітне поле, що спричиняє такий перехід є достатньо

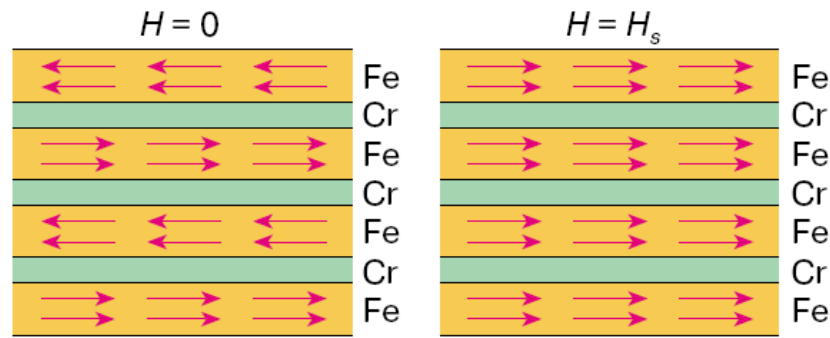


Рис. 2: *Схема багатопрошаркової структури Fe/Cr. Стрілки зображують напрям магнітних моментів атомів Fe.*

великим ( $H \approx 20$  кГс). В результаті раптового перерозподілу магнітних моментів електричний опір суттєво знижався (див. рис. 3).

Для пояснення ефекту GMR, в першому наближенні, можна припустити, що існує два незалежних канали провідності: зі спіном «вверх» ( $j_{\uparrow}$ ) та «вниз» ( $j_{\downarrow}$ ). При протіканні струму через ферромагнітну плівку з напрямком намагніченості, наприклад, «вверх», опір для першого каналу буде меншим за опір для другого каналу. Зменшення опору виникає внаслідок зменшення ефективного перерізу розсіяння електрона зі спіном, паралельним намагніченості системи, на магнітній підґратці [3].

При протіканні струму через систему при відсутності зовнішнього поля орієнтація намагніченості прошарків періодично змінюється, що призводить до збільшення опору для обох каналів. При «вмиканні» зовнішнього поля всі прошарки мають спільний напрямок поляризації, що призводить до зменшення опору для каналу, спін якого паралельний поляризації.

## 2.2 Мікрохвильовий генератор

З відкриттям ефекту транспорту спін-обертального моменту Слончевським та Брегером, відкрилися нові можливості генерації мікрохвиль, що не потребують застосування напівпровідникових технологій. Виявилось, що струм, що проходить через намагнічену прошаркову магнітну структуру, стає спін-поляризованим, і, якщо густина струму достатня, може переносити магнітний момент між прошарками, тим самим порушувати рівноважну орієнтацію намагніченості прошарків структури. В залежно-



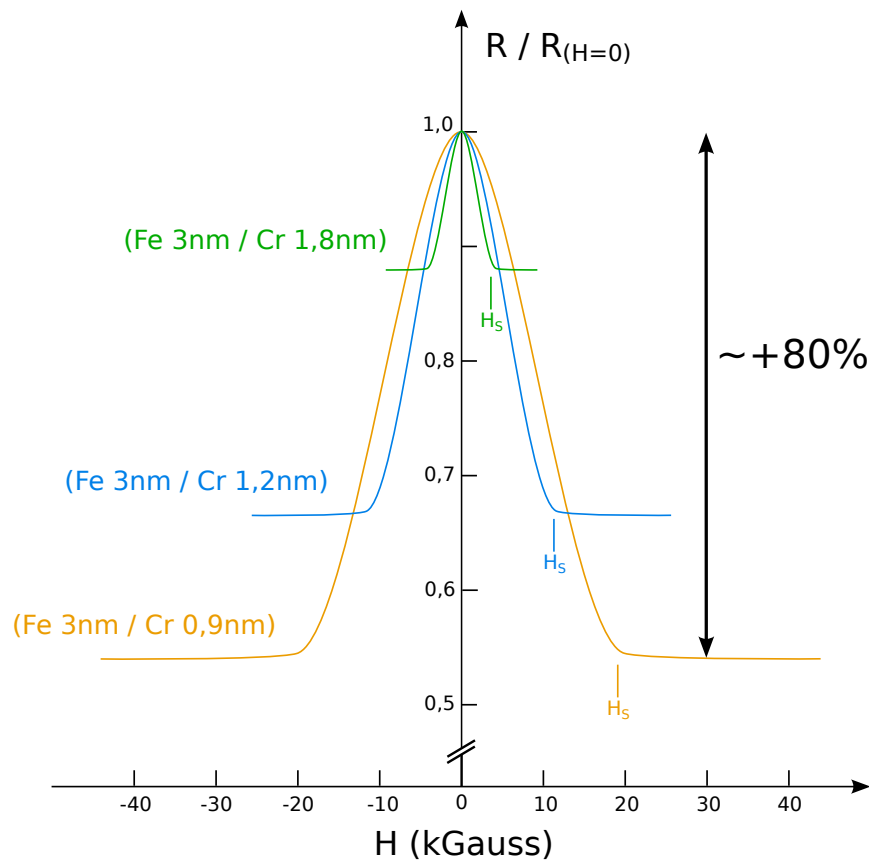


Рис. 3: Залежність електроопору від величини магнітного поля для структури Fe/Cr. Різними кольорами зображені системи з різною шириною немагнітного прошарку.

сті від геометрії та властивостей магнітної структури і величиною зовнішнього магнітного поля цей струм може призвести як до перевертання, так і до встановлення стійкої прецесії намагніченості. Частота прецесії намагніченості, що виникає під впливом спін-поляризованого струму дуже близька до найбільш нестабільної моди спінових хвиль у «вільному» магнітному прошарку, що залежить від густини струму, і лежить, як правило, в мікрохвильовому діапазоні. Згенеровані таким чином хвилі можуть бути зареєстровані як коливання опору багатошаркової магнітної структури завдяки ефекту гігантського (GMR) або тунельного (TMR) магнітоопору.

## 2.3 Геометрія структур

Магнітна багатошаркова структура застосовується для побудови спінових осциляторів ((STO) spin-torque oscillators). Зазвичай вона складається з порівняно товстого магнітного прошарку, намагніченість якого

фіксована і, напрямок якої задає напрямок поляризації струму, що проходить через структуру, прошарку з немагнітного матеріалу та тонкого «вільного» магнітного прошарку, поляризація якого осцилює з мікрохвильовою частотою, спричиненою транспортом спин-орбітального моменту від струму до прошарку. В якості немагнітного матеріалу можуть застосовуватися як немагнітні провідники ( $Cu$ ), так і тонкі прошарки діелектрика ( $MgO$ ). В першому випадку структуру називають спіновим клапаном, в другому – магнітний тунельний перехід (MTJ), що базується на TMR.

Дві найбільш поширені геометрії магнітних багатопрошаркових структур: магнітний наноконтакт та магнітний наностовб. У випадку магнітного наноконтакту «вільний» магнітний прошарок не обмежаний у площині прошарку, і тому магнітні осциляції збуджені спин-поляризованим струмом, можуть розповсюджуватись вздовж площини «вільного» магнітного прошарку. У випадку магнітного наностовпа «вільний» магнітний прошарок має обмежаний розмір у площині прошарку, що являє собою резонатор. Власні моди цього резонатора, що з'являються при протіканні струму через структуру, можуть бути просторово неоднорідними і мати дискретні частоти, що визначаються геометрією резонатора.

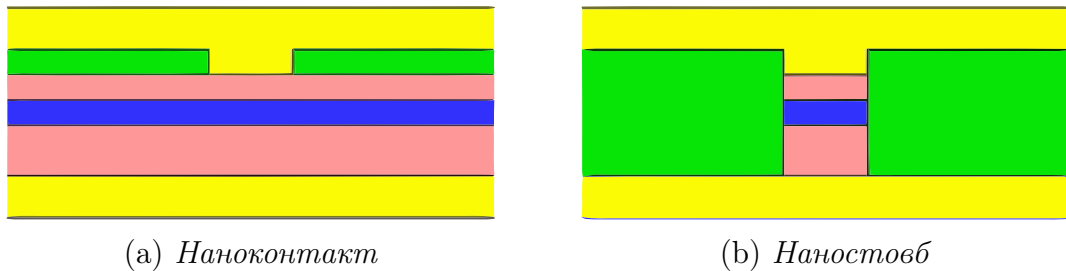


Рис. 4: *Різні види геометрій спінових осциляторів.* Рожевий колір – ферромагнетик, зелений – ізолятор, жовтий – електричний контакт, синій – розділяючий немагнітний прошарок.

Часто, для спрощення аналітичних викладок, припускають що збуджені моди спінових хвиль просторово однорідні. В роботі [4] було показано, що урахування просторової структури збуджених спінових хвиль призводить тільки до перенормування параметрів в універсальній моделі автоосцилятора, що використовується для аналітичного опису вищеписаних систем.

Важливо підкреслити, що в обох геометріях поперечний переріз контакту «вільного» магнітного прошарку з провідником, що замикає електричний контур, має бути нанорозмірним, щоб забезпечити величезну густину струму ( $10^7 - 10^8$  А/см<sup>2</sup>). Велика густина струму потрібна для того, щоб привнесений спин-орбітальний момент перевищував «тертя» в системі.

## 2.4 Дослідження АФМ структур

Можливість генерації спінових хвиль мікрохвильового діапазону та перевертання напрямку намагніченості спин-поляризованим струмом в магнітних багатошаркових структурах було теоритично передбачено Слончевських [5] та Бергером [6]. Пізніше були запропоновані альтернативні механізми транспорту спин-орбітального моменту в GMR, спінових клапанах та в магнітних тунельних переходах. Перші непрямі спостереження цих ефектів були здійснені в системах з геометрією наноконтактного типу [7], де в якості провідника використовували мідь. Пізніше схожі непрямі докази були отримані в системах типу наностовба [8].

Було встановлено, що при протіканні спин-поляризованого струму через феромагнітні системи, можуть виникати різноманітні ефекти спинтроники – поворот [5], стійка прецесія вектора намагніченості [9], генерація спінових хвиль [7], зсув доменних стінок, що розділяють області феромагнетика з протилежною орієнтацією намагніченості [10], перемикання між стійкими станами системи [11], бістабільні стани [12] та інші. Таке різноманіття магнітної динаміки та ефектів спинтроники цікаво як з теоретичної точки зору, так і практичної: для створення принципово нових і вдосконалення вже існуючих систем запису, обробки і зберігання інформації.

Останнім часом увагу дослідників почали привертати системи, що мають нехтовно малу макроскопічну намагніченість (наприклад антиферомагнетика (АФМ)). Ці системи повсякчас використовуються поряд з феромагнетиками, але тільки нещодавно було встановлено [13], що спин-поляризований струм чинить суттєвий вплив на і на них. Спроби побудувати аналітичні моделі для пояснення результатів експериментів зіштовхнулись з суттєвими труднощами.

По-перше, АФМ, в порівнянні з феромагнетиками, мають більш складну магнітну структуру, що характеризується щонайменше двома векторами ( АФМ вектором, що описує міру упорядкованості і макроскопічною намагніченістю, що виникає або в динамічних процесах, або під впливом зовнішнього магнітного поля). При цьому, особливо складною, в магнітному відношенні, буває структура АФМ металів, що, як раз і використовуються в експериментах.

По-друге, механізми взаємодії електронів провідності з електронами, що створюють магнітний порядок в АФМ, досліджені в меншій степені. Тим не менше, нещодавно з'явилася серія теоритичних робіт [14, 15], в яких були спроби описати розподіл спінової густини і спінових моментів, при проходженні спін-поляризованого струму через системи ФМ/АФМ, АФМ/ФМ, АФМ/АФМ. Розрахунки, що виконані на основі мікроскопічних підходів, показали, що в компенсованій АФМ плівці струм може приводити до виникнення модуляції спінової густини з тим же хвильовим вектором, що і хвильовий вектор АФМ структури. Це означає, що струм дійсно може викликати збурення, що пов'язані з високоенергетичними обмінними модами АФМ, при якому порушується антипаралельне упорядкування магнітних моментів.

З іншого боку, відомо, що слабкі магнітні та електромагнітні поля можуть викликати в АФМ низькоенергетичні збурення («акустичні» моди), в яких магнітні моменти підграток процесують, залишаючись практично антипаралельними по відношенню один до одного. Виникає природне питання: чи може спін-поляризований струм привести до таких самих ефектів? Відповідь на це питання дали автори в нещодавно опублікованій роботі [16]. В цій роботі було розвинута феноменологічна модель для опису впливу спін-поляризованого струму на властивості АФМ. Показано, що обумовлений спін-поляризованим струмом спіновий орбітальний момент залежить від вектора антиферомагнітизму і, в наслідок цього, відіграє суттєву роль в магнітній динаміці. Аналіз отриманих в роботі динамічних рівнянь вказує на можливість існування різноманітних ефектів, аналогічні тим, що спостерігались в феромагнетиках, наприклад, втрата стабільності певних напрямків, прецесія антиферомагнітного моменту навколо «важкого» напрямку. На відміну від феромагнетиків, спін-поляризований

струм в антиферромагнітних металів впливає на спектр спінових хвиль, він здатний збудити параметричний резонанс та призвести до спін-флоп переходу.

## 3 Теоретичне підґрунття

### 3.1 Перехід від мікроскопічного описання магнетика до макроскопічного

Спробуємо привести деякі міркування, які нам дозволять зробити формальний перехід від спінового гамільтоніана дискретної кристалічної ґратки до макроскопічної енергії магнетика в довгохвильовому наближенні.

При мікроскопічному описанні магнітних властивостей кристалів використовують найпростішу модель Гейзенберга. Базуючись на ній, припускають, що «магнітна» частина гамільтоніана кристала має вигляд:

$$\mathcal{H} = - \sum_{n,n'} \mathcal{J}(n - n') \mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'} \quad (1)$$

$n$  – векторний номер вузла кристалічної ґратки,  $\mathbf{S}_n$  – оператор спіна атома в цьому вузлі.  $\mathcal{J}(n - n')$  – обмінний інтеграл між двома вказаними вузлами. Обмінні інтеграли повністю визначають магнітне упорядкування в системі. При врахуванні тільки найближчих сусідів в кубічному кристалі отримуємо вираз:

$$\mathcal{H} = - \mathcal{J} \sum_{n,n_0} \mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n_0} \quad (2)$$

$n_0$  – векторний номер найближчих сусідів. Найпростіше узагальнення для анізотропного кристалу зводиться до заміни (2) на:

$$\mathcal{H} = - \sum_{n,n_0} (\mathcal{J}_1 S_n^x S_{n_0}^x + \mathcal{J}_2 S_n^y S_{n_0}^y + \mathcal{J}_3 S_n^z S_{n_0}^z) \quad (3)$$

Модель магнетика з гамільтоніаном (3), в якому константи  $\mathcal{J}_1, \mathcal{J}_2, \mathcal{J}_3$  різні, прийнято називати X-Y-Z моделлю. Обмінна взаємодія по своїй природі ізотропна, тому величини  $\mathcal{J}_1, \mathcal{J}_2, \mathcal{J}_3$  не сильно різняться. Окрім того слід враховувати так звану одноіонну анізотропію:

$$\mathcal{H} = - \sum_{n,n_0} (\mathcal{J}_1 S_n^x S_{n_0}^x + \mathcal{J}_2 S_n^y S_{n_0}^y + \mathcal{J}_3 S_n^z S_{n_0}^z) - \frac{1}{2} \sum [K_1 (S_n^x)^2 + K_3 (S_n^z)^2] \quad (4)$$

Де  $K_1$  та  $K_3$  – характеристики одноіонної взаємодії. Доданок, що пропорційний  $(S_n^y)^2$  відсутній в силу того, що для кожного вузла припускається

$\mathbf{S}_n^2 = \text{const.}$  Рівняння руху для оператора спіну має вигляд:

$$i\hbar \frac{\partial \mathbf{S}_n}{\partial t} = [\mathcal{H}, \mathbf{S}_n] \quad (5)$$

Для переходу від мікроскопічного описання магнетика з гамільтоніаном (3) до макроскопічного, що передбачає неперервний розподіл намагніченості, необхідно виконати наступну формальну процедуру.

1. Замінемо оператор спіна в вузлі кристалічної ґратки класичною величиною, що рівна магнітному моменту, що приходить на один вузол

$$\mathbf{S}_n \rightarrow -\frac{a^3}{2\mu_0} \mathbf{M}_n = -\frac{a^3}{2\mu_0} \mathbf{M}(\mathbf{x}_n), \quad (6)$$

де  $\mathbf{x}_n$  – радіус-вектор  $n$ -го вузла кристалічної ґратки.

2. Використовуючи неперервність функції  $\mathbf{M}(\mathbf{x})$ , розкладемо її в ряд:

$$\mathbf{M}_{n+n_0} = \mathbf{M}(\mathbf{x}_n) + x_i(n_0) \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} + \frac{1}{2} x_i(n_0) x_k(n_0) \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial x_i \partial x_k} + \dots \quad (7)$$

3. З урахуванням малої різниці між обмінними константами  $\mathcal{J}_k$  покладемо:

$$\mathcal{J}_k = \mathcal{J}_0 + \frac{1}{2} a^2 j_k, \quad k = 1, 2, 3 \quad (8)$$

Підставимо (6) – (8) в (3), обмежившись квадратичними по  $a$  членами розкладу ( $x_i(n_0) \sim a$ ), опустивши доданки пропорційні  $\mathbf{M}^2$ , та переходячи від сумування по вузлам кристалічної ґратки до інтегрування по об'єму кристала. Стверджується, що отриманий результат можна ототожнити з енергією магнетика. Виявляється, що:

$$W = \frac{1}{2} \alpha \left( \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{1}{2} \beta_1 M_x^2 - \frac{1}{2} \beta_3 M_z^2, \quad (9)$$

де

$$\alpha = \frac{1}{a} \mathcal{J}_0 \left( \frac{a^3}{2\mu_0} \right)^2.$$

Якщо в якості вхідного брати гамільтоніан (3), то константи анізотро-

пії мають вигляд:

$$\beta_1 = \left( \frac{a^3}{2\mu_0} \right)^2 \frac{j_1 - j_2}{a}, \quad \beta_3 = \left( \frac{a^3}{2\mu_0} \right)^2 \frac{j_3 - j_2}{a} \quad (10)$$

У випадку гамільтоніана 4 отримуємо:

$$\beta_1 = \left( \frac{a^3}{2\mu_0} \right)^2 \frac{j_1 - j_2 + a^2 K_1}{a}, \quad \beta_3 = \left( \frac{a^3}{2\mu_0} \right)^2 \frac{j_3 - j_2 + a^2 K_3}{a}$$

Важливо відмітити, що ефективна анізотропія, що описується другим і третім доданком в виразі для густини енергії (9), існує навіть в тому випадку, коли одноосна анізотропія в гамільтоніані (4) відсутня ( $K_1 = K_2 = 0$ ): вона виникає за рахунок анізотропії неоднорідного обміну ( $\mathcal{J}_1 \neq \mathcal{J}_2 \neq \mathcal{J}_3$ ).

При  $\beta_1 = 0$  магнетик називають одноосним. Якщо, до того ж,  $\beta_3 > 0$ , то має місце анізотропія типу легкого намагнічування. В основному магнетика з такою анізотропією вектор намагніченості направлений вздовж осі анізотропії.

Якщо  $\beta_1 = 0$  та  $\beta_3 < 0$ , то має місце анізотропія типу площини легкої намагніченості. В цьому випадку в основному стані вектор  $\mathbf{M}$  лежить в площині, перпендикулярній осі анізотропії.

При переході від рівняння руху для опертора спіна до класичного рівняння руху для намагніченості необхідно виконати перехід (6), замінити комутатор скобкою Пуассона і в якості функції Гамільтона взяти отриману нами енергію (9). Виконавши описану процедуру отримуємо:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}], \quad \mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta W}{\delta \mathbf{M}} \quad (11)$$

Приведені вище міркування не можуть розглядатися як строге фізичне доведення формул (11) та (9). Їх користь полягає в тому, що невеликими зусиллями ми отримали зв'язок макроскопічних параметрів з мікроскопічними (10).

При врахуванні зовнішнього магнітного поля  $\mathbf{H}$  вираз (9) повинен бути



доповнений так званою Зеемановською енергією:

$$\delta W = -\mathbf{H}_{\text{ext}}\mathbf{M}.$$

### 3.2 Динамічні рівняння вектора намагніченості

Динаміка намагніченості  $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$  у «вільному» феромагнітному прошарку в присутності спін-поляризованого струму описується рівнянням Ландау-Ліфшица-Гільберта з доданком Слончевського-Бергера, що відповідає за транспорт спін-орбітального моменту:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}] + \mathbf{T}_G + \mathbf{T}_S \quad (12)$$

Перший доданок в парвій частині рівняння описує стійку прецесію вектора  $\mathbf{M}$  навколо напрямку ефективного магнітного поля  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  ( $\gamma = g\mu_b/\hbar \approx 2.8$  МГц/Е - гіромагнітне співвідношення, де  $g$  - фактор Ланде,  $\mu_b$  - магнітон Бора), другий  $\mathbf{T}_G$  - дисипативний член, що описує затухання. Останній доданок  $\mathbf{T}_S$  описує взаємодія вектора  $\mathbf{M}$  з спін поляризованим струмом. Ефективне магнітне поле  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  визначається як часткова похідна вільної енергії  $W$  по вектору намагніченості:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\partial W}{\partial \mathbf{M}} \quad (13)$$

Вільна енергія  $W$  головною мірою складається з Зеемановської енергії взаємодії з зовнішнім магнітним полем, магніто-діпольної енергії (описується ефективним магніто-діпольним полем  $\mathbf{H}_{\text{dip}}$ ), енергії кристалографічної анізотропії (описується ефективним полем анізотропії  $\mathbf{H}_a$ ), енергії неоднорідної взаємодії між прошарками (описується ефективним полем обміну  $\mathbf{H}_{\text{ex}}$ ) та енергії взаємодії з ерстедівським магнітним полем  $\mathbf{H}_i$ , що виникає внаслідок проходження струму. Отже ефективне магнітне поле можна представити у вигляді суми п'яти доданків:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{\text{dip}} + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_i$$

Інші види взаємодії часто можуть бути врахованими ренормалізацією відповідних доданків.

Дисипативні процеси в магнітній системі можуть бути враховані феноменологічно за допомогою дисипативного доданку  $\mathbf{T}_G$  в рівнянні руху макроскопічної намагніченості (12). При опису феромагнітних металів цей доданок представляється у вигляді Гільбертового затухання:

$$\mathbf{T}_G = \frac{\alpha(\xi)}{M_0} \left[ \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right] \quad (14)$$

Тут  $M_0$  - насичена намагніченість вільного магнітного прошарку,  $\alpha\xi$  - додатньо визначена безрозмірна функція безрозмірного аргументу:

$$\xi = \frac{|\partial \mathbf{M} / \partial t|^2}{\omega_M^2 M_0^2}$$

де  $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$ . Параметр  $\xi$  грає роль безрозмірної оцінки потужності прецесії магнітного моменту,  $\xi \sim |\mathbf{m}|^2 / M_0^2$ , де  $\mathbf{m}$  - змінна частина вектора намагніченості.

Рівняння (14) - найбільш загальна феноменологічна форма доданка, що описує затухання магнітного моменту при умові, що дисипація локальна і ізотропна. Крім того слід відзначити, що така форма дисипації не змінює величину вектора намагніченості.

В рамках феноменологічного підходу неможливо визначити явний вигляд функції  $\alpha(\xi)$ . Але для невеликих кутів прецесії можна припустити, що  $\xi \ll 1$  і  $\alpha(\xi)$  представити у вигляді степеневого ряду Тейлора:

$$\alpha(\xi) \approx \alpha_G (1 + q_1 \xi + q_2 \xi^2 + \dots)$$

де  $\alpha_G \ll 1$  - лінійний параметр затухання, а  $q_i \sim 1$  - феноменологічні параметри нелінійності.

Слід відзначити, що для опису традиційних магнітних систем, зазвичай достатньо брати до уваги тільки член нульового порядку в розкладі  $\alpha(\xi)$ , тобто розглядати лінійну модель Гільберта  $\alpha(\xi) = \alpha_G = \text{const}$ . У випадку магнітних наноструктур, що управляються спін-поляризованим струмом є дві обставини які вимушують розглядати більш загальний, нелінійний випадок Гільбертових затухань. По-перше, лінійні затухання можуть повністю скомпенсуватися ефективним негативним затуханням, індукованим струмом. В цьому випадку модель незабезпечує механізмів,

що б обмежували амплітуду спінових хвиль. По-друге, враховуючи той факт, що в нанорозмірних системах спектр спінових хвиль дискретний, нелінійні магнон-магнонні взаємодії ефективно заборонені, а отже також не обмежують амплітуду. Отже доводиться брати до уваги нелінійні параметри затухання, бо без них опис експериментальних результатів буде невірним навіть якісно.

Лінійний коефіцієнт затухання  $\alpha_G$ , що є безрозмірною оцінкою впливу Гільбертового затухання ( $\mathbf{T}_G$ ) на прецесію магнітного моменту, доволі невеликий ( $\alpha_G \sim 0.01$  для типових магнітних матеріалів, що використовуються в експериментах). Тому і вплив затухання на прецесію є незначним. Останній доданок в (12)  $\mathbf{T}_S$  зазвичай має той самий порядок, що і затухання  $\mathbf{T}_G$ . Отже оби два неконсервативні доданки набагато менші консервативного. Це дає змогу в (14) замінити дійсну похідну  $\partial \mathbf{M} / \partial t$  консервативним наближенням  $\gamma [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}]$

$$\mathbf{T}_G = \frac{\gamma \alpha(\xi)}{M_0} [\mathbf{M} \times [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}]] \quad (15)$$

$$\xi = \gamma^2 \frac{|[\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}]|}{\omega_M^2 M_0^2}$$

Затухання у формі (15) називають затуханням Ландау-Ліфшица. Апроксимація  $\partial \mathbf{M} / \partial t \rightarrow \gamma [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}]$  вносить похибку порядку  $\alpha_G^2 \sim 10^{-4}$ , що є достатньо точною оцінкою для всіх практичних випадків, що мають справу з слабодисипативними магнітними матеріалами. В той самий час затухання у формі Ландау-Ліфшица має явні переваги в порівнянні з формою Гільберта, так як динамічні рівняння (15) з затуханням Ландау-Ліфшица стає явним дифференціальним рівнянням відносно  $\mathbf{M}$ .

Останній доданок в (12) називають транспортним доданком Слончевського-Бергера. Він описує транспорт спінового магнітного моменту від спінополяризованого струму до «вільного» магнітного прошарку [5]

$$\mathbf{T}_S = \frac{\sigma_0 I f(\mathbf{r})}{M_0} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \hat{\mathbf{e}}_p]] \quad (16)$$

Тут  $I$  - величина струму, що протікає через «вільний» магнітний прошарок, безрозмірна функція  $f(\mathbf{r})$  описує просторовий розподіл по площині «вільного» магнітного прошарку (у випадку наноконтакту з постійною

густиною струму  $f(\mathbf{r}) = 1$  для області контакту,  $f(\mathbf{r}) = 0$  для всіх інших областей),  $\hat{\mathbf{e}}_p$  - одиничний вектор в напрямку поляризації струму, що співпадає з напрямком поляризації фіксованого магнітного прошарку.

$$\sigma_0 = \frac{\epsilon g \mu_b}{2e M_0 L S}$$

де  $\epsilon$  - безрозмірна коефіцієнт, що описує степінь поляризації струму ( $|\epsilon| \leq 1$ ),  $g$  - спектроскопічний фактор Ланде,  $\mu_b$  - магнітон Бора,  $e$  - величина заряду електрона,  $L$  - товщина «вільного» прошарку,  $S$  - площа, через яку тече струм.

Додатне значення величини струму  $I$  відповідає струму, що тече від «фіксованого» магнітного прошарку до «вільного». Так як електрон переносить від'ємний заряд, то напрямок руху електронів протилежний до напрямку струму.

Степінь поляризації струму, в принципі, залежить від взаємної орієнтації векторів намагніченості «фіксованого» та «вільного» прошарків. Однак у більшості випадків ця залежність не вносить ніяких якісних або значущих кількісних ефектів. Єдиним виключенням є випадки коли в рівноважному стані намагніченості «фіксованого» та «вільного» прошарків або паралельні або антипаралельні. Але і в цьому випадку вся кутова залежність  $\epsilon$  може бути компенсована введенням формального кутового зміщення між намагніченостями прошарків. Тому можна розглядати  $\epsilon$  як постійну величину.

Добуток  $\sigma_0 I$  має розмірність частоти і представляє характерну швидкість зростання нестабільності намагніченості, що викликана струмом.

### 3.3 Динаміка намагніченості в антиферромагнетиках

Згідно з уявленнями феноменологічної теорії магнітна структура найпростіших антиферромагнетиків (АФМ) складається з двох підґраток, що характеризуються локальними густинами магнітних моментів  $\mathbf{M}_1$  та  $\mathbf{M}_2$ . При достатньо низьких температурах з хорошою точністю можна припустити, що  $\mathbf{M}_1^2 = \mathbf{M}_2^2 = M_0^2$ , де  $M_0 = \text{const}$ .

Введемо вектор макроскопічної намагніченості  $\mathbf{M}$ , та вектор АФМ  $\mathbf{L}$ :

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2, \quad \mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 \quad (17)$$

Із визначення цих векторів можемо зробити висновок, що:

$$\mathbf{M}\mathbf{L} = 0, \quad \mathbf{M}^2 + \mathbf{L}^2 = 4M_0^2 \quad (18)$$

Основний стан АФМ при відсутності зовнішнього магнітного поля відповідає повній взаємній компенсації намагніченості підграток:

$$\mathbf{M}_1 = -\mathbf{M}_2 \quad \rightarrow \quad \mathbf{M} = 0, \quad \mathbf{L} = 2\mathbf{M}_1$$

Лінійна та нелінійна динаміка векторів намагніченості АФМ може бути описана за допомогою рівнянь Ландау-Ліфшица (12) застосованих для кожної з підграток.

### 3.3.1 Власні коливання ідеального АФМ

Для опису «ідеального» АФМ крутільні моменти Гільберта ( $\mathbf{T}_G$ ) та Слончевського ( $\mathbf{T}_S$ ) можуть бути опущені.

$$\frac{\partial \mathbf{M}_k}{\partial t} = \gamma [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}_k],$$

де індекс  $k$  позначає номер підгратки. За допомогою елементарних перетворень можна отримати динамічні рівняння для вектора макроскопічної намагніченості та вектора АФМ:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} &= \gamma [\mathbf{H}_M \times \mathbf{M} + \mathbf{H}_L \times \mathbf{L}] \\ \frac{\partial \mathbf{L}}{\partial t} &= \gamma [\mathbf{H}_M \times \mathbf{L} + \mathbf{H}_L \times \mathbf{M}], \end{aligned} \quad (19)$$

$$\mathbf{H}_M = -\frac{\delta W}{\delta \mathbf{M}}, \quad \mathbf{H}_L = -\frac{\delta W}{\delta \mathbf{L}}.$$

Визначення ефективних магнітних полів в (19) передбачає, що магнітна енергія АФМ представлена як функціонал векторів  $\mathbf{M}$  та  $\mathbf{L}$ .

Для одноосного АФМ густина магнітної енергії може бути представ-

лена у вигляді:

$$W = \frac{1}{2}A\mathbf{M}^2 + \frac{1}{2}\alpha_1 \left( \frac{\partial \mathbf{L}}{\partial x_i} \right)^2 + \frac{1}{2}\alpha_2 \left( \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{1}{2}\beta_1 L_z^2 - \frac{1}{2}\beta_2 M_z^2 - \mathbf{M}\mathbf{H}, \quad (20)$$

де  $A$  – константа енергії однорідного обміну;  $\alpha_1, \alpha_2$  – константи неоднорідного обміну;  $\beta_1, \beta_2$  – константи одноосної анізотропії. Зазвичай  $\alpha \sim Aa^2$  та  $\beta_2 \ll A$  [17]. Аналогічно феромагнетикам одноосні АФМ можна розділити на дві групи. Якщо  $\beta_1 > 0$ , то при  $\mathbf{H} = 0$  в основному стані магнітні моменти підградок орієнтовані вздовж осі анізотропії та  $\mathbf{M} = 0$  (АФМ з анізотропією типу «легка вісь»). При  $\beta_1 < 0$  мінімум енергії досягається коли АФМ вектор перпендикулярний до осі анізотропії та  $\mathbf{M} = 0$  (АФМ з анізотропією типу «легка площина»).

### 3.3.2 Динаміка АФМ під впливом спінополяризованого струму

При описанні поведінки АФМ під впливом спінополяризованого струму необхідно застосувати рівняння (12) для кожної підгратки, залишивши всі доданки. Зробивши елементарні перетворення отримуємо:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{M}} = & \frac{\gamma}{2} ([\mathbf{H}_M \times \mathbf{M}] + [\mathbf{H}_L \times \mathbf{L}]) + \frac{\alpha_G}{2M_0} ([\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}] + [\mathbf{L} \times \dot{\mathbf{L}}]) \\ & + \frac{\sigma I}{2M_0} ([\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{p}]] + [\mathbf{L} \times [\mathbf{L} \times \mathbf{p}]]) \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{L}} = & \frac{\gamma}{2} ([\mathbf{H}_M \times \mathbf{L}] + [\mathbf{H}_L \times \mathbf{M}]) + \frac{\alpha_G}{2M_0} ([\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{L}}] + [\mathbf{L} \times \dot{\mathbf{M}}]) \\ & + \frac{\sigma I}{2M_0} ([\mathbf{M} \times [\mathbf{L} \times \mathbf{p}]] + [\mathbf{L} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{p}]]) \end{aligned} \quad (22)$$

тут  $\mathbf{p}$  – вектор спінової поляризації – одиничний вектор, що співнаправлений з поляризацією струму. Визначення ефективних магнітних полів  $\mathbf{H}_M$  та  $\mathbf{H}_L$  аналогічні (19). Треба відзначити, що величина  $\mathbf{H}_M$  може включати поле, що створене струмом.

З аналізу рівнянь (21) та (22) можна зробити висновок, що спінополяризований струм не порушує рівноважний стан компенсованого АФМ

( $\mathbf{M} = 0$ ) тільки в тому випадку, коли вектор спінової поляризації співнапрямлений з вектором АФМ ( $\mathbf{p} \parallel \mathbf{L}$ ) (В цьому випадку всі доданки в правій частині тотожно обертаються в нуль). Враховуючи той факт, що вектор  $\mathbf{p}$  має ті самі трансформаційні властивості, що магнітне поле, слід очікувати, що струм може приводити до порушення стійкості рівноваги і переходу типу спін-флоп. Слід додати, що у випадку ФМ конфігурація з  $\mathbf{p} \parallel \mathbf{M}$  також рівноважна, але її стійкість залежить від напрямку протікання струму і визначається відносно слабкими релятивістськими взаємодіями.

При описанні динаміки, що зберігає АФМ упорядкування підґраток, рівняння (21) та (22) можна суттєво спростити [17]. Дійсно, в цьому випадку величина вектора намагніченості мала порівняно з вектором АФМ ( $|\mathbf{M}| \ll |\mathbf{L}| \sim 2M_0$ ). Відповідно в виразі для енергії можна обмежитись доданками

$$W = \frac{\mathbf{M}^2}{2\chi_{\perp}} + \frac{A}{8M_0^2} (\nabla \cdot \mathbf{L})^2 + W_{\text{ani}}(\mathbf{L}) - \mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{ext}}, \quad (23)$$

де  $A$  – константа неоднорідного обміну, а енергія анізотропії  $W_{\text{ani}}$  залежить тільки від компонент вектора АФМ. Останній доданок в (23) відповідає зєємановській енергії у зовнішньому магнітному полі  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ .

З виразу (23) легко отримати, що  $\mathbf{H}_M = \mathbf{H}_{\text{ext}} - \mathbf{M}/\chi_{\perp}$ . Враховуючи той факт, що основний вклад в статистичну сприйнятливість  $\chi_{\perp}$  обумовлений обмінною взаємодією, величина якою суттєво перевищує енергію магнітної анізотропії ( $4M_0^2/\chi_{\perp} \gg W_{\text{ani}}$ ), в правій частині рівняння (22) можна знехтувати всіма доданками, окрім першого, і, отримати явний вираз для намагніченості:

$$\mathbf{M} = \frac{\chi_{\perp}}{2\gamma M_0^2} [\dot{\mathbf{L}} \times \mathbf{L}] + \frac{\chi_{\perp}}{4M_0^2} [\mathbf{L} \times [\mathbf{H}_{\text{ext}} \times \mathbf{L}]]. \quad (24)$$

Підставивши вираз (23) до рівняння (21), отримуємо рівняння, що

описує часову динаміку вектора АФМ:

$$\begin{aligned} [\ddot{\mathbf{L}} \times \mathbf{L}] = & \frac{\gamma}{2} \left( 2\dot{\mathbf{L}} (\mathbf{H}_{\text{ext}}, \mathbf{L}) - [\mathbf{L} \times [\dot{\mathbf{H}}_{\text{ext}} \times \mathbf{L}]] \right) - \frac{\gamma^2}{4} [\mathbf{H}_{\text{ext}} \times \mathbf{L}] (\mathbf{H}_{\text{ext}}, \mathbf{L}) \\ & + \frac{\gamma^2 M_0^2}{\chi_{\perp}} [\mathbf{H}_L \times \mathbf{L}] + \frac{\gamma M_0 \alpha_G}{\chi_{\perp}} [\mathbf{L} \times \dot{\mathbf{L}}] + \frac{\gamma M_0 \sigma I}{\chi_{\perp}} [\mathbf{L} \times [\mathbf{L} \times \mathbf{p}]]. \end{aligned} \quad (25)$$

Рівняння (25) може розглядатися як рівняння Лагранжа 2-го роду в присутності сторонніх сил:

$$\mathbf{L} \times \left[ \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}_{\text{AFM}}}{\partial \dot{\mathbf{L}}} - \frac{\partial \mathcal{L}_{\text{AFM}}}{\partial \mathbf{L}} + \nabla \left( \frac{\partial \mathcal{L}_{\text{AFM}}}{\partial \nabla \cdot \mathbf{L}} \right) \right] = -\mathbf{L} \times \frac{\partial \mathcal{R}_{\text{AFM}}}{\partial \dot{\mathbf{L}}}. \quad (26)$$

Відповідна функція Лагранжа, отримана в [18], має вигляд:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{AFM}} = & \frac{\chi_{\perp}}{2\gamma^2 M_0^2} \dot{\mathbf{L}}^2 - \frac{A}{8M_0^2} (\nabla \cdot \mathbf{L})^2 - \frac{\chi_{\perp}}{2\gamma M_0^2} (\dot{\mathbf{L}}, \mathbf{L}, \mathbf{H}_{\text{ext}}) \\ & + \frac{\chi_{\perp}}{8M_0^2} [\mathbf{L} \times \mathbf{H}_{\text{ext}}]^2 - W_{\text{ani}}(\mathbf{L}), \end{aligned} \quad (27)$$

а дисипативна функція, що описує потужність сторонніх сил, що пов'язані з струмом та процесами релаксації, відповідно

$$\mathcal{R}_{\text{AFM}} = \frac{\alpha_G}{2\gamma M_0} \dot{\mathbf{L}}^2 - \frac{\sigma I}{\gamma M_0} (\mathbf{L}, \dot{\mathbf{L}}, \mathbf{p}) \quad (28)$$

Треба відзначити, що ця функція обумовлена енергетичними «втратами» в системі, що відображено у співвідношенні

$$\frac{\partial \mathcal{R}_{\text{AFM}}}{\partial \dot{\mathbf{L}}} \dot{\mathbf{L}} = \frac{dW}{dt}$$

Аналіз дисипативної функції (28) виявляє деякі особливості динаміки вектора АФМ в присутності спінополяризованого струму.

Як і у випадку ФМ металів, крутільний момент, що виникає під впливом спіно-поляризованого електричного струму, може грати роль як «додатнього» так і «від'ємного» тертя, знак якого визначається балансом між внутрішніми дисипативними процесами (доданки, що містять  $\alpha_G$ ) та «накачкою», тобто струмом. Однак, на відміну від ФМ накачка можлива тільки для певного типу руху. Прикладом такого руху може бути рух



в якому вектор АФМ процесує навколо напрямку спінової поляризації,  $\mathbf{L} \perp \dot{\mathbf{L}} \perp \mathbf{p}$ . При змінному струмі накачка можлива у випадку, коли частота струму рівна частоті параметричного резонансу для компонент вектора АФМ ( $\mathbf{L} \perp \mathbf{p}$ ).

На відміну від ФМ в АФМ умови виникнення «від'ємного» тертя не залежать від знаку спінової поляризації. Так, при зміні напрямку вектора  $\mathbf{p}$  на протилежний змінюється тільки напрямок прицесії.

Ще одна характерна відмінність АФМ від ФМ полягає в тому, що В АФМ струм може впливати на динаміку системи, при цьому не змінюючи її повної енергії. Прикладом такої поведінки може бути випадок, коли вектор  $\mathbf{p}$  лежить в площині, де відбувається коливання вектора АФМ. В цьому випадку останній доданок в (28) зникає. Разом з тим, узагальнена сила, що обумовлена протіканням струму, може бути відмінною від нуля.

## 4 Модель

Розглянемо структуру (рис. 5), що складається з двох підсистем та перехідної області. Перша підсистема ( умовно назовемо її поляризатором ) представляє собою два абсолютно ідентичні металічні феромагнітні прошарки (феромагнітні підґратки) розділені *немагнітним прошарком*. Товщина немагнітного прошарку задає величину і тип взаємодії між підґратками. Так при дуже малій товщині обмінна взаємодія між підґратками феромагнітна, тобто магнітні моменти підґраток в рівноважному стані паралельні. При збільшенні товщини немагнітного прошарку інтенсивність феромагнітної взаємодії спадає, і врешті, при досягненні певної товщини, змінює знак. Тепер в рівноважному стані магнітні моменти підґраток антипаралельні. Такого роду взаємодію називають антиферомагнітною. В досліджуваній моделі будемо розглядати саме таку взаємодію. Ця підсистема називається штучним антиферомагнетиком (АФМ). На рис. 5 це зображено у вигляді стрілок, що направлені в різні сторони в різних підґратках.

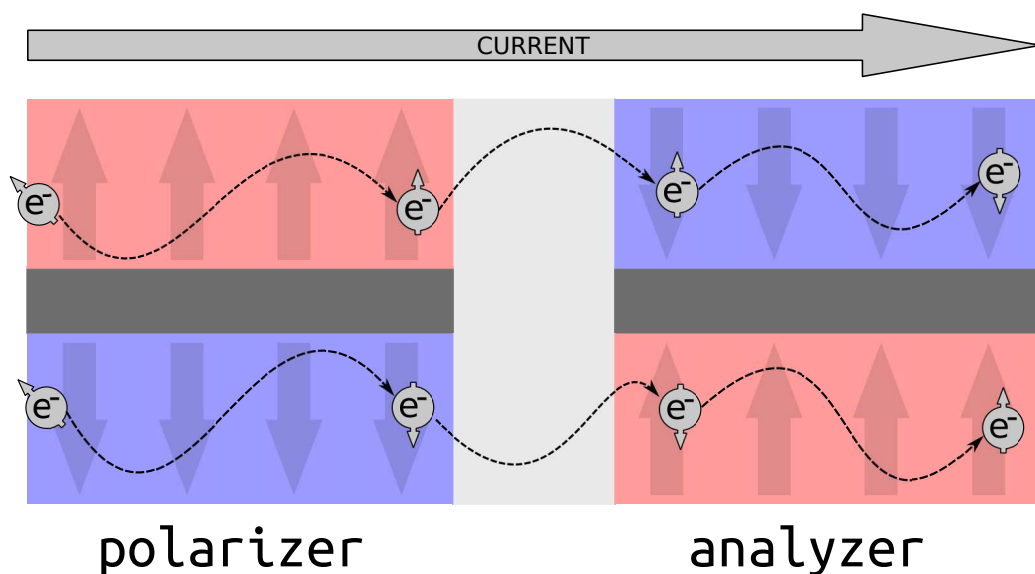


Рис. 5: Схематичне зображення моделі що описується. Червона та синя області – феромагнітні підґратки, напрямок магнітного моменту яких зображений стрілками. Темно-сіра область зображає немагнітний прошарок. Світло-сіра область зображає перехідну область, деталі якої покищо неважливі

Друга підсистема ( умовно назовемо її аналізатором ) має майже таку ж

будову як і поляризатор. Відрізняється тим, що відповідні феромагнітні підґратки мають протилежну за напрямком поляризацію.

Перехідна область, що розділяє дві підсистеми, представляє собою провідний матеріал магнітний момент якого нехтовно малий. Ширина цієї області повинна бути достатньо великою, щоб виключити пряму обмінну взаємодію між підсистемами, але в той же час достатньо малою, щоб забезпечити балістичний режим, при якому поляризовані в поляризаторі електрони змогли б нерозсіюючись дістатись аналізатора при протіканні струму через структуру.

Будемо вважати, що напрямок поляризації відповідних підґраток поляризатора  $\mathbf{M}_k^{\text{pol}}$  фіксований і не залежить від величини струму. Цього можна досягти взявши достатньо широкий поляризатор.

При протіканні струму через поляризатор електрони провідності, розсіюючись на локалізованих магнітних моментах, набувають поляризації, що співнапрявлена з поляризацією відповідних підґраток поляризатора  $\mathbf{p}_k \parallel \mathbf{M}_k^{\text{pol}}$ . Рухаючись далі, електрони проходять перехідну зону і потрапляють до аналізатора. Тут поляризація електрона протилежно напрямлена до поляризації відповідних підґраток аналізатора в стані спокою. Розсіюючись на локалізованих магнітних моментах аналізатора, електрони збуджують спіновий крутильний момент.

Для опису динамічної поведінки аналізатора під впливом спін-поляризованого струму можна записати рівняння Ландау-Ліфшица для кожної з підґраток.

$$\dot{\mathbf{M}}_k = -\gamma [\mathbf{M}_k \times \mathbf{H}_k] + \frac{\alpha_G}{M_0} [\mathbf{M}_k \times \dot{\mathbf{M}}_k] + \frac{\sigma I}{M_0} [\mathbf{M}_k \times [\mathbf{M}_k \times \mathbf{p}_k]] \quad (29)$$

, де індекс  $k$  позначає номер підґратки,  $\mathbf{M}_k$  - макроскопічний магнітний момент  $k$ -ї підґратки;  $\mathbf{H}_k = -\partial W / \partial \mathbf{M}_k$  - ефективне магнітне поле, що діє на намагніченість  $k$ -ї підґратки, а  $W$  - густина вільної енергії АФМ (аналізатора).

Для того, щоб остаточно визначитись з системою, і приступити до аналітичних досліджень, необхідно визначити густину вільної енергії аналізатора. Уникаючи громіздких обчислень спробуємо задати її як найпростіше. Для цього необхідно накласти певні умови. По-перше ми розгляда-

ємо АФМ. По-друге, напрямок, вздовж якого вишиковуються моменти залежить від внутрішньої будови підграток. Визначимо цей напрямок вздовж протікання струму. Це відрізняється від того, що зображено на малюнку, але, як буде показано далі, в наближенні в рамках якого буде досліджуватись система, результати обчислень не залежать від вибору напрямку поляризації відносно напрямку протікання струму.

Цим двум вимогам відповідає енергія виду:

$$W = J_{\text{int}} (\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2) - \frac{1}{2} K (\mathbf{M}_{1z}^2 + \mathbf{M}_{2z}^2) \quad (30)$$

$J_{\text{int}}$  – коефіцієнт пропорційності, що враховує внесок відносної орієнтації намагніченостей підграток до вільної енергії аналізатора. Для того аби цей коефіцієнт описував саме АФМ взаємодію необхідно щоб він був додатнім. Дійсно, як відзначалось вище, в незбуреному стані вектори намагніченості антипаралельні  $(\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2) = -M_0^2$ , тобто цей внесок приймає значення  $-J_{\text{int}} M_0^2$ , що є мінімумом при умові додатності  $J_{\text{int}}$ . Коефіцієнт  $K$ , виділяє фіксований напрямок в системі, орієнтація моментів вздовж якого є енергетично найбільш вигідним. З аналогічних причин цей коефіцієнт має бути також додатнім.

Згідно з (13), визначивши вільну енергію аналізатора, ми можемо отримати ефективне магнітне поле в якому відбувається рух вектора намагніченості кожної з підграток.

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_k &= \mathbf{H}_k^{\text{int}} + \mathbf{H}_k^{\text{ani}}, \quad k = 1, 2 \\ \mathbf{H}_{1,2}^{\text{int}} &= -J_{\text{int}} \mathbf{M}_{2,1} \\ \mathbf{H}_{1,2}^{\text{ani}} &= K (\mathbf{M}_{1,2} \cdot \mathbf{e}_z) \mathbf{e}_z \end{aligned} \quad (31)$$

В цьому виразі ефективне магнітне поле було розбито на два доданки:  $\mathbf{H}_k^{\text{int}}$  – магнітне поле, що виникає внаслідок взаємодії магнітних моментів підграток, та  $\mathbf{H}_k^{\text{ani}}$  – магнітне поле, що виникає внаслідок внутрішньої анізотропії підграток. Ці магнітні поля представляють собою узагальнені сили, що діють на намагніченість аналізатора.

## 5 Аналітичні дослідження

Розглянемо лінійну динаміку вище описаної системи. В незбуреному стані магнітні моменти обох підградек лежать вждовж осі  $z$  в протилежних напрямки один відносно одного. Для визначеності покладемо

$$\mathbf{M}_1^0 = (0, 0, M_0), \quad \mathbf{M}_2^0 = (0, 0, -M_0),$$

де верхній індекс 0 позначає незбурений стан.

Припустимо, що магнітний момент кожної з підградек відхилився від стану рівноваги на вектор  $\mathbf{m}_k$ , величина якого набагато менша за  $M_0$ . Тоді

$$\mathbf{M}_k = \mathbf{M}_{kz} + \mathbf{m}_k$$

Слід зауважити, що рівняння руху магнітного моменту (12), передбачає, що величина магнітного моменту під час свого руху залишається незмінною. Тобто  $|\mathbf{M}_k| = M_0$ , з чого одразу випливає перпендикулярність векторів  $\mathbf{m}_k$  та  $\mathbf{M}_{kz}$ .

З вище сказаного зрозуміло, що поява перпендикулярної до осі  $z$  компоненти магнітного моменту відбулась за рахунок зменшення паралельної компоненти  $\mathbf{M}_{kz}$ . Оцінемо величину цього зменшення.

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{kz} &= \mathbf{M}_k - \mathbf{m}_k; \\ M_{kz}^2 &= M_k^2 - 2\mathbf{M}_k \cdot \mathbf{m}_k + m_k^2 \\ &= M_k^2 - m_k^2 = M_0^2 - m_k^2; \\ M_{kz} &= \sqrt{M_0^2 - m_k^2} = M_0 \sqrt{1 - \frac{m_k^2}{M_0^2}} \end{aligned}$$

Розклавши останній вираз в ряд Тейлора та залишивши тільки члени не менші за квадратичні отримуємо оцінку  $z$ -компоненти магнітного моменту:

$$M_{kz} \approx M_0 \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{m_k^2}{M_0^2} \right)$$

З отриманої формули можна зробити висновок, що в першому наближенні

змінною  $z$ -компоненти магнітного моменту можна знехтувати.

$$\mathbf{M}_k = (m_{kx}, m_{ky}, (-1)^{k+1} M_0) \quad (32)$$

Як вже відзначалось поляризація електронів, що тільки-но потрапили до аналізатора протилежно напрямлена до поляризації відповідних підграток аналізатора в стані спокою. Це забезпечується специфікою системи що розглядається. Таким чином напрямний вектор поляризації струму можна представити наступним чином:

$$\mathbf{p}_k = (0, 0, (-1)^k) \quad (33)$$

Струм, що тече через зразок є причиною виникнення відхилень від рівноважного стану. Внутрішні сили ( магнітні поля ) намагаються повернути систему до рівноваги. Знайдемо струм, при якому «накачка» в систему, що описується механізмом Слончевського буде перевищувати внутрішні сили, що повертають систему до рівноважного стану.

Підставивши (32) та (33) до рівняння (29) врахувавши (30) отримуємо систему рівнянь для величин  $\mathbf{m}_k$ :

$$\begin{aligned} \dot{m}_{1x} &= -\sigma I m_{1x} - \gamma M_0 (J_{\text{int}} + K) m_{1y} - \gamma M_0 J_{\text{int}} m_{2y} - \alpha_G \dot{m}_{1y} \\ \dot{m}_{1y} &= \gamma M_0 (J_{\text{int}} + K) m_{1x} - \sigma I m_{1y} + \gamma M_0 J_{\text{int}} m_{2x} + \alpha_G \dot{m}_{1x} \\ \dot{m}_{2x} &= \gamma M_0 J_{\text{int}} m_{1y} - \sigma I m_{2x} + \gamma M_0 (J_{\text{int}} + K) m_{2y} + \alpha_G \dot{m}_{2y} \\ \dot{m}_{2y} &= -\gamma M_0 J_{\text{int}} m_{1x} - \gamma M_0 (J_{\text{int}} + K) m_{2x} - \sigma I m_{2y} - \alpha_G \dot{m}_{2x} \end{aligned} \quad (34)$$

Для початкового аналізу рівнянь припустимо, що в нашій системі відсутнє тертя ( $\alpha_G = 0$ ). В цьому випадку система рівнянь (34) одразу «розплутується». Для зручності введемо вектор  $\vec{m} = (m_{1x}, m_{1y}, m_{2x}, m_{2y})$ . Тоді система (34) прийме вигляд:

$$\dot{\vec{m}} = \aleph \vec{m}$$

$$\aleph = \begin{pmatrix} -A & -B & 0 & -C \\ B & -A & C & 0 \\ 0 & C & -A & B \\ -C & 0 & -B & -A \end{pmatrix},$$

де  $A = \sigma I$ ,  $B = \gamma M_0(J_{\text{int}} + K)$ ,  $C = \gamma M_0 J_{\text{int}}$

З отриманої системи видно, що поведінка намагніченості аналізатора залежить від сукупності трьох параметрів ( $\gamma M_0(J_{\text{int}} + K)$ ,  $\gamma M_0 J_{\text{int}}$ ,  $\sigma I$ ). Перші два пов'язані з структурою аналізатора і фіксовані для кожного зразка що досліджується. Єдиним параметром, що може динамічно змінюватися, є струм.

Нехай

$$m_i \propto e^{i\omega t}, \quad (35)$$

тоді система прийме вигляд:

$$(i\omega - \aleph) \vec{m} = 0$$

Це добре відома задача на власні числа оператора, в даному випадку  $\aleph$ . Для того аби існували нетривіальні розв'язки цього рівняння необхідно щоб

$$|i\omega - \aleph| = 0$$

В цьому рівнянні у якості невідомої величини виступає частота  $\omega$ . Після нескладних арифметичних перетворень отримуємо:

$$\omega = i\sigma I \pm \gamma M_0 \sqrt{K(K + 2J_{\text{int}})} \quad (36)$$

З вигляду отриманого виразу для частоти можна зробити певні висновки. По-перше, при відсутності зв'язку між підградками ( $J_{\text{int}} = 0$ ) отримуємо добре відому формулу, що описує коливання намагніченості в звичайному феромагнетику:

$$\omega_{\text{FM}} = i\sigma I \pm \gamma M_0 K$$

Це зрозуміло, адже при вимкненні взаємодії між підгратками ми отримуємо два звичайних феромагнітних прошарки.

По-друге, комплексна частина частоти ( $Im(\omega) = \sigma I$ ) описує зміну амплітуди коливань намагніченості з часом, що пов'язана з процесами обміну енергією в системі:

$$\begin{aligned} m_i &= m_0 e^{iRe(\omega)t}, \\ m_0 &\propto e^{-Im(\omega)t} = e^{-\sigma I t}. \end{aligned}$$

На рис. 5 схематично зображений потік електронів. Йому відповідає струм, що тече в протилежному напрямку. Тобто для моделі що розглядається струм відємний. Отже при протіканні струму через систему, що немає, принаймні в лінійному наближенні, згасань, амплітуда коливань вектора намагніченості буде зростати. Це явище умовно називають «від'ємним тертям».

Тепер розглянемо більш загальний випадок, а саме систему з дисипаціями ( $\alpha_G > 0$ ). Для цього підставимо (35) безпосередньо до (34). Провівши аналогічні міркування отримуємо, що

$$\begin{aligned} \omega &= i \frac{\sigma I + \gamma M_0 (K + J_{\text{int}}) \alpha_G}{\alpha_G^2 + 1} \\ &\pm \frac{\sqrt{(\alpha_G \sigma I - \gamma M_0 (K + J_{\text{int}}))^2 - (\gamma M_0 J_{\text{int}})^2 (\alpha_G^2 + 1)}}{\alpha_G^2 + 1} \end{aligned} \quad (37)$$

Ми отримали загальну формулу для частоти коливань намагніченості синтетичного АФМ при протіканні через нього спін-поляризованого струму. Розглянемо деякі граничні випадки.

Як вже відзначалось при «вимкненні» взаємодії між підгратками отримуємо два незв'язних феромагнітні прошарки. Отже для отримання виразу для частоти коливань феромагнетика в присутності спін-поляризованого струму достатньо покласти  $J_{\text{int}} = 0$  в (37):

$$\omega_{\text{FM}} = i \frac{\sigma I + \gamma M_0 K \alpha_G}{\alpha_G^2 + 1} \pm \frac{\alpha_G \sigma I - \gamma M_0 K}{\alpha_G^2 + 1}$$

У випадку коли енергія взаємодії набагато перевищує енергію анізотропії системи ми можемо говорити про АФМ наближення. Так, при  $J_{\text{int}} \gg K$  система що розглядається веде себе як природний антиферома-



гнетик. Частота коливань намагніченості визначається виразом:

$$\begin{aligned} \omega_{\text{AFM}} = & i \frac{\sigma I + \gamma M_0 J_{\text{int}} \alpha_G}{\alpha_G^2 + 1} \\ & \pm \frac{\sqrt{(\alpha_G \sigma I - \gamma M_0 J_{\text{int}})^2 + 2\gamma M_0 J_{\text{int}} K - (\gamma M_0 J_{\text{int}})^2 (\alpha_G^2 + 1)}}{\alpha_G^2 + 1} \end{aligned}$$

Розглянемо комплексну частину виразу (37). Як вже відзначалось вона відповідає за зміну амплітуди коливань з часом. Бачимо, що окрім вже знайомого нам доданку, що пропорційний струму, з'являється ще один доданок пропорційний величині затухання в системі. Враховуючи від'ємну величину струму цей доданок має протилежний знак, а, отже є конкуруючим. Таким чином в системі що розглядається існує характерна величина струму, до якої в системі домінують дисипативні процеси, а після якої коливання намагніченості починають розвиватись.

Цей струм називають критичним. Його величину дуже просто оцінити: достатньо комплексну частину рівняння (37) прирівняти до нуля:

$$I_{\text{cr}} = -\alpha_G \frac{\gamma M_0 (K + J_{\text{int}})}{\sigma} \quad (38)$$

Бачимо, що критичний струм пропорційний лінійному коефіцієнту затухання. Справді, в ідеальній системі (при  $\alpha_G \rightarrow 0$ ) будь-яка величина струму буде «накачувати» енергію в систему, тобто критичний струм прямуватиме до 0.

Пропорційність величини критичного струму сумі констант анізотропії та взаємодії відповідає граничним випадкам ФМ та АФМ.

Частота коливань, що відповідає критичному струму:

$$\omega_{\text{cr}} = \gamma M_0 \sqrt{(K + J_{\text{int}})^2 - \frac{J_{\text{int}}^2}{1 + \alpha_G^2}} \quad (39)$$

## 6 Чисельні дослідження

Під час чисельного моделювання вище описаної системи ми не будемо обмежуватися лінійною динамікою. Як вже не раз відзначалось динамічні рівняння на яких базується теорія, що розвивається в данній роботі (29), зберігають величину намагніченості кожної з підґраток ( $|\mathbf{M}_k| = M_0$ ). З цього випливає, що кількість змінних в системі рівнянь (29) можна зменшити з шести до чотирьох. Природними змінними для такого роду систем є полярні та азимутальні кути магнітного моменту кожної з підґраток в сферичних системах координат, центр яких співпадає з початком вектора намагніченості відповідних підґраток.

Для отримання відповідних рівнянь запишемо функцію Лагранжа для нашої системи [17]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{M_0}{\gamma} \sum_{k=1}^2 (1 - \cos \theta_k) \dot{\phi}_k + \frac{\omega_{FM} M_0}{2\gamma} \sum_{k=1}^2 \cos^2 \theta_k + \\ & - \frac{\Delta\omega_{\text{int}} M_0}{\gamma} (\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos(\phi_2 - \phi_1)) \end{aligned} \quad (40)$$

Тут  $\theta_k, \phi_k$  – відповідно полярні та азимутальні кути векторів намагніченості відповідних підґраток.  $\omega_{FM}$  – феромагнітна частота, що визначається як  $\omega_{FM} = \gamma M_0 K$ .  $\Delta\omega_{\text{int}} = \gamma M_0 J_{\text{int}}$  – частотне зміщення, що обумовлене взаємодією між підґратками.

Рівняння Лагранжа в цьому випадку дають нам консервативну частину рівняння (29) якщо вектора намагніченості представити у вигляді:

$$\begin{aligned} M_{kx} &= M_0 \sin \theta_k \cos \phi_k \\ M_{ky} &= M_0 \sin \theta_k \sin \phi_k \\ M_{kz} &= M_0 \cos \theta_k \end{aligned}$$

Для опису дисипативних процесів запишемо дисипативну функцію:

$$\mathcal{R} = \sum_{k=1}^2 \left[ \frac{1}{2} \frac{M_0}{\gamma} \alpha_G \left( \dot{\theta}_k^2 + \dot{\phi}_k^2 \sin^2 \theta_k \right) - \frac{M_0}{\gamma} \epsilon \sigma I (-1)^k \sin^2 \theta_k \dot{\phi}_k \right] \quad (41)$$

Тут  $\epsilon$  – ступінь поляризації струму.

Явний вид рівнянь руху системи, що описується функцією Лагранжа (40) та дисипативною функцією (41) можна отримати підставивши їх до рівняння Лагранжа 2-го роду в присутності сторонніх сил:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_j} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_j} = - \frac{\partial \mathcal{R}}{\partial \dot{q}_j} \quad (42)$$

В якості динамічних змінних  $q_j$ , в нашому випадку виступають кути  $\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2$ .

Після нескладних математичних перетворень отримуємо систему рівнянь для динамічних змінних:

$$\begin{aligned} \sin \theta_1 \dot{\phi}_1 &= \omega_{\text{FM}} \sin \theta_1 \cos \theta_1 - \Delta \omega_{\text{int}} \sin \theta_1 \cos \theta_2 \\ &\quad + \Delta \omega_{\text{int}} \cos \theta_1 \sin \theta_2 \cos (\phi_1 - \phi_2) + \alpha_G \dot{\theta}_1 \\ \dot{\theta}_1 &= \Delta \omega_{\text{int}} \sin \theta_2 \sin (\phi_1 - \phi_2) - \alpha_G \sin \theta_1 \dot{\phi}_1 - \sigma \epsilon I \sin \theta_1 \\ \sin \theta_2 \dot{\phi}_2 &= \omega_{\text{FM}} \sin \theta_2 \cos \theta_2 - \Delta \omega_{\text{int}} \cos \theta_1 \sin \theta_2 \\ &\quad + \Delta \omega_{\text{int}} \sin \theta_1 \cos \theta_2 \cos (\phi_1 - \phi_2) + \alpha_G \dot{\theta}_2 \\ \dot{\theta}_2 &= -\Delta \omega_{\text{int}} \sin \theta_1 \sin (\phi_1 - \phi_2) - \alpha_G \sin \theta_2 \dot{\phi}_2 - \sigma \epsilon I \sin \theta_2 \end{aligned} \quad (43)$$

Ця система припускає деякого спрощення, але перш ніж робити це розглянемо граничні випадки.

## 6.1 Граничні випадки синтетичного АФМ

Розірвавши зв'язок між підгратками, як ми не раз вже робили, тобто, поклавши  $\Delta \omega_{\text{int}} = 0$ , ми маємо отримати дві незв'язні феромагнітні плівки. «Вимкнувши» додатково «тертя» ( $\alpha_G = 0$ ) та струм, система рівнянь (43) перетворюється на добре відому систему, що описує власні коливання вільного ідеального феромагнетика [17]:

$$\begin{aligned} \dot{\phi}_k &= \omega_{\text{FM}} \cos \theta_k \\ \dot{\theta}_k &= 0 \end{aligned} \quad (44)$$

Інтерпретація цієї системи дуже проста: вектор намагніченості обертається навколо осі анізотропії кристалу феромагнетика із частотою, що

пропорційна феромагнітній частоті  $\omega_{\text{FM}}$ , яку ми отримали в попередньому розділі (37). В якості коефіцієнта пропорційності виступає  $\cos \theta_k$ . Для малих  $\theta_k$   $\cos \theta_k \approx 1$ , і в лінійному наближенні вектор намагніченості обертається з феромагнітною частотою, що співпадає з результатами попереднього розділу. При збільшенні кута  $\theta_k$  частота коливань зменшується і при досягненні  $90^\circ$ , тобто, коли вектор намагніченості перпендикулярний осі анізотропії кристалу, зовсім зникають.

В присутності струму система набуває вигляду:

$$\begin{aligned}\dot{\phi}_k &= \omega_{\text{FM}} \cos \theta_k \\ \dot{\theta}_k &= -\sigma \epsilon I \sin \theta_k\end{aligned}\tag{45}$$

Наголосемо ще раз, що в вибраній нами геометрії зразка величина струму від'ємна. Легко бачити, що вийшовши з положення рівноваги ( $\theta_k = 0$ ) кут  $\theta_k$  починає зростати, що демонструє нестійкість системи до малих відхилень від рівноваги. Максимальна швидкість зміни кута  $\theta_k$  досягається при  $\theta_k = 90^\circ$ , після чого швидкість починає зпадати аж поки не обернеться на нуль при  $\theta_k = 180^\circ$ . Це положення стійкої рівноваги системи. Треба згадати, що в цьому положенні вектор поляризації прошарку паралельний вектору поляризації струму. Отже струм намагається перевернути вектор намагніченості в напрямку його поляризації.

За відсутності струму, але при наявності дисипацій ( $\alpha_G > 0$ ) система рівнянь (43) перетворюється на:

$$\begin{aligned}\dot{\phi}_k &= \frac{\omega_{\text{FM}}}{1 + \alpha_G^2} \cos \theta_k \\ \dot{\theta}_k &= -\frac{\alpha_G \omega_{\text{FM}}}{2(1 + \alpha_G^2)} \sin 2\theta_k\end{aligned}\tag{46}$$

В цьому випадку динаміка азимутального кута ( $\phi_k$ ) відрізняється від ідеального (бездисипативного) випадку тільки коефіцієнтом пропорційності – він зменшився на величину  $1 + \alpha_G^2$ . Щодо полярного кута  $\theta_k$ , то його динаміка суттєво відрізняється від ідеального випадку. Нехай в початковий момент  $\theta_k$  приймає значення  $\theta_0$ . Якщо  $0^\circ < \theta_0 < 90^\circ$ , то з часом кут  $\theta_k$  буде зменшуватися, аж поки не досягне положення рівноваги ( $\theta_k = 0$ ). У випадку коли  $90^\circ < \theta_0 < 180^\circ$  кут  $\theta_k$  буде зростати

аж поки не досягне положення  $\theta_k = 180^\circ$ . Це говорить про те, що внутрішні параметри кристалу визначають деяку фіксовану вісь вздовж якої вишуковується вектор намагніченості феромагнетика, але не визначає конкретного напрямку.

«Ввімкнемо» тепер одночасно тертя і струм. В цьому випадку ми отримуємо систему рівнянь:

$$\begin{aligned}\dot{\phi}_k &= \frac{\omega_{\text{FM}}}{1 + \alpha_G^2} \cos \theta_k - \frac{\alpha_G}{1 + \alpha_G^2} \sigma \epsilon I \\ \dot{\theta}_k &= -\frac{\alpha_G \omega_{\text{FM}}}{2(1 + \alpha_G^2)} \sin 2\theta_k - \frac{\sigma \epsilon I}{1 + \alpha_G^2} \sin \theta_k\end{aligned}\quad (47)$$

В динамічному рівнянні для азимутального кута з'явився доданок, який не зустрічався ані в чисто дисипативному випадку, ані в бездисипативному при пропусканні струму. Він не залежить від кутів і пропорційний як параметру затухання  $\alpha_G$ , так і струму. Він вносить деяку несиметрію поведінки азимутального кута відносно полярного. Так, тепер обертання навколо осі анізотропії обертається в нуль не при  $\theta_k = 90^\circ$ , а при  $\theta_k = \theta^*$ , де  $\theta^* = \arccos((\alpha_G \sigma \epsilon I) / \omega_{\text{FM}})$ .

Щодо динамічного рівняння для полярного кута, то воно складається із суми ефектів дисипації та «накачки» струмом. На відміну від бездисипативного випадку «накачка» послаблена впливом дисипації (множник  $\frac{1}{1 + \alpha_G^2}$ ). Дуже важливим фактом є те, що при  $0 < \theta_0 < 90^\circ$  два ефекти мають протилежний знак, тобто є конкуруючими. При заданому початковому положенні вектора намагніченості для різних значень струму може переважати як ефект дисипації, в цьому випадку вектор намагніченості «звалиться» до  $\theta_k = 0$ , так і ефект «накачки» при якому вектор намагніченості буде співнапрямлений з вектором поляризації струму.

Тепер спробуємо розібратись як на динаміку системи буде впливати взаємодія між прошарками.

Почнемо з найпростішого випадку. Розглянемо вільну ( $I = 0$ ) динаміку двох взаємодіючих ( $\Delta\omega_{\text{int}} > 0$ ) ідеальних ( $\alpha_G = 0$ ) феромагнітних

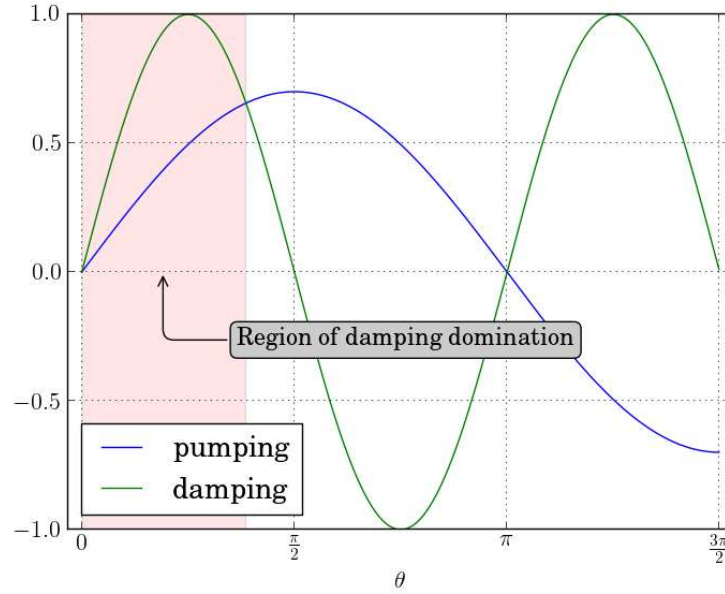


Рис. 6: Область домінування дисипації. Для фіксованої величини струму зображено залежність відносних величин дисипації та «накачки» від полярного кута  $\theta$ . Рожевим зображена область домінування дисипативних процесів

прошарки.

$$\begin{aligned}
 \sin \theta_1 \dot{\phi}_1 &= \omega_{\text{FM}} \sin \theta_1 \cos \theta_1 - \Delta\omega_{\text{int}} \sin \theta_1 \cos \theta_2 \\
 &\quad + \Delta\omega_{\text{int}} \cos \theta_1 \sin \theta_2 \cos (\phi_1 - \phi_2) \\
 \dot{\theta}_1 &= \Delta\omega_{\text{int}} \sin \theta_2 \sin (\phi_1 - \phi_2) \\
 \sin \theta_2 \dot{\phi}_2 &= \omega_{\text{FM}} \sin \theta_2 \cos \theta_2 - \Delta\omega_{\text{int}} \cos \theta_1 \sin \theta_2 \\
 &\quad + \Delta\omega_{\text{int}} \sin \theta_1 \cos \theta_2 \cos (\phi_1 - \phi_2) \\
 \dot{\theta}_2 &= -\Delta\omega_{\text{int}} \sin \theta_1 \sin (\phi_1 - \phi_2)
 \end{aligned}$$

Звернемо увагу, що динамічні рівняння залежать тільки від різниці азимутальних кутів, тому кількість рівнянь можна зменшити ввівши величину  $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ . Після нескладних перетворень отримуємо:

$$\begin{aligned}
 \Delta\dot{\phi} &= (\omega_{\text{FM}} + \Delta\omega_{\text{int}}) (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) + \Delta\omega_{\text{int}} \cos \Delta\phi \frac{\cos \theta_1 \sin^2 \theta_2 - \sin^2 \theta_1 \cos \theta_2}{\sin \theta_1 \sin \theta_2} \\
 \dot{\theta}_1 &= \Delta\omega_{\text{int}} \sin \theta_2 \sin \Delta\phi \\
 \dot{\theta}_2 &= -\Delta\omega_{\text{int}} \sin \theta_1 \sin \Delta\phi
 \end{aligned} \tag{48}$$

Ілюстрація змінних, що описує це рівняння зображено на рис.7. Зміна ку-

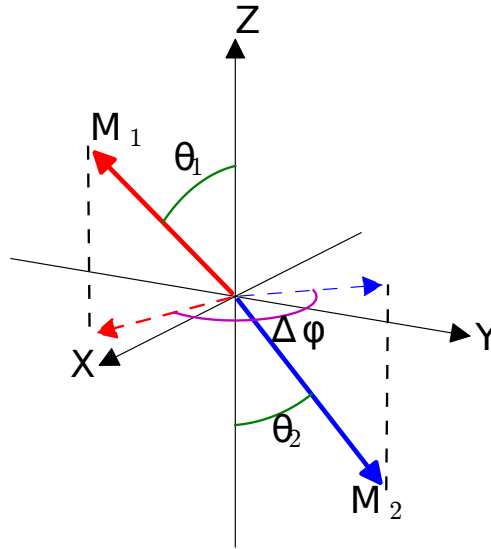


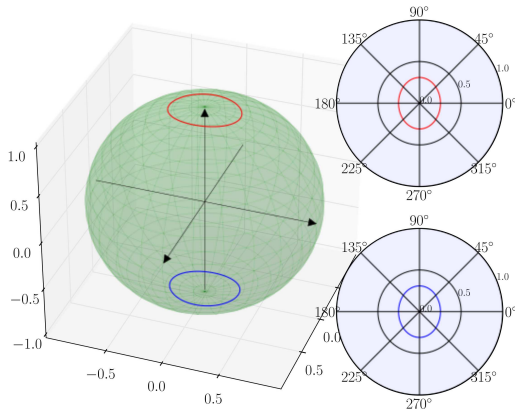
Рис. 7: Умовне зображення намагніченостей обох підґраток. Червоною стрілкою зображений вектор намагніченості першої підґратки, синьою – другої підґратки. Також зображені всі кути, що розглядаються в рівнянні (48).

та  $\Delta\phi$  описує «відставання» проекції векторів намагніченості на площину  $xOy$  одна від одної.

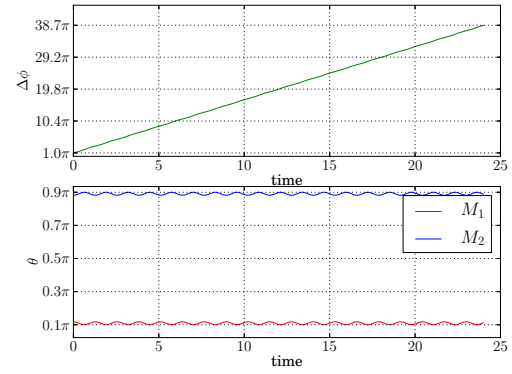
Ця система набагато складніша за ті, що ми мали при розгляданні аналогічних наближень для невзаємодіючих прошарків, тому тут ми спробуємо скористатись чисельним моделюванням, для виявлення основних закономірностей руху.

Перш ніж представити результати зробимо декілька зауважень про параметри системи в чисельній моделі. По-перше перед визначенням величини параметрів ми маємо задатись характерним часом системи:  $T = 3$ , що визначає часовий масштаб моделювання. Через заданий нами час визначимо феромагнітну частоту як:  $\omega_{\text{FM}} = \frac{2\pi}{T}$ , а обмінне частотне зміщення:  $\Delta\omega_{\text{int}} = k\omega_{\text{FM}}$ . Тут коефіцієнт  $k$  визначає домінуючу взаємодію. Так при  $k \ll 1$  домінує анізотропія зразка; тобто система має вести себе як звичайний ФМ. Навпаки, при  $k \gg 1$  починає переважати взаємодія між підґратками, і система перетворюється на чистий АФМ. При  $k \sim 1$  маємо випадок, так званого, синтетичного АФМ. Крок моделювання необхідно покласти набагато меншим ніж період, що визначається меншим з величин  $\omega_{\text{FM}}$  та  $\Delta\omega_{\text{int}}$ .

Для початку виберемо симетричні початкові умови:  $\theta_1 = 0, 1\pi$ ,  $\theta_2 = 0, 9\pi$  а  $\Delta\phi = \pi$ .

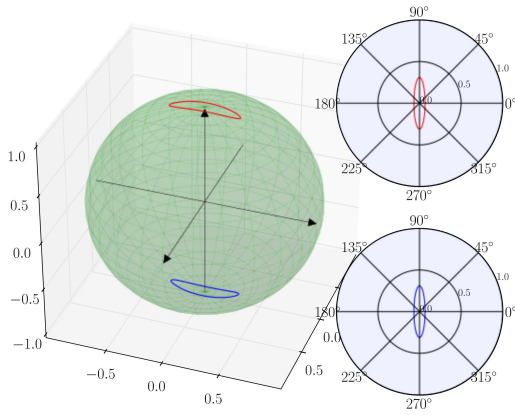


(а) Трьохвимірне зображення сліду вектора намагніченості

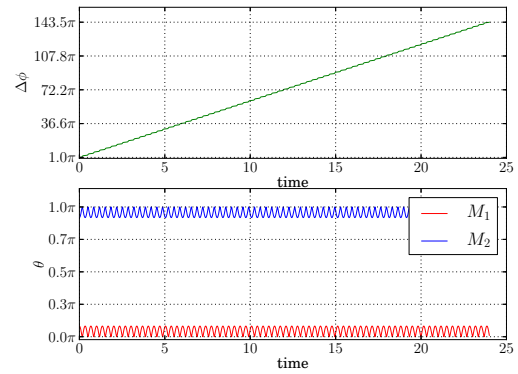


(б) Графіки залежності досліджуваних змінних від часу

Рис. 8: Ідеальний ферромагнетик ( $k = 0,25$ ) з симетричними початковими умовами



(а) Трьохвимірне зображення сліду вектора намагніченості



(б) Графіки залежності досліджуваних змінних від часу

Рис. 9: Ідеальний антиферромагнетик ( $k = 10$ ) з симетричними початковими умовами

На рис. 8 та рис. 9 зображені результати моделювання системи з відповідно слабкою ( $k = 0.25$ ) та антиферромагнітною ( $k = 10$ ) взаємодією між підгратками. В першому випадку вектори намагніченості рухаються майже незалежно, описуючи майже ідеальні кола, як передбачає аналіз проведений нами вище (44). У випадку АФМ взаємодії кола починають сплющуватись, і траєкторія вже більше нагадує еліпси. При подальшому збільшенні взаємодії між підгратками еліпси вироджуються в лінії. Таким чином власні моди ідеального АФМ відповідають простому коливанию векторів намагніченості в площині, орієнтацію якої визначають початкові умови.



## 6.2 Динаміка синтетичного АФМ під впливом струму

При розгляді симетричних початкових умов система демонструвала плавний перехід від ФМ випадку до АФМ. Тепер спробуємо розглянути несиметричні початкові умови. Для прикладу покладемо  $\theta_1 = 0, 15\pi$ ,  $\theta_2 = 0, 8\pi$  а  $\Delta\phi = \pi - 0,3$ .

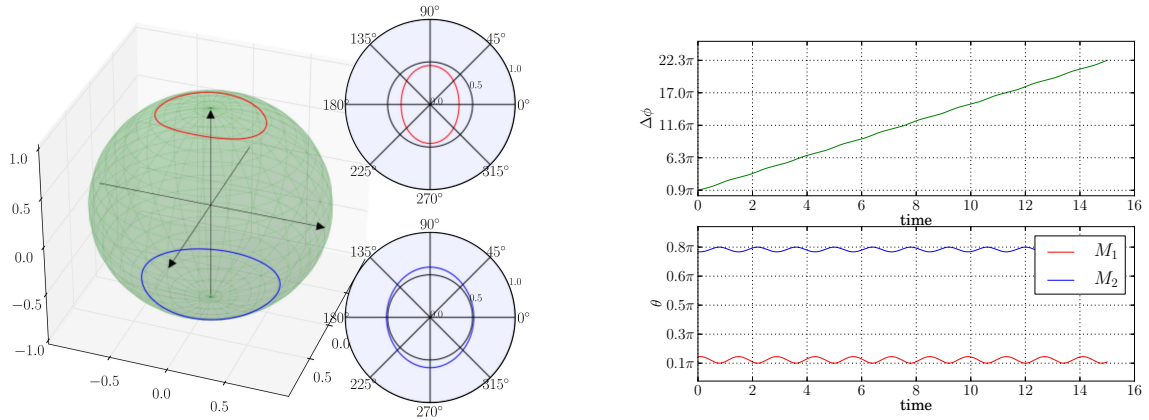


Рис. 10: Ідеальний ферромагнетик ( $k = 0,25$ ) з несиметричними початковими умовами

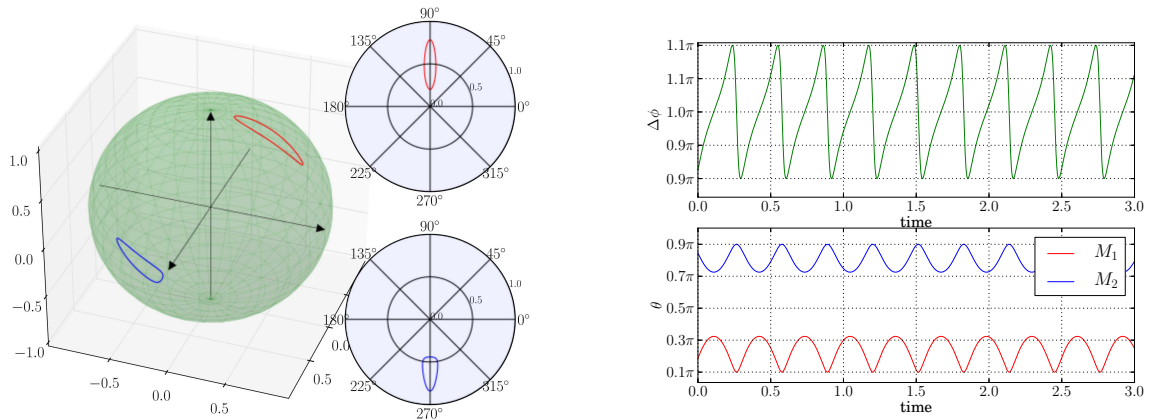


Рис. 11: Ідеальний антиферромагнетик ( $k = 20$ ) з несиметричними початковими умовами

Результати моделювання зображені на рис. 10, рис. 11 та рис. 12. У випадку слабкої взаємодії (рис. 10) особливо нічого не помінялось, окрім того, що невелике сплюснення колових траєкторій відбулося несиметрично. В АФМ випадку несиметричність початкових умов призвела до того, що

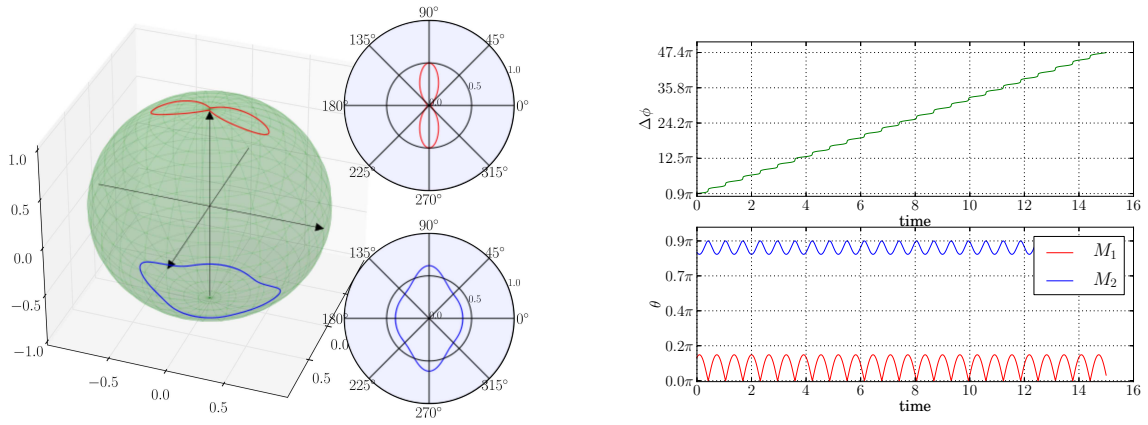


Рис. 12: Ідеальний синтетичний антиферромагнетик ( $k = 3$ ) з несиметричними початковими умовами

вектори намагніченості почали обертатись навколо осі, що розташована під певним кутом до осі анізотропії (рис. 11). Траєкторія цього обертання нагадує еліпс.

На рис. 12 зображена поведінка проміжного випадку ( $k \sim 1$ ), який точніше за всі інші описує синтетичний антиферромагнетик. Легко бачити, що в цьому випадку траєкторія зовсім не схожа ані на випадок слабкої взаємодії, ані на АФМ.

Динаміка векторів намагніченості синтетичного антиферромагнетика під впливом спінополяризованого струму коректно може бути описана системою рівнянь (43). Як і в більш часткових випадках, ця система залежить тільки від різниці азимутальних кутів, тому і тут слід ввести змінну  $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ . Виразивши похідні по часу отримуємо явну систему трьох рівнянь.

Перше рівняння описує динаміку  $\Delta\phi$ :

$$\begin{aligned}
 (1 + \alpha_G^2) \sin \theta_1 \sin \theta_2 \dot{\Delta\phi} = & (\omega_{\text{FM}} + \Delta\omega_{\text{int}}) \sin \theta_1 \sin \theta_2 (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) + \\
 & + \Delta\omega_{\text{int}} \cos \Delta\phi (\sin^2 \theta_2 \cos \theta_1 - \sin^2 \theta_1 \cos \theta_2) + \\
 & + \alpha_G \Delta\omega_{\text{int}} (\sin^2 \theta_1 + \sin^2 \theta_2) \sin \Delta\phi - \\
 & - 2\alpha_G \sigma \epsilon I \sin \theta_1 \sin \theta_2
 \end{aligned} \tag{49}$$

Перший доданок цього рівняння описує спільний вплив анізотропії кристалу та взаємодії між підґратками на динаміку різниці між азиму-

тальними кутами намагніченостей. Тут взаємодія підсилює вплив анізотропії. Другий доданок описує додатковий вплив взаємодії, який не зводиться просто до підсилення анізотропії. Третій доданок описує вплив затухання. Зазначемо, що цей вплив проявляється тільки в присутності взаємодії між підгратками. Останній доданок враховує наявність спін-поляризованого струму.

Друге рівняння системи описує динаміку полярного кута вектора намагніченості першої підгратки, і має наступний вигляд:

$$\begin{aligned} (1 + \alpha_G^2) \dot{\theta}_1 = & - \alpha_G \omega_{\text{FM}} \sin \theta_1 \cos \theta_1 + \Delta \omega_{\text{int}} \sin \theta_2 \sin \Delta \phi + \\ & + \alpha_G \Delta \omega_{\text{int}} (\sin \theta_1 \cos \theta_2 - \cos \theta_1 \sin \theta_2 \cos \Delta \phi) - \\ & - \sigma \epsilon I \sin \theta_1 \end{aligned} \quad (50)$$

Третє рівняння описує часову динаміку полярного кута вектора намагніченості другої підгратки:

$$\begin{aligned} (1 + \alpha_G^2) \dot{\theta}_2 = & - \alpha_G \omega_{\text{FM}} \sin \theta_2 \cos \theta_2 - \Delta \omega_{\text{int}} \sin \theta_1 \sin \Delta \phi + \\ & + \alpha_G \Delta \omega_{\text{int}} (\cos \theta_1 \sin \theta_2 - \sin \theta_1 \cos \theta_2 \cos \Delta \phi) + \\ & + \sigma \epsilon I \sin \theta_2 \end{aligned} \quad (51)$$

Під час моделювання зручно задавати не абсолютну величину струму, а відносну. В нашому експерименті ми міряли струм відносно критичного струму, який ми отримали в попередньому розділі (38). Використовуючи визначення  $\omega_{\text{FM}}$  та  $\Delta \omega_{\text{int}}$ , критичний струм можна переписати як

$$I_{\text{cr}} = -\alpha_G \frac{\omega_{\text{FM}} + \Delta \omega_{\text{int}}}{\sigma \epsilon} \quad (52)$$

В цьому виразі було додатково введений параметр  $\epsilon$ , який, як відзначалось раніше, враховує часткову поляризацію струму. Відносний струм будемо позначати

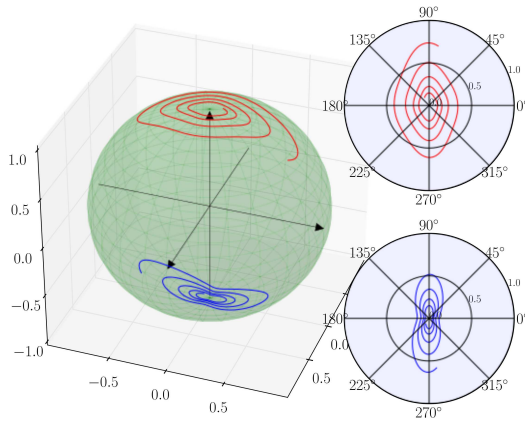
$$j = \frac{I}{I_{\text{cr}}} = -\frac{\sigma \epsilon I}{\alpha_G (\omega_{\text{FM}} + \Delta \omega_{\text{int}})},$$

тоді комплекс величин, який фігурує в динамічних рівняннях можна виразити через нього:

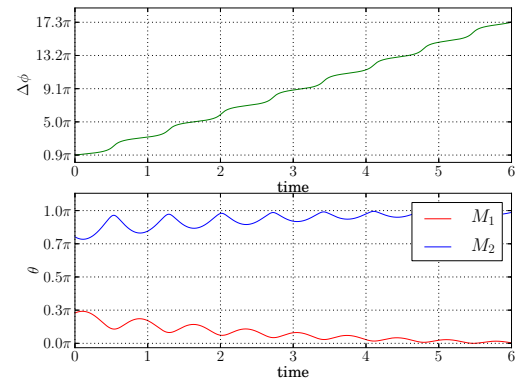
$$\sigma \epsilon I = \alpha_G (\omega_{\text{FM}} + \Delta\omega_{\text{int}}) j$$

Значення  $j < 1$  будуть відповідати докритичним величинам струму,  $j > 1$  – закритичним значенням струму. Значення  $j \approx 1$  відповідає критичній величині струму, тобто, система має повністю компенсувати дисипацію за рахунок «накачки». Тут не вказана строга рівність, адже вивід критичного струму проводився з лінеаризованих рівнянь; поправки вищих порядків враховані не були.

Почнемо моделювання з малим відносним струмом. Покладемо  $j = 0,5$ , початкові умови покладемо:  $\theta_1 = 0,15\pi$ ,  $\theta_2 = 0,9\pi$  а  $\Delta\phi = \pi - 0,3$ . В цьому випадку дисипації в системі домінують, тому слід очікувати, що амплітуда коливань вектора намагніченості почне спадати і система прийде до свого стійкого положення. Чисельний експеримент підтверджує вищесказане (рис. 13).



(а) Трьохвимірне зображення сліду вектора намагніченості



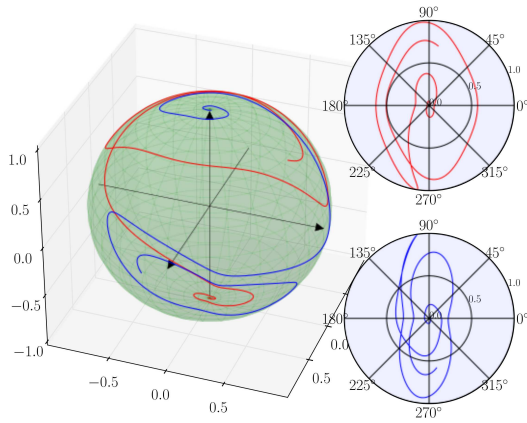
(б) Графіки залежності досліджуваних змінних від часу

Рис. 13: Результати моделювання синтетичного антиферромагнетика в присутності докритичного струму

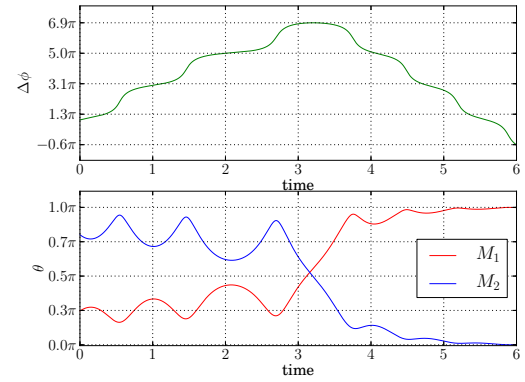
Тепер спробуємо розглянути випадок закритичного струму ( $j = 1,3$ ).

На рис. 14 зображені результати експерименту. Бачимо, що в цьому випадку в системі домінує накачка: струм перевертає вектори намагніченості вздовж своєї поляризації в кожній з підґраток. При збільшенні величини струму час перевертання зменшується.

Тепер спробуємо промоделювати ситуацію, коли величина струму близька до критичної. Зафіксувавши значення струму  $j = 0,95$ , спробуємо

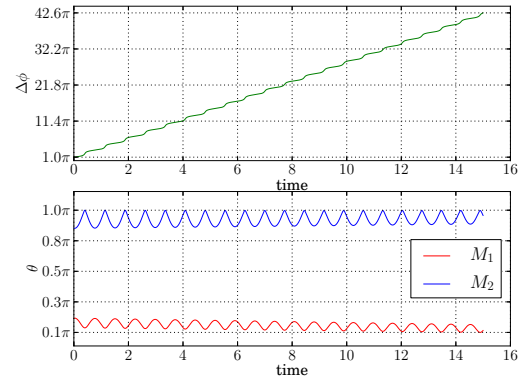
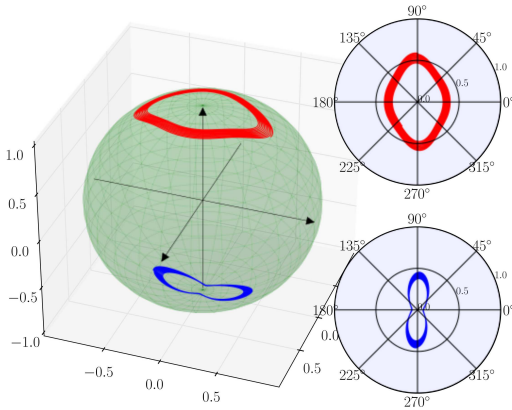


(а) Трьохвимірне зображення сліду вектора намагніченості



(b) Графіки залежності досліджуваних змінних від часу

Рис. 14: Результати моделювання синтетичного антиферромагнетика в присутності закритичного струму



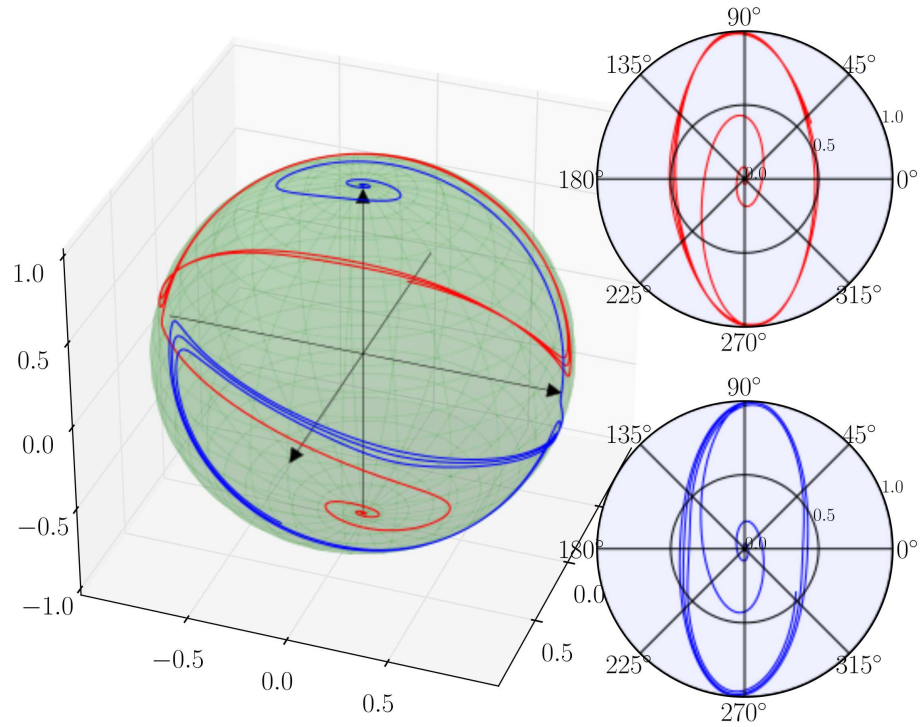
(а) Графіки залежності досліджуваних змінних від часу

Рис. 15: Синтетичний АФМ в присутності критичного струму з початковою умовою  $\Delta\phi = \pi$

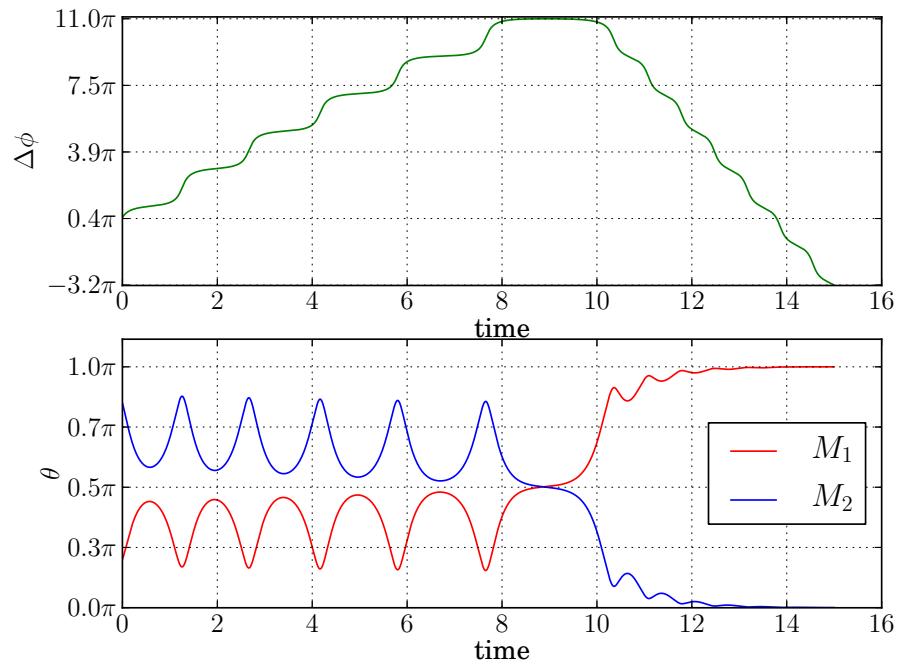
прослідкувати за динамікою системи в залежності від початкових умов.

На рис. 15 зображено результати чисельного експерименту з початковими умовами:  $\theta_1 = 0, 2\pi$ ,  $\theta_2 = 0, 85\pi$  а  $\Delta\phi = \pi$ . Як бачимо, величини струму недостатньо для того аби «перекинути» намагніченість. Утовщення ліній на рисунку (16а) говорить про поступове затухання коливань.

На рис. 16 зображено результати для початкових умов:  $\theta_1 = 0, 2\pi$ ,  $\theta_2 = 0, 85\pi$  а  $\Delta\phi = 1, 4$ . Легко бачити, що в цьому випадку величини струму достатньо аби компенсувати дисипації та «перекинути» намагніченість в кожному з прошарків.



(а) Трьохвимірне зображення сліду вектора намагніченості



(b) Графіки залежності досліджуваних змінних від часу

Рис. 16: Синтетичний антиферромагнетик в присутності критичного струму з початковою умовою  $\Delta\phi = 1,4$

## 7 Охорона праці та безпека в надзвичайних ситуаціях

Згідно з визначенням закону України «Про охорону праці», охорона праці - це система правових, соціально-економічних, організаційно-технічних, санітарно-гігієнічних і лікувально-профілактичних заходів та засобів, спрямованих на збереження життя, здоров'я і працездатності людини у процесі трудової діяльності.

Завдання охорони праці полягає в тому, щоб звести до мінімуму ймовірність ураження або захворювання працюючого персоналу з одночасним забезпеченням комфорту при максимальній продуктивності праці. Реальні виробничі умови характеризуються, як правило, наявністю певних небезпек та шкідливостей. Тому розробка заходів щодо покращення умов та охорони праці повинна проводитися на кожному підприємстві.

Основним напрямком представленої роботи є теоретична фізика, що передусім, пов'язана з роботою на персональному комп'ютері (ПК). Тому доцільно розглянути заходи, що передбачаються законодавством України, для запобігання розвитку негативних наслідків впливу ПК на здоров'я користувачів.

### 7.1 Аналіз робочого приміщення

При виконанні магістерської дисертації основна частина роботи проводилась в приміщенні, що знаходиться на третьому поверсі триповерхового будинку. Кімната світла, простора, добре провітрюється. Два вікна виходять на північно-західну сторону. Основним видом діяльності в приміщенні є розробка алгоритмів для моделювання фізичних процесів, що відноситься до категорії важкості «легка Іа». Основні параметри приміщення наведені в табл. 1

#### 7.1.1 Робоче приміщення

В табл. 1 зазначені розміри приміщення. З наведених даних випливає, що на одну людину припадає  $4,5 \text{ м}^2$  площі та  $13,5 \text{ м}^3$  об'єму робочого простору, що, враховуючи специфіку роботи, менше за встановлені за-

Табл. 1: Параметри робочого приміщення

Параметр	Значення
Приміщення	
Розміри приміщення:	
- довжина	4,5 м
- ширина	3,0 м
- висота	3,0
- площа	13,5 м <sup>2</sup>
- об'єм	40,5 м <sup>3</sup>
Кількість робітників	3
Освітлення	
Тип освітлення	Суміщений
Вікна:	
- кількість	2
- ширина	1,2 м
- висота	1,4 м
- загальна площа	3,4
Світильники:	
- кількість	2
- тип	люмінесцентний
- ламп в світильнику	2
- потужність лампи	18 Вт
Електромережа	
Тип електромережі	однофазна, 220 В
Розетки	
- кількість	3
- тип	здвоєні
- заземлення	присутнє

конодавством норми (6 м<sup>2</sup> площі та 20 м<sup>3</sup> об'єму). Світловий коефіцієнт природного освітлення, що визначається як відношення сумарної площі вікон до площі підлоги, становить 23 %. Нормою вважається значення 25 - 50 %. Попри це слід відзначити, що вікна не затінені і, в цілому, добре освітлюють кімнату. Схема приміщення зображена на рис. 17

### 7.1.2 Електробезпека

В приміщення проведена однофазна електромережа напругою 220 В та частотою 50 Гц. Вся проводка схована. Встановлено три здвоєні, заземлені розетки в пластикових закритих корпусах та один вимикач світла. Всі розетки підключені до одного повітряного автоматичного вимикача





відповідає нормам.

Стілець має спинку та підлокітники. Висота стільця, положення спинки та підлокітників регулюється в залежності від потреб користувача.

#### 7.1.4 Оцінка виробничого шуму в приміщенні

Поряд з приміщенням що розглядається відсутні автомагістралі, підприємства, заводи, залізничні колії та інші джерела шуму. Основним джерелом шуму є персональні комп'ютери, а саме – вентилятор блока живлення, охолоджуючі прилади процесора і різні апаратні компоненти системи, що швидко нагріваються. Також деякий шум створює робота жорстких дискових накопичувачів. Рівень звукового тиску в приміщенні розрахуємо по формулі:

$$L_{\text{сум}} = 10 \log \left( \sum_i 10^{L_i/10} \right)$$

Шум від роботи одного комп'ютера можна оцінити  $L_{\text{комп}} = 40$  дБА, а від БФП –  $L_{\text{БФП}} = 45$  дБА. В такому випадку сумарний шум становить  $L_{\text{сум}} = 47,9$  дБА. Допустимий рівень шуму для програмістів становить 50 дБА, з чого ми можемо зробити висновок, що рівень шуму задовільний.

#### 7.1.5 Повітря робочої зони

Згідно з ДСН 3.3.6.042-99 для категорії тяжкості робіт легка 1а (переважно сидяча) передбачено оптимальні параметри мікроклімату що представлені в табл. 3. Середня температура в приміщенні в холодний період року становить  $19\text{ }^{\circ}\text{C}$ , а в теплий –  $26\text{ }^{\circ}\text{C}$ , що виходить за рамки норми.

В робочому приміщенні, а також в усій будівлі, відсутні будь-які джерела забруднюючих речовин. В приміщенні використовуються рідкокристалічні дисплеї. Вони майже нічого не випромінюють, тому що в їх основі лежить звичайна люмінісцентна лампа, світло від якої затіняється матрицею рідких кристалів. Також вони позбавлені ефекта мерехтіння, що дозволяє значно зменшити навантаження на очі.

Табл. 3: Температурні норми для приміщень з ВДТ та ПК для категорії робіт легка-Іа

Період року	Температура повітря °C	
	Нормативні	Виміряні
Холодний	22-24	19
Теплий	23-25	26

### 7.1.6 Освітленість

Норми освітленості виробничих приміщень вказанів ДБН В. 2.5.- 28 - 2006. Як зазначено в табл. 1 в приміщенні встановлено два світильники з двома люмінісцентними лампами кожний. Потужність кожної лампи становить 18 Вт, потужність світильника – 36 Вт. Світова віддача для цього типу ламп становить 50 лм/Вт. Отже, світловий потік від кожної лампи можна оцінити за формулою  $\Phi = 2P\eta$ , де  $P$  – потужність світлового джерела,  $\eta$  – світлова віддача джерела. Присутність двійки в формулі пояснюється наявністю дзеркала в світильнику, що половину світлового потоку перенаправляє в протилежному напрямку. Таким чином  $\Phi_{\text{світ}} = 3600$  лм.

В кімнаті відсутні перешкоди, що б заважали прямому розповсюдженню світла, тому для оцінки освітленості робочого місця можна скористатися формулою:

$$E_{\text{роб. місц.}} = \frac{\Phi_{\text{світ}}}{r^2} \cos\theta,$$

де  $r$  – відстань від світильника до робочого місця,  $\theta$  – кут падіння потоку світла. Тут було знехтувано відбитим від оточуючих предметів світлом, а також частиною світлового потоку, що приходить від світильника, що знаходиться далі.

Середня відстань від світильника до робочого місця становить 2,85 м, а кут падіння світлового потоку  $36^\circ$ . Таким чином освітленість робочого місця в приміщенні можна оцінити величиною 350 лк, що відповідає нормам для робіт з високою точністю.

### 7.1.7 Безпека в надзвичайній ситуації

Одною з найімовірніших надзвичайних ситуацій для цього приміщення є пожежа. Виробниче приміщення знаходиться в цегляній споруді з товщиною стін близько 60 см. Будинок відноситься до другої категорії вогнестійкості. Схема розташування електроприладів та розміщення провідників електромережі не створює пожежонебезпечних ситуацій. Під час роботи не використовуються прилади, які можуть стати джерелами займання. Приміщення оснащено одним вуглекислотним вогнегасником ОУ-2, що відповідає нормам, адже один вогнегасник типу ОУ-2 розрахований на площу 20 м<sup>2</sup>. Пожежний кран знаходиться в десяти метрах від кімнати.

З поверху передбачено два різні виходи. Один на відстані 2,5 метри від кімнати, інший – 30 метрів.

## 7.2 Висновки

Не дивлячись на те, що на перший погляд кімната що розглядається справляє гарне враження, під час детального аналізу було виявлено багато невідповідностей нормам українського законодавства з охорони праці.

Загальна площа кімнати складає 13,5 м<sup>2</sup>, що згідно нормам, відповідає двом робочим місцям. Однак в кімнаті їх три. Робота, що передбачається на цих місцях, потребує високого рівня концентрації. В цьому випадку нормами передбачаються наявність перегородок між робочими місцями, що відсутні в кімнаті.

Невідповідність нормам робочих столів приносить багато незручностей працівникам і, як наслідок, знижує продуктивність праці.

Повітря робочої зони в цілому має задовільний стан, але є деякі відхилення від норм. По-перше, слід відзначити дещо занижену середню температуру повітря в холодний період року, та дещо завишену в теплий період. По-друге, впадає в очі відсутність передбаченого механізму провітрювання кімнати, що суттєво знижує рівень комфорту працівників.

Слід відзначити гарну освітленість, низький рівень шумів в кімнаті, що сприяє зосередженню, гарний стан електромережі та наявність вогнегасника.

Для покращення умов праці в приміщенні перш за все треба зменшити кількість робочих місць з трьох до двох. Це дозволить витримати норми охорони праці, збільшити рівень комфорту працівників, а також позбавить необхідності облаштовувати кімнату перегородками. Крім того, це дозволить замінити наявні столи більшими, при цьому не зменшуючи просторість кімнати. Збільшення потужності батарей дозволить збільшити середню температуру повітря в кімнаті в холодний період року, а встановлення кондиціонеру дозволить зменшити середню температуру в теплий період року та забезпечить кімнату механізмом

## 8 Висновки

В даній дисертації була проведена робота по дослідженню динаміки векторів намагніченості синтетичного антиферромагнетика під впливом спінополяризованого струму.

Система яку було описано складалась з двох ферромагнітних підґраток з антиферромагнітною взаємодією між ними (одновісний синтетичний антиферромагнетик типу «легка вісь»). Моделювалась ситуація, під час якої через систему пропускався спінополяризований струм, поляризація якого протилежнонапрявлена до напрямку вектора намагніченості кожної з підґраток в початковий момент. Були виявлені основні закономірності динаміки векторів намагніченості.

В аналітичній частині роботи були отримано явний вираз для частоти коливань векторів намагніченості в присутності струму та величину критичного струму в лінійному наближенні. Виявилось, що цей струм пропорційний сумі константи анізотропії ( $K$ ) та коефіцієнту АФМ зв'язку ( $J_{\text{int}}$ ). Цей результат узагальнює раніше відомі формули для АФМ та ФМ випадків.

Була отримана система рівнянь, що описує динаміку синтетичного АФМ на основі яких були записані лагранжеан та дисипативна функція. Це дозволило порівняно легко перейти до сферичних координат та позбавитись зв'язку між змінними. Отримані рівняння були використані для чисельного моделювання.

Під час чисельного моделювання було виявлено, що система, під час пропускання струму поведінкою нагадує ферромагнітну систему. Так, при закритичному значенні струму вектор намагніченості перевертається та стає співнапрявленим напрямку поляризації струму. Були промодельовані граничні випадки: АФМ випадок, в якому анізотропія кристалу була малою в порівнянні з зв'язком між підґратками, та ФМ випадок, в якому нехтувалось зв'язком між підґратками. Оби два граничні випадки продемонстрували передбачену теорією поведінку.

За відсутності дисипацій та струму були виявлені власні моди синтетичного АФМ. При несиметричних початкових умовах поведінка векторів намагніченостей прошарків відрізняються і траєкторія одного з них може проходити через рівноважне положення.

При пропусканні струму через систему, в залежності від його величини, спостерігаються різні динамічні картини. Так, при значенні струму нижче критичного в системі домінують дисипативні процеси і коливання векторів намагніченості поступово згасають, зупиняючись в своїх рівноважних положеннях. Швидкість затухання коливань залежить від відношення величини накачки та дисипації. При пропусканні струму, що перевищує критичне значення, амплітуди коливань починають зростати, аж поки проекції векторів намагніченості на вісь анізотропії не змінять свій знак. Тоді вплив струму і дисипацій починають діяти в одному напрямку і вектори намагніче «звалюються» в положення в яких вони співнаправлені з поляризацією струму.

Додатково було проведено серія експериментів, які показали, що вклад нелінійних поправок зменшує величину критичного струму. Крім того, було виявлено, що при зменшенні добротності системи ( $\alpha_G$ ) величина критичного струму зменшується.

## Литература

- [1] Sebastian Loth, Susanne Baumann, Christopher P. Lutz, D. M. Eigler, and Andreas J. Heinrich. Bistability in atomic-scale antiferromagnets. *Science*, 335(6065):196–199, 2012.
- [2] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61(21):2472–2475, Nov 1988.
- [3] A. Deac, K. J. Lee, Y. Liu, O. Redon, M. Li, P. Wang, J. P. Nozieres, and B. Dieny. Current induced magnetization switching in exchange biased spin-valves for cpp-gmr heads, 2005. nice exper, permalloy.
- [4] A. Slavin and V. Tiberkevich. Nonlinear auto-oscillator theory of microwave generation by spin-polarized current. *IEEE Trans. Magn.*, 45(4):1875–1918, April 2009.
- [5] J.C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, 159:L1–L7, June 1996.
- [6] L. Berger. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Phys. Rev. B*, 54(13):9353–9358, Oct 1996.
- [7] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder. Excitation of a magnetic multilayer by an electric current. *Phys. Rev. Lett.*, 80(19):4281–4284, May 1998.
- [8] Z. Li and S. Zhang. Magnetization dynamics with a spin-transfer torque. *Phys. Rev. B*, 68(2):024404, Jul 2003. very interesting calculations, instability induced by the current.
- [9] W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, S. E. Russek, and T. J. Silva. Direct-current induced dynamics in co90fe10/nl80fe20 point contacts. *Phys. Rev. Lett.*, 92(2):027201(4), 2004.



- [10] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo. Real-space observation of current-driven domain wall motion in submicron magnetic wires. *Phys. Rev. Lett.*, 92(7):077205, 2004.
- [11] H. Dasso, R. Lehdorff, D. E. Burgler, M. Buchmeier and P. A. Grünberg, C. M. Schneider, and A. van der Hart. Single-crystalline fe nanopillars for spin-transfer measurements. Scientific, IFF, Julich Research Centre, 2004/2005.
- [12] A. N. Slavin and V. S. Tiberkevich. Current-induced bistability and dynamic range of microwave generation in magnetic nanostructures. *Phys. Rev. B*, 72:094428, 2005.
- [13] Z. Wei, A. Sharma, A. S. Nunez, P. M. Haney, R. A. Duine, J. Bass, A. H. MacDonald, and M. Tsoi. Changing Exchange Bias in Spin Valves with an Electric Current. *Phys. Rev. Lett.*, 98(11):116603, March 2007.
- [14] P.M. Haney, D. Waldron, R.A. Duine, A. S. Nunez, H. Guo, and A.H. MacDonald. Ab-initio gmr and current-induced torques in au/cr multilayers. *cond-mat/0611599*, 2006.
- [15] P. M. Haney, D. Waldron, R. A. Duine, A. S. Nú nez, H. Guo, and A. H. MacDonald. Current-induced order parameter dynamics: Microscopic theory applied to co/cu/co spin valves. *Phys. Rev. B*, 76(2):024404, 2007.
- [16] E. V. Gomonay and V. M. Loktev. Distinctive effects of a spin-polarized current on the static and dynamic properties of an antiferromagnetic conductor. *Low Temperature Physics*, 34(3):198–206, 2008.
- [17] A.M.Kosevich, B.A.Ivanov, and A.S.Kovalev. *Nonlinear magnetization waves. Dynamical and topological solitons*. Naukova Dumka, Kiev, 1983. 189 p.(in Russian).
- [18] I.V. Bar'yakhtar and B.A. Ivanov. Nonlinear magnetization waves of an antiferromagnet. *Sov. J. Low Temp. Phys.*, 5:361, 1979.