

ІНСТИТУТ МАГНЕТИЗМУ НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ ТА
МІНІСТЕРСТВА ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова праця
на правах рукопису

ПОЛИНЧУК Павло Юрійович

УДК 537.6/.8

ДИСЕРТАЦІЯ

**БЕЗРЕЛАКСАЦІЙНЕ ПЕРЕМІКАННЯ КОМПРОК МАГНІТНОЇ ПАМ'ЯТІ
НА ОСНОВІ БАГАТОШАРОВИХ НАНОСИСТЕМ З
АНТИФЕРОМАГНІТНИМ ЗВ'ЯЗКОМ**

104 – Фізика та астрономія

Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії
у галузі природничих наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело.

_____ П.Ю. Полинчук

Науковий керівник:

ДЖЕЖЕРЯ Юрій Іванович

доктор фізико-математичних наук,
професор

КИЇВ – 2024

АНОТАЦІЯ

Полинчук П. Ю. Безрелаксаційне перемикання комірок магнітної пам'яті на основі багат шарових наносистем з антиферомагнітним зв'язком. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 – Фізика та астрономія. – Інститут магнетизму НАН України та МОН України, Київ, 2024.

У дисертаційній роботі досліджена динаміка намагніченості елементів магнітної пам'яті у двох важливих для практичної реалізації випадках: 1) під дією магнітного поля; 2) із застосуванням комбінованого впливу імпульсів магнітного поля та спіно-поляризованого струму. З'ясовано умови перемагнічування синтетичного антиферомагнетика (САФ) або комірки пам'яті під дією цих зовнішніх збурень. Запропоновано такі принципи керування, що забезпечують перемагнічування вільного шару комірки пам'яті під впливом імпульсів магнітного поля та спіно-поляризованого струму. Отримані результати є важливими для технологічних застосувань в пристроях магнітної пам'яті з довільним доступом (MRAM).

У вступі до оригінальної частини дисертації обґрунтовано актуальність її теми. Сформульовано мету, визначено об'єкт та предмет дослідження. Обґрунтовано новизну отриманих результатів. Надається інформація щодо апробації результатів досліджень на наукових конференціях.

У першому розділі дисертаційної роботи проведено аналіз сучасного стану проблеми перемагнічування синтетичного антиферомагнетика з метою запису інформації. Розглянуто фізичні основи методів, які застосовуються для перемикання магнітних станів комірки пам'яті в застосуваннях MRAM.

У другому розділі дисертаційної роботи визначено умови реалізації швидкого перемикання напрямку намагніченості комірки пам'яті під дією імпульсу магнітного поля, прикладеного перпендикулярно до площини вільного шару САФ. Зроблено оцінки амплітуди та тривалості імпульсів лазерного

випромінювання необхідних для керування станами намагніченості САФ. Показано, що в разі реалізації швидкісного режиму перемагнічування комірки пам'яті, індукована лазером пульсація магнітного поля може бути покладена в основу сучасного методу запису інформації на носії типу САФ.

Крім того, у *другому розділі* дисертаційної роботи досліджено зміну магнітного стану синтетичного антиферромагнетика під впливом спінополяризованого струму. Визначено вплив початкового кута, між “поляризатором” спінополяризованого струму та намагніченістю САФ на амплітуду та тривалість струмового імпульсу, необхідних для перемагнічування елементів пам'яті.

У *третьому розділі* дисертаційної роботи теоретично досліджено процес керування намагніченістю комірки пам'яті під впливом комбінованої дії локальних зовнішніх магнітних полів, які створюються шляхом пропускання наперед запрограмованих електричних струмів через керуючі електричні провідники в стандартній компоновці. Показано, що за рахунок оптимізації форми та тривалості струмових імпульсів $I(t)$ (t – час) досягається швидкісний безрелаксаційний режим перемикання магнітного стану комірки пам'яті. Визначено оптимальні параметри польових (струмових) імпульсів для досягнення швидкого безрелаксаційного режиму перемагнічування комірки пам'яті.

У *четвертому розділі* дисертаційної роботи теоретично досліджено практично важливу для спінтроники задачу – проблему керування магнітними станами комірки пам'яті MRAM під впливом комбінованої дії локальних зовнішніх магнітних полів і спінополяризованих струмів. Досліджено перемагнічування комірки пам'яті, що складається з трьох наночарів, розділених двома тунельними магнітними переходами, під впливом комбінованої дії спінополяризованого струму та імпульсів магнітного поля. З'ясовано динаміку намагніченості “рухомого” ферромагнітного шару. Аналітично обчислено оптимальні амплітуди та часи тривання імпульсу спінополяризованого струму та індукованого ним магнітного поля, необхідні для досягнення стійкого, швидкого, безрелаксаційного перемагнічування комірки пам'яті.

Ключові слова: синтетичний антиферромагнетик, спін-поляризований струм, магнітна комірка пам'яті, магнітний тунельний перехід, низькобар'єрне перемагнічування, безрелаксаційне перемагнічування, магнітна динаміка.

ABSTRACT

Polynchuk P.Yu. Relaxation-free switching of magnetic memory cells based on multilayer nanosystems with antiferromagnetic coupling. – Qualification research paper on the rights of a manuscript.

Thesis for the Doctor of Philosophy scientific degree in the Speciality 104 – Physics and Astronomy. – Institute of Magnetism of the National Academy of Sciences of Ukraine and Ministry of Education and Science of Ukraine, Kyiv, 2024.

The dynamics of magnetization of magnetic memory elements in two cases important for practical implementation is studied in this thesis: 1) under the influence of a magnetic field; 2) with the combined effect of magnetic field pulses and pulses of spin-polarized current. The conditions for magnetization reversal of the synthetic antiferromagnet (SAF) or a memory cell under the influence of these external perturbations are determined. The following control principles are proposed to ensure the magnetization of the free layer of the memory cell under the influence of magnetic field pulses and spin-polarized current. The results obtained are important for technological applications in random access magnetic memory (MRAM) devices.

In the introduction to the original part of the dissertation, the relevance of its topic is proved. The purpose is formulated, the object and subject of the study are defined. The novelty of the results is substantiated. Information on the testing of research results at scientific conferences is provided.

The first chapter of the thesis analyses the current state of the problem of remagnetization of synthetic antiferromagnets for the purpose of recording information. The physical basis of the methods used to switch the magnetic states of a memory cell in MRAM applications is described.

In the second chapter of the thesis, the conditions for the implementation of rapid switching of the magnetization direction of the memory cell under the action of a magnetic field pulse applied perpendicularly to the plane of the free layer of the SAF are defined. The amplitude and duration of laser radiation pulses required to control the magnetization states of the SAF are estimated. It is shown that in the case of

implementation of the high-speed mode of SAF magnetization reversal, the laser-induced magnetic field pulsation can be the basis of a modern method of recording information on SAF-type media.

In addition, *the second chapter* of the thesis investigates the change in the magnetic state of a synthetic antiferromagnet under the influence of a spin-polarized current. The influence of the initial angle between the spin-polarized current “polarizer” and the magnetization of the SAF on the amplitude and duration of the current pulse required to remagnetize the memory elements is determined.

The *third chapter* of the thesis theoretically investigates the process of controlling the magnetization of a memory cell under the combined effect of local external magnetic fields, which are created by passing pre-programmed electric currents through control electric in a standart layout. It is shown that by optimizing the shape and duration of current pulses $I(t)$ (t – time), a high-speed relaxation-free mode of switching the magnetic state of the memory cell is achieved. The optimal parameters of field (current) pulses for achieving a fast relaxation-free mode of memory cell magnetization are determined.

In the fourth chapter of the thesis, we have theoretically studied a practically important task for spintronics – the problem of controlling the magnetization states of a magnetic memory cell by means of the combined action of local external magnetic fields and spin-polarized currents. The magnetization of a memory cell consisting of three nanolayers separated by two tunnel magnetic junctions under the combined action of a spin-polarized current and magnetic field pulses is investigated. The dynamics of magnetization of the free ferromagnetic layer is studied. The optimum amplitudes and durations of the spin-polarized current pulse and the magnetic field induced by it are analytically calculated to achieve stable, fast, relaxation-free remagnetization of the memory cell.

Key words: synthetic antiferromagnet, spin-polarized current, magnetic memory cell, magnetic tunnel junction, low-barrier magnetization reversal, inertial-free magnetization reversal, magnetic dynamics.

**СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ
(PUBLICATION LIST)**

**Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації
(Publications representing main thesis results):**

1. Yu. I. Dzhezherya, P. Yu. Polynchuk, I. V. Gerasimchuk, S. P. Kruchinin, V. M. Kalita and V. Korenivski, Control of the Memory Cell Magnetization by a Combined Pulse of Local Magnetic Fields, *Modern Physics Letters B*, V. 38, 2440001 (2024). <https://doi.org/10.1142/S0217984924400013>. (Q3)
2. Y. Dzhezherya, P. Polynchuk, A. Kravets and V. Korenivski, Ultrafast inertia-free switching of double magnetic tunnel junctions, *IEEE Transactions on Magnetics*, V. 60, 4400106 (2024). <https://doi.org/10.1109/TMAG.2024.3380467>. (Q2)
3. Yu. Dzhezherya, V. Kalita, P. Polynchuk, A. Kravets, V. Korenivski, S. Kruchinin, S. Bellucci, Fast barrier-free switching in synthetic antiferromagnets, препринт <http://arxiv.org/abs/2110.02138>.

Публікації, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації (Conference abstracts and proceedings):

1. Liedienov N. A., Polynchuk P. Yu., Pashchenko A. V., Dzhezherya Yu. I., Levchenko G. G. / Structural and magnetic properties of lanthanum-strontium manganite nanopowder // Abstract Book of the International research and practice conference “Nanotechnology and Nanomaterials” (NANO-2022, Lviv). – August 25-27, 2022. – P. 46.
2. Dzhezherya Yu. I., Kravets A. F., Kalita V. M., Polynchuk P. Yu., Korenivski V. / Magnetisation switching of a synthetic antiferromagnet by a magnetic field pulse // Abstract Book of the International research and practice conference “Nanotechnology and Nanomaterials” (NANO-2023, Bukovel). – August 16-19, 2023. – P. 33.
3. Джежеря Ю. І., Полинчук П. Ю., Герасимчук І. В., Кравець А. Ф. / Керування намагніченістю комірки пам'яті комбінованими імпульсами локальних

магнітних полів // Тези доповідей IV конференції молодих вчених “Сучасне матеріалознавство. Матеріали та технології” (СММТ-2023, Київ). – Жовтень 5-6, 2023. – С. 8.

4. Dzhezherya Yu., Polynchuk P., Kravets A. and Korenivski V. / Ultrafast inertia-free switching of double magnetic tunnel junctions // Proceedings of the XI-th International Conference “Topical problems of semiconductors physics”. – May 27-31, 2024. – P. 19.

**Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації
(Publications which additionally shed light on the thesis results):**

1. Ziyu Wei, A. V. Pashchenko, N. A. Liedienov, I. V. Zatovsky, D. S. Butenko, Qianjun Li, I. V. Fesych, V. A. Turchenko, E. E. Zubov, P. Yu. Polynchuk, V. G. Pogrebnyak, V. M. Poroshin and G. G. Levchenko, Multifunctionality of Lanthanum-Strontium Manganite Nanopowder, Physical Chemistry Chemical Physics, V. 21, P. 11817-11828 (2020). <https://doi.org/10.1039/d0cp01426e>. (Q1)

ЗМІСТ

| | |
|--|------------|
| ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ | 12 |
| ВСТУП | 13 |
| РОЗДІЛ 1. МАГНІТНА ПАМ'ЯТЬ. СУЧАСНИЙ СТАН, ФІЗИЧНІ ПРИНЦИПИ ФУНКЦІОНУВАННЯ..... | 20 |
| РОЗДІЛ 2. ПЕРЕМАГНІЧУВАННЯ СИНТЕТИЧНОГО АНТИФЕРОМАГНЕТИКА ПІД ВПЛИВОМ ІМПУЛЬСІВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ ТА СПІН-ПОЛЯРИЗОВАНОГО СТРУМУ | 39 |
| 2.1 Низькобар'єрне перемагнічування синтетичного антиферомагнетика імпульсами магнітного поля | 39 |
| 2.2 Перемикання магнітного стану синтетичного антиферомагнетика оптичним способом..... | 56 |
| 2.3 Зміна магнітного стану синтетичного антиферомагнетика під впливом спінополяризованого струму..... | 58 |
| 2.4 Висновки до розділу | 77 |
| РОЗДІЛ 3. КЕРУВАННЯ НАМАГНІЧЕНІСТЮ КОМІРКИ ПАМ'ЯТІ КОМБІНОВАНИМИ ІМПУЛЬСАМИ ЛОКАЛЬНИХ МАГНІТНИХ ПОЛІВ | 78 |
| 3.1 Рівняння динаміки намагніченості функціонального шару | 79 |
| 3.2 Зміна стану намагніченості під впливом комбінованих імпульсів магнітного поля | 82 |
| 3.3 Висновки до розділу | 88 |
| РОЗДІЛ 4. КОМБІНОВАНЕ КЕРУВАННЯ НАМАГНІЧЕНІСТЮ КОМІРКИ ПАМ'ЯТІ СПІН-ПОЛЯРИЗОВАНИМ СТРУМОМ ТА ЛОКАЛЬНИМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ | 89 |
| 4.1 Умови застосовності теорії | 102 |
| 4.2 Висновки до розділу | 105 |
| ВИСНОВКИ | 106 |
| СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ | 108 |

| | |
|---|------------|
| ДОДАТОК А. Список публікацій за темою дисертації | 118 |
| ДОДАТОК Б. Умови для отримання антипаралельної-конфігурації у площині синтетичного антиферомагнетика | 120 |
| ДОДАТОК В. Стабільність магнітного стану синтетичного антиферомагнетика | 122 |

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

САФ – синтетичний антиферромагнетик

АФМ - антиферромагнетик

STT – перенесення спінового моменту

MRAM – магнітна пам'ять з довільним доступом

НМ (NM) – немагнітний прошарок САФ

ФМ (FM) – ферромагнітний

АП – антипаралельний

Toggle MRAM – застосування крутного моменту у магнітній пам'яті з довільним доступом

MTJ – магнітний тунельний перехід

GMR – гігантський магнітоопір

РККІ взаємодія – обмінна взаємодія Рудермана-Кітеля-Касуя-Іосіди

ВСТУП

При розробці засобів магнітної пам'яті гостро стоять питання збільшення щільності запису інформації та захисту масивів даних від впливу теплових флуктуацій та випадкових збурень магнітного поля. Також великі зусилля спрямовуються на підвищення швидкодії процесорів операційних систем.

В певній мірі розуміння динаміки намагніченості елементів комірки пам'яті сприяє покращенню швидкодії запису інформації, збільшенню тривалості зберігання рівноважного стану комірки пам'яті та збільшенню обсягу оперативної пам'яті при меншому споживанні електроенергії. Досягнення стійкої та швидкої переорієнтації намагніченості, що перевершує звичайне повільне прецесійне перемикання, яке може займати до наносекунд для переорієнтації вектора намагніченості пристрою залишається актуальною задачею.

У ряді робіт показано, що для ініціювання процесу перемикання магнітного стану функціонального елементу комірки, доцільно застосовувати імпульси магнітного поля / спіно-поляризованого струму. В даній роботі найбільше уваги приділено перемагнічуванню комірки пам'яті на САФ носіях та комірки пам'яті в пристроях MRAM. Очікується, що при певних доопрацюваннях синтетичні антиферромагнетики стануть ефективними елементами з широким масштабуванням в системах MRAM. Варто зазначити, що у польовій схемі MRAM перемикання магнітного стану вільного шару здійснюється шляхом генерації імпульсу магнітного поля у площині (або послідовності імпульсів) завдяки пропусканню електричного струму по струмовим шинам, які в літературі мають назву лінії слова / бітів, а також за допомогою напівпровідників / інших елементів, які розташовані поруч з САФ-елементом в масиві MRAM.

У свою чергу на відміну від польового перемикання STT-MRAM полягає у перемиканні вільного шару САФ шляхом пропускання імпульсу спіно-поляризованого струму. За виконання необхідних умов відбувається передача обертання магнітного моменту між магнітно-фіксованим опорним (базовим) шаром і вільним (запам'ятовуючим) шаром. В результаті намагніченість вільного

шару буде паралельною або антипаралельною до намагніченості базового шару. Даний стійкий стан намагніченості визначається анізотропією форми магнітних частинок, які у площинній моделі мають еліптичну форму. Визначальним у перемагнічуванні вільного шару під дією спін-поляризованого струму є вибір матеріалу опорного і вільного шару та початковий кут між поляризатором та аналізатором.

Збільшення швидкодії запису інформації при використанні польового перемикачання та STT-MRAM є актуальною задачею. Таким чином, тема дисертації є актуальним дослідженням, яке цікаве як з практичної, так і з фундаментальної точки зору. Зокрема, низькобар'єрний режим перемикачання САФ імпульсами магнітного поля, що розглядається у даній роботі, має значні переваги над існуючими методами перемикачання, які, як правило, займають тривалий час і потребують великої амплітуди поля.

Актуальність теми зумовлена потребою збільшення швидкодії, енергоефективності та щільності запису пристроїв пам'яті, зокрема RAM, що може бути досягнуто, зокрема, за допомогою нових способів безрелаксаційного перемагнічування комірок магнітної пам'яті під впливом імпульсів магнітного поля та спін-поляризованого струму.

Мета дослідження. Метою дисертаційної роботи є визначення фізичних принципів швидкого безрелаксаційного перемагнічування елементів магнітної пам'яті на основі багат шарових структур з антиферомагнітним зв'язком.

Об'єктом дослідження є функціональні елементи комірок магнітної пам'яті на основі пласких синтетичних антиферомагнітних систем та окремих тонких моношарів еліптичної форми з однорідним розподілом намагніченості.

Предметом дослідження є процеси перемагнічування елементів магнітної пам'яті імпульсами магнітного поля та спін-поляризованого струму.

Для досягнення мети роботи вирішено поставлені завдання:

1. Отримати розв'язок рівняння Ландау-Ліфшиця для динаміки намагніченості магнітних моментів в феромагнітних шарах синтетичного

антиферромагнетика під дією короткого малоамплітудного імпульсу магнітного поля, прикладеного перпендикулярно до площини САФ.

2. З'ясувати динаміку намагніченості синтетичного антиферромагнетика під впливом спін-поляризованого струму.
3. На підставі рівняння Ландау-Ліфшиця описати процес керування напрямом намагніченості вільного шару комірки пам'яті під впливом імпульсів магнітного поля у системі з двома тунельними переходами. Визначити оптимальні параметри: часову залежність, амплітуду та тривалості імпульсів магнітного поля, що створюються струмами в системі керування, які забезпечують швидкий безрелаксаційний процес перемикавання намагніченості функціонального елемента.
4. Визначити умови досягнення швидкого безрелаксаційного режиму перемикавання напрямку намагніченості наночастинки з двома тунельними переходами за допомогою комбінованої дії локальних зовнішніх магнітних полів та спін-поляризованих струмів.

Методи дослідження. Методи математичної фізики, формалізм Лагранжа. Системи рівнянь Ландау-Ліфшиця, які записувалися для кожного шару синтетичного антиферромагнетика (САФ), використаної для вивчення динаміки намагніченості САФ під дією короткотривалого імпульсу магнітного поля з перпендикулярною орієнтацією. Для визначення процесу перемагнічування САФ при пропусканні спін-поляризованого струму використано рівняння Ландау-Ліфшиця із доданком Слончевського. Рівняння Ландау-Ліфшиця використано для опису зміни магнітного стану вільного шару комірки пам'яті під впливом комбінованого імпульсу локальних зовнішніх магнітних полів. Крім того, для визначення процесу перемагнічування комірки пам'яті під впливом комбінованої дії імпульсів магнітного поля та спін-поляризованого струму використано рівняння Ландау-Ліфшиця із доданком Слончевського.

Наукова новизна одержаних результатів.

1. Запропоновано та досліджено низькобар'єрний режим перемикання магнітного стану САФ під впливом імпульсів перпендикулярного магнітного поля, що дозволяє пришвидшити процес перемагнічування у порівнянні зі звичайним прецесійним перемиканням магнітного стану.
2. В ході аналізу перемикання магнітного стану синтетичного антиферомагнетика за допомогою спін-поляризованого струму визначено оптимальну початкову орієнтацію поляризатора та необхідну величину спін-поляризованого струму для ефективного перемагнічування вільних шарів САФ.
3. Визначено умови швидкого безрелаксаційного режиму перемикання напрямку намагніченості комірки пам'яті комбінованими імпульсами магнітного поля, що дозволяє знизити густину прикладеного струму. Визначено оптимальну форму та часові параметри імпульсу магнітного поля.
4. Визначено оптимальні параметри польових (струмових) імпульсів для досягнення швидкого безрелаксаційного режиму перемагнічування комірки пам'яті у системі, що складається з трьох феромагнітних шарів та двох тунельних переходів між ними під впливом комбінованої дії імпульсів магнітного поля та спін-поляризованого струму.

Практичне значення одержаних результатів. Запропоновано способи забезпечення низькобар'єрного режиму перемагнічування синтетичного антиферомагнетика (САФ) та оптичні способи формування ефективного імпульсного магнітного поля для керування намагніченістю функціональних елементів комірки пам'яті. Даний підхід може бути покладений в основу альтернативного методу запису інформації на носії типу САФ. Визначено орієнтацію поляризатора та необхідну величину спін-поляризованого струму для здійснення перемикання магнітного стану вільного шару САФ. Визначено оптимальні параметри польових імпульсів для досягнення швидкого

безрелаксаційного режиму перемагнічування функціонального елемента у системі, що складається з трьох наночастинок та двох тунельних переходів. Досліджено умови досягнення швидкого безрелаксаційного режиму перемикання напрямку намагніченості комірки пам'яті при помірних значеннях густини струму за допомогою комбінованої дії імпульсів магнітного поля та спін-поляризованого струму.

Отже, визначено умови стійкого та швидкого керування станом намагніченості вільного шару синтетичного антиферромагнетика / комірки пам'яті під впливом імпульсів зовнішнього магнітного поля та спін-поляризованого струму. Очікується, що отримані результати сприятимуть ефективному застосуванню синтетичного антиферромагнетика в якості функціональних елементів комірки пам'яті.

Особистий внесок здобувача. Представлені у дисертаційному дослідженні наукові результати отримані здобувачем у співавторстві з науковим керівником д.ф.-м.н., проф. Ю. І. Джежерею та співробітниками Інституту магнетизму НАН України та МОН України: д.ф.-м.н., проф. А. Ф. Кравцем, д.ф.-м.н., проф. І. В. Герасимчуком та д.ф.-м.н., проф. В. М. Калитою; а також співробітником департаменту фізики наноструктур Королівського інституту технологій у Стокгольмі (Nanostructure Physics, KTH Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden) проф. В. Коренівським, співробітником Інституту теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова проф. С. П. Кручиніном та співробітником Донецького фізико-технічного інституту ім. О. О. Галкіна проф. О. В. Пащенко. Отримані наукові результати опубліковані в 4 публікаціях в міжнародних фахових виданнях (3 публікації в журналах рівня Q1-Q3 за Scimago Journal & Country Rank).

Особистий внесок здобувача є наступним:

- в публікаціях 1, 2 (нумерація згідно з Додатком А) приймав участь в проведенні аналітичних та числових розрахунків, обговоренні результатів, написанні статей та підготовці їх до друку;

- в 3 проводив обчислення коефіцієнтів міжшарової взаємодії магнітостатичного походження, приймав участь в обговоренні результатів, написанні статті та підготовці її до друку;
- в публікації 8 приймав участь у виготовленні та характеристикації зразків, а також обробці експериментальних даних.

Апробація результатів дисертації. Основні результати дисертаційної роботи доповідались та обговорювались на міжнародних і всеукраїнських конференціях:

1. International research and practice conference “Nanotechnology and Nanomaterials” (NANO-2022, Lviv). – August 25-27, 2022.
2. International research and practice conference “Nanotechnology and Nanomaterials” (NANO-2023, Bukovel). – August 16-19, 2023.
3. IV конференція молодих вчених “Сучасне матеріалознавство. Матеріали та технології” (СММТ-2023, Київ). – Жовтень 5-6, 2023.
4. XI-th International Conference “Topical problems of semiconductors physics”. – May 27-31, 2024.

Публікації. Результати дисертації опубліковано у 3 статтях, в тому числі в 1 статті в журналі, що входить до квартилю Q2 згідно з наукометричною базою даних SciMago Journal & Country Rank, та 1 статті, що входить до квартилю Q3. Додатково результати відображено в 1 статті.

Структура і обсяг дисертації. Дисертація складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків та списку використаних джерел. Загальний обсяг роботи складає 123 сторінок. Робота містить 18 рисунків та 1 таблицю. Список використаних джерел складається зі 100 найменувань.

Зв’язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконана у відповідності з планами наукової діяльності відділу №03 фізики мезо- та нанокристалічних магнітних структур Інституту магнетизму НАН України та МОН України в рамках наступних тем:

- Фундаментальна НДР “Розробка фізичних основ створення матеріалів з магнітокерованими властивостями”, № держреєстрації 0121U110107 (2021-2023);
- Фундаментальна НДР “Комбіновані температурно та електрично керовані магнітні наноструктури для спінтроніки та магنونіки”, № держреєстрації 0122U002260 (2022-2023);
- Грант НАН України дослідницьким лабораторіям / групам молодих вчених НАН України для проведення досліджень за пріоритетними напрямками розвитку науки і техніки №08/01-2024(5) “Керування нелінійними процесами у спінтронних наноструктурах”, № держреєстрації 0124U002047.

РОЗДІЛ 1

МАГНІТНА ПАМ'ЯТЬ. СУЧАСНИЙ СТАН, ФІЗИЧНІ ПРИНЦИПИ ФУНКЦІОНУВАННЯ

Вивчення фізичних властивостей феромагнітних, антиферомагнітних, феримагнітних наноструктур є актуальною проблемою, що зумовлено їх унікальними властивостями. Основна увага присвячена вивченню процесу перемагнічування у динамічному і статичному режимах та використанню отриманих даних у прикладних цілях.

В свою чергу, в даній роботі значна увага приділена дослідженню синтетичного антиферомагнетика (САФ). Варто відзначити, що однією з переваг САФ, яка приваблива для практичного застосування є низька величина полів розсіювання, що суттєво зменшує взаємодію між сусідніми комірками пам'яті.

Магніторезистивна пам'ять з довільним доступом (MRAM) – це клас твердотільних запам'ятовуючих схем, які зберігають дані у вигляді стабільних магнітних станів магніторезистивних елементів пам'яті, а зчитування даних відбувається шляхом вимірювання опору пристроїв для визначення їхнього магнітного стану. Переважна більшість технологій MRAM, що розробляються для майбутніх комерційних технологій MRAM, базуються на пристроях з магнітним тунельним переходом (MTJ). Саме метод запису магнітного стану відрізняє різні типи технології MRAM. Деякі з найбільш вивчених методів запису включають перемикання поля типу Стоунер-Вольфарта, перемикання Савченка (метод перемикання полем), перемикання спіноб'єктивним моментом та перемикання з тепловим впливом (тепло разом з полем або спіноб'єктивним моментом). На сьогоднішній день комерціалізовано два методи: перемикання MRAM, що використовує перемикання Савченка [1], серійно виробляється з 2006 року [2], та MRAM з керуванням стану намагніченості під дією спіноб'єктивного ефекту, що знаходиться на ранній стадії комерційного виробництва [3].

Розвиток технології MRAM був тісно пов'язаний з прогресом у розумінні магнітних і магнітотранспортних властивостей тонких плівок, зокрема:

тунельного магнітоопору (TMR), характеристик матеріалів для гігантського магнітоопору, властивостей синтетичних антиферомагнітних (САФ) структур та міжфазної перпендикулярної магнітної анізотропії (РМА). Застосування наукових відкриттів у прикладних технологіях, що спостерігається в даній галузі, характеризується широтою та високою швидкістю впровадження.

На рис. 1.1. показано найпростішу структуру магнітного тунельного переходу – два феромагнітні шари, розділені діелектричним проміжним шаром, тунельним бар'єром. За наявності досить тонкого тунельного бар'єру, зазвичай < 2 нм, квантово-механічне тунелювання електронів через бар'єр змушує магнітний тунельний перехід (MTJ) поводитися як резистор, опір якого залежить експоненціально від товщини бар'єру і пропорційний оберненій величині площі бар'єру в площині. Варто відзначити, що тунельний струм є спін-поляризованим, завдяки асиметричній зонній структурі феромагнітних електродів, що призводить до тунельного магнітоопору, як показано на рис. 1.1.

Пояснення ефекту тунельного магнітоопору: паралельний стан має хороше узгодження смуг і низький опір, тоді як антипаралельний стан має погане узгодження зон (або відсутність доступних носіїв певного спіну, або неадекватність доступних станів на приймальному електроді) [4].

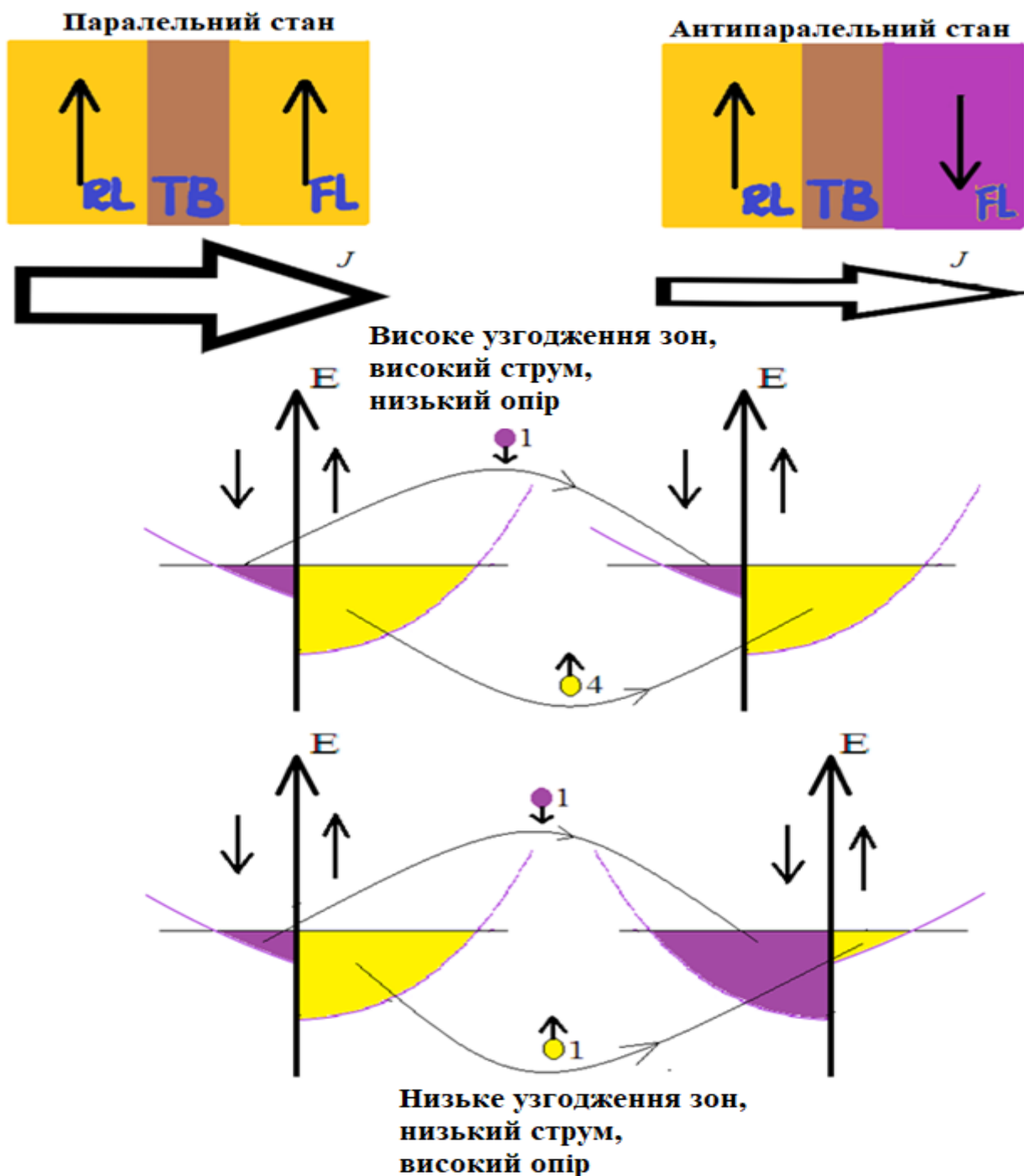


Рис. 1.1. Схема магнітного тунельного переходу: два ферромагнітні шари (виділені жовтим / фіолетовим), зазвичай виготовлені зі сплавів на основі CoFe, розділені тунельним бар'єром (коричневим), найчастіше виготовленим з MgO товщиною близько 1 нм. Зроблено наступні позначення: FL – вільний шар, RL – опорний шар, TB – тунельний бар'єр.

Відносна орієнтація намагніченості в цих двох шарах визначає опір пристрою МТД. Для більшості матеріалів опір низький, коли намагніченості двох шарів паралельні, оскільки електрони основної зони можуть тунелювати в

основну зону на протилежному боці бар'єру. Коли орієнтація антипаралельна, опір високий, оскільки електрони основної зони повинні тунелювати в неосновну зону протилежного електрода [4].

Вільний шар [FL] – це феромагнітний шар, що зберігає записану інформацію. Вільний шар часто виготовляється з матеріалу CoFeB різного складу [5]. Тунельний бар'єр являє собою тонкий (близько 1 нм) ізолюючий немагнітний шар, який забезпечує засоби перемикання і зчитування стану вільного шару за допомогою спін-поляризованого тунельного струму. Наразі найбільш інтенсивно вивчені тунельні бар'єри на основі MgO завдяки ефекту тунельного магнітоопору (TMR). В той же час широко використовувалися й інші матеріали, такі як AlOx і TiO [6], зокрема, AlOx використовується у виробництві перемикачів MRAM. Інший магнітний шар – опорний (RL) – володіє вектором намагніченості, який важко відхилити від стану рівноваги. Опорний шар має набагато вищу магнітну анізотропію, ніж вільний шар, щоб він ніколи не перемикався під час роботи пам'яті. Незважаючи на те, що існують багатобітові концепції, пристрої MTJ, які були продемонстровані в практичних схемах MRAM мають два стабільних магнітних стани, які зберігають один біт даних у вигляді паралельного / антипаралельного магнітного стану з низьким / високим опором, як описано вище.

Для досягнення переходу від одного магнітного стану до іншого, магнітний пристрій MTJ має вільний шар, спроектований так, щоб мати одновісну магнітну анізотропію. Таким чином, намагніченість вільного шару має тенденцію лежати вздовж легкої вісі. Оскільки намагніченість феромагнітних шарів обмежена в площині анізотропією форми, саме тому легка вісь в площині створюється в основному шляхом надання вільному шару форми з довгим напрямком (легка вісь) і коротким напрямком (жорстка вісь). З іншого боку, пристрої з легкою віссю, перпендикулярною до площини плівки, можуть мати ряд переваг. Дійсно, вільний шар, спроектований з перпендикулярною легкою віссю має стабільні

стани з намагніченістю вгору або вниз відносно горизонтальної площини плівки, а в площині напрямки є жорсткими.

Для будь-якого з цих пристроїв стабільність збережених даних з часом та зі зміною температури визначається потенціальним бар'єром між двома стабільними магнітними станами, який, в свою чергу, пов'язаний з величиною одновісної анізотропії та об'ємом магнітного матеріалу, що складає функціональний елемент магнітної пам'яті.

Для створення масиву пам'яті з MTJ-пристроїв кожен пристрій, як правило, інтегрований з ізоляційним транзистором, який можна увімкнути, щоб вибірково пропускати струм через MTJ-пристрої, які нас цікавлять, наприклад, під час операції зчитування. Для STT-MRAM транзистор використовується для пропускання струму перемикачання через цільові MTJ-пристрої. Коли всі комірки пам'яті мають один транзистор і один MTJ, дана архітектура відома як 1T-1MTJ MRAM. Інші архітектури раніше запропоновано для різноманітних цілей, проте комірка 1T-1MTJ є найпоширенішою [4].

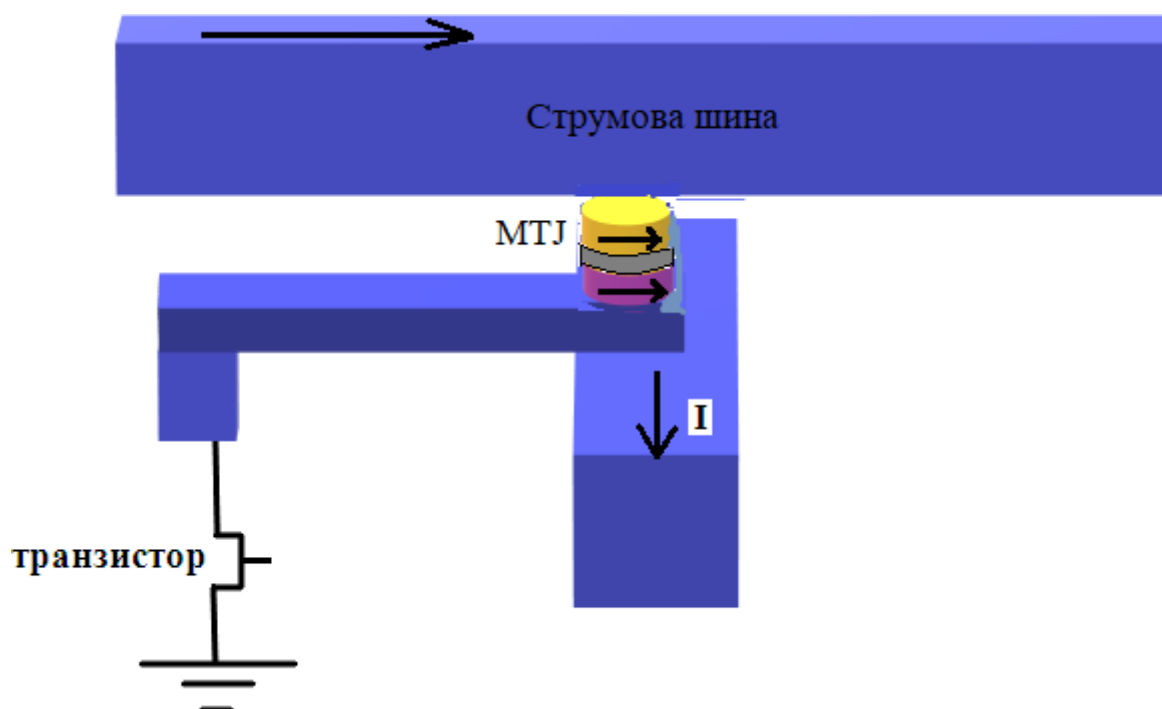


Рис. 1.2. Схема організації MRAM з польовим записом. Кожна комірка складається з MTJ, з'єданого послідовно з вибраним транзистором.

Варто відзначити, що технологію MRAM можна класифікувати за методом перемикання, який використовується для запису даних. Під першим поколінням MRAM зазвичай розуміють методи, що використовують магнітні поля для програмування масиву. Toggle MRAM – це єдиний MRAM першого покоління, що випускається серійно [2], [7], [8]. Перевагою перемикання імпульсами поля є необмежена витривалість до циклічних процесів запису. Недоліком є складність масштабування до менших розмірів комірок через декілька факторів, включаючи величину необхідних струмів перемикання та дещо складну геометрію комірок пам'яті [4].

Друге покоління MRAM використовує для програмування масиву спіноб-обертний момент (STT). Перемикання STT може здійснюватися з достатньою ефективністю за допомогою пристроїв MTJ, що намагнічені у площині або перпендикулярно до площини. Комерційне виробництво STT-MRAM з пристроями, розташованими в площині, розпочалося в 2015 році з продукту ємністю 64 Мб [3] і, вийшло на серійне виробництво з 2016 року з продуктом об'ємом 256 Мб [9]. Наразі STT-MRAM з перпендикулярними MTJ-пристроями знаходиться на стадії інтенсивної розробки в ряді компаній по всьому світу [4].

Більше того, низка фізичних явищ досліджується для використання в MRAM третього покоління, в тому числі: керована напругою магнітна анізотропія (VCMA) [10]-[13], комбінований вплив спінового ефекту Холла (SHE) та спіно-орбітального моменту (SOT) [14]-[18]. Потенціал для покращення масштабування та продуктивності MRAM пов'язаний з ідеєю про те, що перемикання може бути здійснене при проходженні невеликого електричного струму через MTJ-пристрій [4].

Варто відзначити, що VCMA не призводить безпосередньо до детермінованого перемикання між двома стабільними станами, але, очікується його застосування в поєднанні з іншою інновацією для використання в масиві MRAM. SOT, схоже, вимагає інновацій в матеріалах для збільшення величини

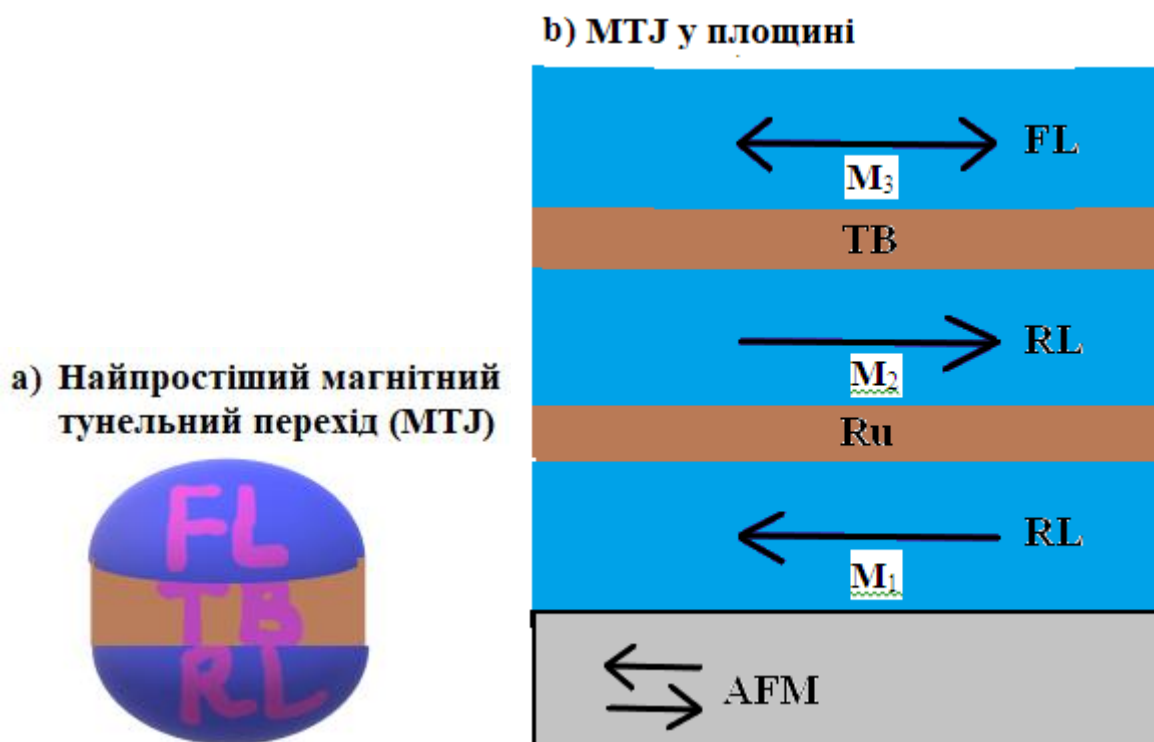
ефекту для покращення ефективності перемикання. Проте, можливість перемикання з невеликою величиною струму, що проходить через тунельний бар'єр, стимулює зростаючий інтерес та інвестиції завдяки потенціалу використання в малопотужних схемах і додатках з підвищеною довговічністю.

Розробка магнітного тунельного переходу (MTJ) з високим магнітоопором при кімнатній температурі MR $\sim 10\%$, про яку повідомлялося в 1995 році [19], [20], дозволила значно покращити сигнал зчитування для технології MRAM. Даний важливий розвиток тунельного магнітоопору (TMR) супроводжувався інтенсивною роботою по всьому світу, яка призвела до значного вдосконалення технологій і матеріалів, завдяки чому рекордні значення TMR постійно зростали, особливо найбільш помітно з розвитком тунельних бар'єрів з MgO [5], [21], [22] до більш ніж 600% [23]. Отримання на практиці матеріалів з високим TMR мотивувала нові програми досліджень і розробок MRAM по всьому світу, що призвело до появи першого комерційного продукту [24], [2] приблизно через 11 років після першого відкриття [19], [20]. Ці матеріали також мали великий позитивний вплив на індустрію жорстких дисків (HDD), де MTJ швидко стали комерціалізувати для покращення датчиків зчитування. Хоча детальні вимоги до пристроїв MTJ в сенсорах зчитування досить сильно відрізняються від вимог до MRAM, немає сумнівів, що величезні зусилля з розробки MTJ-матеріалів для зчитувачів на жорстких дисках значно прискорили прогрес у розробці MTJ-матеріалів для MRAM.

Відкриття та інтенсивне вивчення РККІ-зв'язку в синтетичних шаруватих структурах у 1980-х роках показало, що можна створювати тонкоплівкові структури з окремими феромагнітними шарами, які з'єднані феромагнітно або антиферомагнітно один з одним через немагнітний проміжний шар, що розділяє їх, причому величина і знак зв'язку визначаються товщиною та складом проміжного шару [25]. Розуміння даного фізичного ефекту призвело до використання синтетичних антиферомагнетиків (САФ), розроблених для забезпечення необхідних магнітних властивостей в якості опорних магнітних

шарів, так і в якості вільних шарів з магнітом'якого матеріалу в МТJ-пристроях для MRAM. Майже всі МТJ-пристрої для MRAM використовують САФ в якості опорного шару. Опорний шар САФ має сильний антиферомагнітний (АФМ) зв'язок між феромагнітними (ФМ) шарами з майже рівними магнітними моментами завдяки наявності антиферомагнітного інтерфейсу, в результаті чого утворюється магнітно-жорстка система. При використанні в якості вільного шару, товщина проміжного шару встановлюється для слабшого антиферомагнітного зв'язку, щоб зробити менш жорстку структуру, яка більш чутливо реагує на прикладені поля.

Найпростіша конструкція МТJ зображена на рис. 1.3(а). Як бачимо, вона має тунельний магнітоопір. Варто відзначити магнітостатичні взаємодії між RL (закріпленим шаром) і FL (вільним шаром), які мають тенденцію зміщувати вільний шар в бік антипаралельного стану із закріпленим станом (для намагнічування шарів в площині).



с) Перпендикулярний МТТ

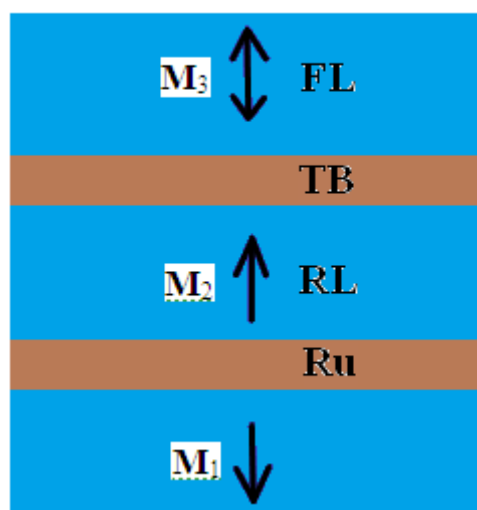


Рис. 1.3. (а) Найпростіша конструкція МТТ; (б) типовий плоский МТТ з синтетичним антиферомагнітним опорним шаром, закріпленим антиферомагнітним (АФМ) шаром; (с) перпендикулярний МТТ з синтетичним антиферомагнітним опорним шаром.

Типовий плоский МТТ з опорною структурою САФ проілюстровано на рис. 3б. У цьому прикладі закріплений шар САФ (RL) орієнтується в певному напрямку шляхом прямого контакту з основним антиферомагнітним (АФМ) матеріалом, а опорний шар САФ (RL) контактує з тунельним бар'єром, забезпечуючи опорний напрямок для МТТ. САФ виконує дві основні функції: забезпечує стабільний напрямок орієнтації намагніченості, оскільки на його низький результуючий момент менше впливають зовнішні поля, ніж на один феромагнітний шар, а дисбаланс магнітного моменту між двома шарами може бути легко відрегульований для забезпечення негативного дипольного поля, яке скасовує позитивний міжшаровий зв'язок між опорним шаром і вільним шаром [26]. Міжшаровий зв'язок, зумовлений магнітними полюсами, створеними корельованою шорсткістю на поверхнях шарів [27], і електронно-опосередкований зв'язок, пов'язаний з тунелюванням поляризованих електронів через бар'єр, обидва з яких сприяють феромагнітному вирівнюванню опорного і вільного шарів. Типовий МТТ з перпендикулярно намагніченими САФ і вільним шаром показано на рис. 1.3(с). У цій геометрії застосовуються ті ж принципи, хоча через надзвичайно високі анізотропії, які досягаються за допомогою

інженерних перпендикулярних матеріалів, шар АФМ, що закріплюється, не є обов'язковим [4].

САФ структура, яка виступає в ролі функціонального елемента служить для іншої мети і має зовсім інші вимоги до проектування порівняно з опорною структурою САФ. Основне використання вільного шару САФ полягає в тому, щоб увімкнути техніку перемикавання Савченка, яка використовується в перемикальній пам'яті MRAM.

Запис даних у масив пам'яті вимагає можливості вибирати пристрої для запису у великому масиві таких пристроїв, перемикати ці цільові пристрої з надзвичайно високою надійністю, а всі інші пристрої залишати незбуреними з надзвичайно високою надійністю. Для MRAM з польовою комутацією це виявилось значним викликом [26]. Основна ідея польової комутації полягає у використанні ліній слова і ліній біту, розміщених під і над пристроями МТJ, які створюють магнітні поля, достатньо великі, щоб змінити намагніченість вільного шару для пристроїв, розташованих у точці перетину, причому по лінії слова, і лінію біту протікає електричний струм. Фундаментальною проблемою цього підходу є те, що всі нецільові пристрої МТJ вздовж ліній, що знаходяться під напругою, також відчують поле, яке, хоча і є меншим за величиною, але викликає ненульову ймовірність перемикавання цих напіввибраних пристроїв МТJ. Мається на увазі, так звана "проблема напіввибору" при перемагнічуванні функціонального елемента зі стану "0" в стан "1", і навпаки.

Проблема напіввибору для перемикавання полем раніше вирішена з винаходом перемикавання Савченка [1], завдяки якому ефективно використовується САФ в якості вільного шару і послідовність імпульсів струму запису, які створюють необхідне поле для перемикавання. Варто відзначити, що дане перемикавання полем перемагнічує даний САФ з одного стабільного стану в інший за допомогою однієї і тієї ж послідовності імпульсів запису, на відміну від використання різних магнітних полів для запису високого або низького стану.

Першим комерційно виробленим продуктом MRAM був перемикальний MRAM об'ємом 4 Мб, який почав вироблятися в 2006 році компанією Freescale Semiconductor. Дане сімейство продуктів, заснованих на тій же технологічній платформі, що зараз виробляється компанією Everspin Technologies, складають майже весь обсяг виробництва та продажу MRAM сьогодні, а решта припадає на 64-мегабайтну STT-MRAM від Everspin.

Теоретично спіно-обертний ефект передбачений незалежно один від одного Я. Слончевським і Л. Бергером у 1996 році [28], [29]. Перша демонстрація перемикання намагніченості, індукованого STT, була зроблена Катіне та ін. з використанням пристрою зі спіновим клапаном, виготовленого з суцільнометалевого стека GMR, у 2000 році [30]. Перша демонстрація перемикання STT за допомогою пристроїв MTJ була зроблена Хуаєм та ін. [5] у 2004 році на тунельних переходах на основі AlOx і в 2005 році на MTJ на основі MgO [31]-[33].

Масив пам'яті для MRAM з польовим записом зазвичай має лінії слова і біту з міді, які розташовані над і під пристроями MTJ, які генерують магнітні поля при проходженні імпульсів струму через лінії. Три ключові інновації, які уможливають успішну комерціалізацію MRAM з польовим записом: 1) перемикання Савченка для роботи в режимі Toggle MRAM; 2) регулювання товщини тунельного бар'єру у вибраному діапазоні роботи; 3) точність розташування пристроїв MTJ для вузьких і добре керованих розподілів опору між пристроями MTJ, а також процес розміщення ліній запису. Перемикання Савченка вирішило проблему половинної вибірки завдяки використанню САФ в якості вільного шару, і синхронізованих імпульсів запису.

Розміщення ліній запису передбачає нанесення ферромагнітного матеріалу навколо трьох сторін лінії запису, щоб сфокусувати магнітне поле до четвертої сторони (рис. 1.4) [34]. Це створює сильніше поле на пристроях MTJ, розташованих біля четвертої сторони, вище або нижче лінії, і мінімізує паразитні

поля в інших напрямках. Таким чином, досягається зменшення струмів, необхідних для операції запису, і здійснюється придушення можливих помилок запису через блукаючі поля, що виникають у лініях слова / бітів, суміжних з лінією слова / біту, яка є основною з метою запису цільового пристрою MTJ.

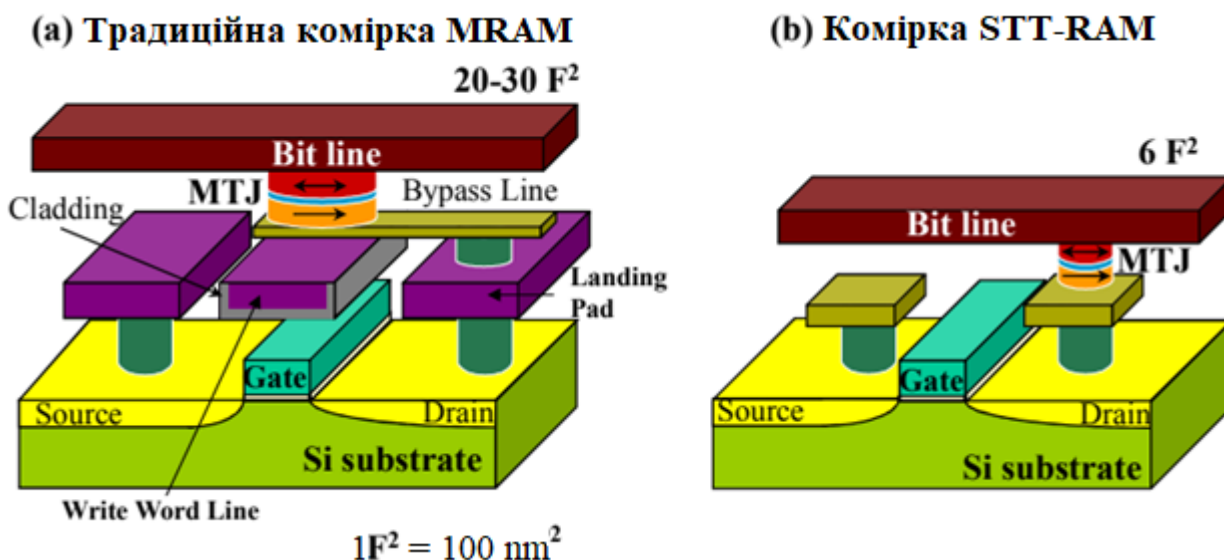


Рис. 1.4. Структура традиційної комірки MRAM під дією польового впливу в порівнянні з коміркою STT-MRAM під впливом спіно-поляризованого струму. Запозичено з роботи [4].

Варто відзначити, що синтетичні антиферомагнетики (САФ) складаються з двох тонких феромагнітних шарів, характерні розміри яких сягають порядку нанометру. Дані два феромагнітні шари розділені тонким немагнітним прошарком. Як правило, у даній магнітній системі магнітні моменти двох шарів орієнтуються антипаралельно завдяки магнітодипольній взаємодії. Як правило, синтетичний антиферомагнетик містить тонкі еліптичні в площині феромагнітні шари, які намагнічені рівномірно і взаємно антипаралельно в основному стані.

Крім того, у САФ міжшаровий зв'язок носить антиферомагнітний характер, і при цьому такий, який можна легко контролювати вибором матеріалів та / або геометрії багат шарового елемента, на відміну від класичного антиферомагнетика (АФМ), де міжпідгратковий обмін є фіксованим для даного кристала.

Так як досліджувані феромагнітні тонкі диски мають еліптичну форму, це в свою чергу зумовлює у них виникнення “одновісної анізотропії форми”, що у

рівноважному стані призводить до орієнтації намагніченості вздовж довгої вісі еліпса, яка відіграє роль легкої вісі намагніченості [35]. При укладанні ж двох однакових феромагнітних дисків, наприклад за допомогою літографії, і розділенні їх тонким немагнітним прошарком, намагніченості обох дисків взаємодіють між собою. Очевидно, що двома основними формами взаємодії між двома феромагнетиками в цих системах є магнітостатична взаємодія та міжшаровий обмін.

Як відомо, магнітостатичний зв'язок виникає (або як кажуть, домінує магнітостатика) за рахунок некомпенсованої дії магнітних полюсів один на одного в системі магнітних моментів на краях магнітних шарів. Магнітостатика є джерелом внутрішнього розмагнічуючого поля і зовнішнього поля розсіювання. Дійсно, вільний шар синтетичного антиферомагнетика під дією визначених факторів намагнічується антипаралельно намагніченості опорного шару, в першу чергу завдяки диполь-дипольній взаємодії. Таким чином, утворюється дипольний зв'язок між двома феромагнітними шарами САФ. І коли це поле дипольного зв'язку H_{dip} сильніше, ніж коерцитивне поле відповідного шару, то стабільним є тільки антипаралельне (АП) вирівнювання намагніченості шарів. З'єднання двох шарів призводить до того, що результуючий магнітний момент дорівнює нулю, так що система є замкненою по відношенню до потоку вектора магнітного поля [35].

Зауважимо, що при масштабуванні, феромагнітний шар САФ, з якого складається сусідній елемент пам'яті, відчуває вищеописане поле розсіювання як зовнішнє поле, орієнтоване протилежно намагніченості даного шару. Важливо враховувати дану конфігурацію при реалізації такої магнітної системи, яка як очікується буде корисною як для академічного кола, так і для промисловості.

Варто відмітити, що підбір форми та матеріалу опорного шару (в даній роботі опорний шар подібний до вільного шару за складом та товщиною) є одним з аспектів, які впливають на динаміку намагніченості САФ під дією зовнішнього магнітного поля та спін-поляризованого струму.

Границя розділу між немагнітним (НМ) і феромагнітним (ФМ) шарами впливає на міжшаровий обмінний зв'язок [36]. Зауважимо, що міжшарову обмінну взаємодію можна пригнічувати відповідним вибором матеріалу прошарку. Наприклад, як показано у [37], міжшаровою обмінною взаємодією можна нехтувати для TaN спейсерів товщиною ≥ 1 нм.

Встановлено, що однорідно намагнічений антиферомагнітний основний стан симетричного САФ, що має однакові феромагнітні наночастинки, є подвійно виродженим. Аналогічне виконується і для синтетичного антиферимагнетика і в принципі справедливо для багатошарової структури. Резонансними режимами є синфазні та протифазні коливання магнітних моментів.

Рівномірно намагнічені тонкі магнітні диски досить інтенсивно досліджуються протягом десятиліть як в квазістатичному, так і в динамічному режимах для їх потенційного використання, наприклад, в магнітному записі [38-40]. В свою чергу рівномірно намагнічені синтетичні антиферомагнетики (САФ) з магнітом'якого матеріалу представляють великий інтерес для можливих застосувань в магнітній пам'яті з довільним доступом (MRAM). Оригінальною конструкцією для MRAM є "Стонер-Вольфарт" MRAM [41], в якій запам'ятовуючий елемент складається з одного магнітного шару. Однією з основних проблем традиційної одношарової магнітної пам'яті "Стонер-Вольфарт" MRAM є її низька енергія активації при напіввиборі, що робить її схильною до небажаного перемикавання між основними станами [42]. У MRAM на основі САФ, відомої як Toggle MRAM [42-46], енергія активації, яка необхідна для перемагнічування функціонального елемента, збільшується при половинній вибірці, що призводить до підвищення стабільності [42].

Тришарові САФ мають найпростішу конструкцію і складаються з двох феромагнітних шарів, з'єднаних АП або через непрямий обмін типу РККІ [47] або через дипольний АП-зв'язок у випадку немагнітних прокладок та субмікрометричних елементів. Внаслідок замикавання потоку в АП стані магнітостатичні граничні поля елемента САФ практично дорівнюють нулю. Завдяки цьому САФ широко використовується в зчитувальних головках

магнітного запису [48], а також в магнітній пам'яті довільного доступу (MRAM) [49], як в якості опорних шарів [50], так і в якості вільних шарів [51]. Варто відзначити, що магнітні тунельні переходи (MTJ) з кристалічним тунельним бар'єром MgO показують високу стійкість до теплового впливу [52].

Елементи САФ-MRAM з одновісною анізотропією виконані таким чином, що кожен з них має два стабільних стани намагніченості для кодування цифрового біта інформації. В обох рівноважних магнітних станах окремі феромагнітні шари вирівняні між собою АП, а їх перемагнічування передбачає перехід (обертання або перемикавання) від стану "0" стан "1", і навпаки. Підкреслимо, що швидкодія та ефективність такої комірки пам'яті залежить від швидкості та легкості перемикавання САФ-елемента, які, таким чином, є ключовими експлуатаційними характеристиками.

Реалізація перемикавання стану намагніченості САФ можлива завдяки використанню наступних двох методів: перемикавання магнітним полем і перемикавання за допомогою спінового ефекту (STT). Для польової пам'яті MRAM перемикавання здійснюється шляхом генерації імпульсу (або послідовності імпульсів) магнітного поля зі струмів у лініях слова / бітів, розташованих поруч з елементом САФ в масиві MRAM [46]. При перемиканні елементів пам'яті САФ шляхом пропускання через них імпульсів спіно-поляризованого струму [53], дані імпульси переносять спін між магнітним закріпленим опорним шаром і вільним шаром, перемикаючи його паралельно або антипаралельно опорному шару. Стани низького та високого опору комірки (П/АП стани) використовуються для електричного зчитування стану біта.

Варто відзначити, що у [54] досліджено роль геометричних параметрів шарів CoFe / NiFe, і показано, що вони можуть слугувати як синтетичним антиферомагнетиком, так і синтетичним феримагнетиком для запису інформації. Визначено фазову діаграму для перемикавання стану намагніченості зазначених структур за допомогою комбінованого впливу імпульсів магнітного поля вздовж вісі O_x та вісі O_y. Крім того, формування багат шарової структури з феромагнітних шарів як показано у [54], може призвести до поліпшення теплової

стабільності за умови, що енергія міжшарового зв'язку достатньо велика порівняно з енергією анізотропії для кожної компоненти даної багатошарової структури [55].

В свою чергу у роботі [56] показано, що спін-флоп двошарові структури можна перемикаєти змінними магнітними полями відносно низької амплітуди в області магнітного фазового простору, де квазістатичне перемикання неможливе, за умови, що поле прикладається на частоті, яка дорівнює частоті оптичного резонансу.

Зокрема, відгук рівномірно намагнічених САФ інтенсивно досліджувався [54, 56, 57], причому частина досліджень присвячена перемиканням у динамічному режимі [58, 59]. У попередніх роботах показано, що САФ містять дві площинні власні моди [60]: акустичну та оптичну. Акустичні та оптичні власні моди відповідають відповідно синфазним і протифазним коливанням двох магнітних моментів відносно положення їх рівноваги. При антипаралельному розташуванні магнітних моментів оптична частота менша за акустичну. Показано, що збудження цих власних мод системи може бути використане для перемикання намагніченості між двома основними станами [56]. Внаслідок симетрії системи динамічні властивості САФ є виродженими в обох основних АП станах.

Як зазначалося, еліптичні САФ мають два основних стани з намагніченістю двох шарів, вирівняних антипаралельно (АП) вздовж довгої осі (легка вісь). Перемагнічування САФ між двома основними станами, як правило, здійснюється за допомогою послідовності квазістатичних площинних полів, відомих як перемикання [60], які повертають намагніченість в протилежний основний АП стан.

Динамічне перемикання раніше продемонстровано за допомогою прецесії, індукованої імпульсами поля [61] та імпульсами струму [52]. Релаксаційне перемикання ультракоротким імпульсом поля теоретично передбачено в САФ [62]. Одним з найбільш ретельно досліджених є перемикання за допомогою резонансної мікрохвильової активації [39, 56, 63-66], яка часто передбачає резонансне збудження системи. В свою чергу для підвищення надійності

перемикання актуально оптимізувати матеріали та форму магнітної системи [43, 67, 68, 69].

Виявляється, що термоактивоване перемикання є одним з найбільш перспективних способів збільшення ефективності перемикання і нещодавно було досліджено разом як з спіноб-обертним ефектом (STT) [70, 71], так і з перемиканням полем [72, 73]. Ідея полягає в тому, щоб перевести систему в підкритичний стан, щоб теплові флуктуації мали скінченну ймовірність подолати потенціальний бар'єр і сприяти перемиканню між станами намагніченості. Сильне резонансне збудження САФ призводить до великих амплітудних коливань магнітних моментів. Якщо кут коливань перевищує $\pi/2$, то САФ подолає свій потенціальний бар'єр анізотропії, що призводить до перемикання намагніченості [56]. Коли амплітуда збудження нижче цієї критичної амплітуди, перемикання не відбудеться при $T = 0$ К. Додавання тепла в систему буде вносити теплові флуктуації, які можуть збільшити обертання намагніченості одного з шарів, що призведе до перемикання. Через випадковість теплового поля теплова активація має стохастичний характер. Підкреслимо, що ймовірність залежить від температури, а також від часу, який САФ проводить у підкритичному стані [35].

Варто відзначити, що у роботі [74] вивчено магнітні, магнітокалоричні та електрохімічні властивості нанопорошку манганіту лантану-стронцію у залежності від розмірів наночастинок даного нанопорошку. Даний багатофункціональний матеріал обрано для дослідження, так як $\text{Ln}_{1-x}\text{MnO}_3$ проявляє антиферромагнітну фазу, а Sr_x володіє ферромагнітною фазою і в залежності від наявності певної кількості Ln та Sr у даному нанопорошку, він проявлятиме властивості антиферромагнетика чи ферромагнетика. Коли ж досягається умова, що порошок LSMO близький до антиферромагнетиків, то пропонується його застосування у якості спейсерного (проміжного) шару для синтетичного антиферромагнетика.

Дійсно, якщо між ферромагнітними шарами розмістити прошарок, який складається з антиферромагнітного порошку LSMO, то завдяки обмінній взаємодії верхній та нижній ферромагнітний шари будуть намагніченими у

антиферромагнітному порядку. Тобто, з цих трьох шарів можна утворити синтетичний антиферромагнетик. Таким чином, підбираючи склад багатofункціонального нанопорошку LSMO, можна здійснювати керування величиною міжшарової обмінної взаємодії.

Варто зазначити, що на основі манганітів LSMO отримуються ультрадисперсні наночастинки, які можуть бути застосовані для локальної гіпертермії у медицині. Цікаво, що у статті [75] продемонстровано ефективність перпендикулярно намагнічених частинок САФ для знищення ракових клітин. Приведемо важливі висновки з цієї праці.

У [75] робиться акцент на важливості розуміння симетрії та величини магнітної анізотропії частинки при застосуванні механічного крутного моменту. Висвітлено шлях до високоефективного механічного руйнування клітин. Таким чином, у [75] запропоновано використання магнітних частинок, які механічно приводяться в дію прикладеним магнітним полем. Замість того, щоб магнітне поле викликало нагрівання частинки, як у більш поширеній магнітній гіпертермії, поле створює обертальний момент, який завдяки магнітній анізотропії стає моментом, який діє на магнітну частинку. Варто зазначити, що даний крутний момент використовується різними способами – запускаються рецептори, пов'язані із загибеллю клітин, відкриваються іонні канали або завдаються ушкодження клітинам. З цією метою мікродиски створюються з пари перпендикулярно намагнічених шарів CoFeB, з'єднаних прокладками Pt/Ru/Pt для отримання антиферромагнітного стану при залишковій намагніченості. Дана базова структура повторюється дванадцять разів, щоб збільшити загальний момент, що дає загальну товщину системи рівну 21,6 нм. При застосуванні магнітного поля, інкубовані клітини в основі яких міститься CoFeB/Pt демонструють $62 \pm 3\%$ загибелі або пошкодження.

Раніше у [76-83] показано, що за допомогою імпульсів магнітного поля спеціальної форми досягається швидке, безрелаксаційне перемикання САФ. Зокрема, продемонстровано, що спінова динаміка системи має колективні режими акустичного та оптичного типів [84], що САФ може поводитися аналогічно

маятнику Капиця Петра Леонідовича [76], і що коливальне площинне поле може бути використане для резонансного перемикавання системи між її стабільними АП станами [79, 80]. Крім того, у дослідженнях [81-83] показано як термомагнітне керування міжшаровим зв'язком САФ дозволяє отримати покращену продуктивність і додаткову функціональність, що відкриває цілий ряд майбутніх застосувань пристроїв для спінтроніки.

У даній роботі розглянуто два типи перемагнічування САФ: перемагнічування перпендикулярним магнітним полем і перемагнічування спінополяризованим струмом. Для будь-якого застосування, де використовується можливість перемикавання орієнтації намагніченості в магнітних системах важливо досягти стійкого, швидкого перемикавання магнітного стану при споживанні меншої кількості енергії. Очікується, що отримані теоретичні результати сприятимуть вирішенню цих нагальних практичних завдань.

Таким чином, проаналізовано сучасні праці присвячені перемагнічуванню елементів магнітної пам'яті у динамічному і квазістатичному режимах. Обрано напрямки дослідження процесу перемагнічування САФ.

РОЗДІЛ 2

ПЕРЕМАГНІЧУВАННЯ СИНТЕТИЧНОГО АНТИФЕРОМАГНЕТИКА ПІД ВПЛИВОМ ІМПУЛЬСІВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ ТА СПІН-ПОЛЯРИЗОВАНОГО СТРУМУ

2.1 Низькобар'єрне перемагнічування САФ імпульсами магнітного поля

Вивчення перемикання магнітного стану АФМ-системи з взаємодією Дзялошинського [61] під впливом лазерно-індукованих імпульсів магнітного поля є яскравим прикладом динаміки магнітної системи. Відповідна динаміка АФМ у швидкоосцилюючому полі [73, 85] вивчалася в рамках теорії Андрєєва-Бар'яхтара [76, 77].

Теоретично досліджено режим низькобар'єрного перемагнічування у нанорозмірних САФ-елементах з використанням низькоамплітудних імпульсів поля, а також можливі експериментальні реалізації такого перемикання [86]. Показано, що при когерентному обертанні двох феромагнітних шарів у антипаралельному стані (з нульовою сумарною намагніченістю), анізотропія форми еліптичної частинки практично не впливає на спінову динаміку системи. Це фактично усуває індукований формою магнітостатичний бар'єр і робить перемикання швидким і малопотужним, що є бажаним у таких технологічних застосуваннях як MRAM.

У САФ, на відміну від природних антиферомагнетиків, феромагнітні шари зв'язані відносно слабо. Це робить можливим низькобар'єрне перемикання малих еліптичних елементів САФ, механізм якого детально розглядається нижче і базується на використанні перпендикулярного до площини імпульсу поля спеціальної тривалості та амплітуди, налаштованого бути синхронізованим з власною динамікою тришарового САФ.

Даний імпульс поля може генеруватися, наприклад, циркулярно поляризованими лазерними імпульсами за допомогою оберненого ефекту Фарадея, сконцентрованими в окремій САФ за допомогою оптичної антени [87]. Низькобар'єрний метод перемагнічування САФ, що розглядається в даній роботі,

має суттєві переваги перед існуючими методами перемагнічування, які, як правило, здійснюються квазістатично і вимагають досить високих полів або рушійних струмів.

Нижче описано будову запропонованої комірки пам'яті – синтетичного антиферомагнетика. Дана комірка складається з двох однакових феромагнітних тонкоплівкових елементів FM1, FM2, розділених немагнітним прошарком NM (рис. 2.1). Намагніченість \mathbf{M}_1 та \mathbf{M}_2 шарів FM1 та FM2 в основному стані орієнтована вздовж довгих вісей еліпсів та завдяки диполь-дипольній взаємодії спрямована у протилежні сторони. Таким чином, формується штучна (синтетична) антиферомагнітна система.

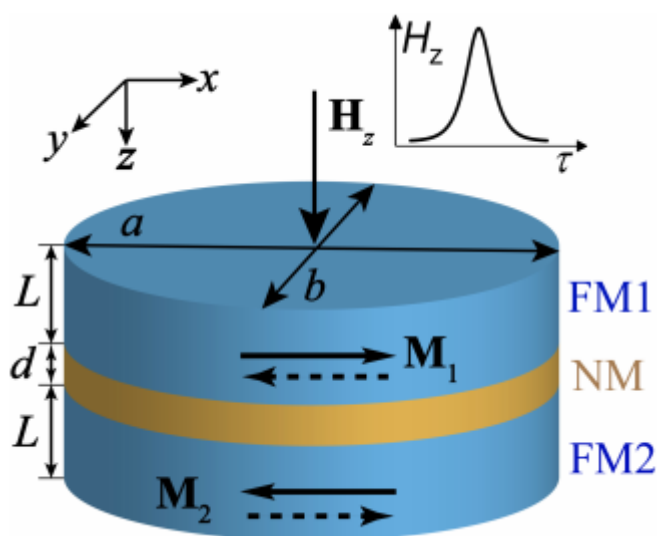


Рис. 2.1. Схема комірки САФ. Два феромагнітних шари з намагніченістю M_1 і M_2 та товщиною L розділені немагнітною прокладкою товщиною d . Імпульс позаплощинного збуджуючого магнітного поля H_z певної тривалості та амплітуди створюється або зовнішньою котушкою збудження, або циркулярно поляризованим лазерним імпульсом (див. підрозділ 2.2).

Розрізняють два магнітні стани САФ: i) $l_x = m_{1x} - m_{2x}$, ii) $-l_x = -m_{1x} + m_{2x}$, які можна застосовувати в якості двійкового коду одиниці інформації. Задача запису інформації полягає у розробці ефективних механізмів перемикання САФ із стану l_x у стан $-l_x$ (та зворотно). Тут $\mathbf{m}_i = \frac{\mathbf{M}_i}{M_{is}}$ – одиничний вектор намагніченості в i -му шарі ($i = 1, 2$), а $M_{1s} = M_{2s} = M_s$ – намагніченість насичення i -го шару.

Для досягнення ефективного та стійкого запису, розглянуто синхронне обертання векторів намагніченості обох шарів САФ, зберігаючи антиферомагнітне упорядкування в площині системи. Таке обертання підтримує результуючий магнітний момент САФ рівним нулю, що ефективно скасовує магнітостатичний бар'єр завдяки анізотропії форми.

Так як поперечні розміри магнітних дисків значно менші характерної магнітної довжини у матеріалі $a \ll \Lambda = \sqrt{\frac{\alpha}{4\pi}}$ (α – константа обмінної взаємодії, a, b – велика та мала піввісь шарів САФ еліптичної форми), тому феромагнітні шари САФ вважаються однорідно намагніченими. Наступною важливою умовою будемо вважати малу товщину L та ексцентриситет магнітних шарів (співвідношення сторін близьке до 1). Перераховані умови об'єднуються у загальний критерій застосовності запропонованої теорії:

$$\Lambda \gg a \gg L, (a - b)/a \ll 1, \quad (2.1)$$

де a, b – піввісі еліпса САФ, які показано на рис. 2.1.

Критерій (2.1) дозволяє суттєво знизити розрахункові труднощі, не обмежуючи при цьому загальний характер отриманих результатів.

Беручи до уваги наведені вище міркування, магнітна енергія системи САФ має вигляд:

$$W = 4\pi M_s^2 V \left\{ \sum_{i=1}^2 \left(\frac{1}{2} (N_x^{V_i} m_{ix}^2 + N_y^{V_i} m_{iy}^2 + (N_z^{V_i} - \beta_i) m_{iz}^2) - h m_{iz} \right) + A \mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2 + \gamma_x m_{1x} m_{2x} + \gamma_y m_{1y} m_{2y} + \gamma_z m_{1z} m_{2z} \right\}, \quad (2.2)$$

де M_s – намагніченість насичення шарів САФ, $V = V_1 = V_2$ – об'єми магнітних шарів, \mathbf{m}_i – одиничний вектор намагніченості i -го шару ($i = 1, 2$); $h = \frac{H_z}{4\pi M_s}$ – нормоване зовнішнє магнітне поле, яке напрямлене перпендикулярно до площини САФ.

Параметр $4\pi\beta_i$ визначає величину одновісної магнітної анізотропії i -го шару, спрямованої вздовж вісі Oz , оскільки для тонких шарів напрямком важкої намагніченості є нормаль до поверхні. Варто зазначити, що в даному випадку

одновісна анізотропія не має принципового значення, однак при формуванні САФ з шаруватою структурою анізотропія може бути індукована за рахунок відмінності періодів ґраток контактуючих шарів. Для спрощення подальших розрахунків знехтовано відмінностями в анізотропії двох феромагнітних шарів та замінено значення β_i усередненим значенням β .

Доданок $\mathbf{Am}_1\mathbf{m}_2$, який введений у вираз для густини енергії (2.2), описує ізотропну обмінну взаємодію між магнітними шарами; він може відрізнитися за походженням і величиною. У випадку близько розташованих шарів обмінна взаємодія може бути зумовлена дифузією спін-поляризованих електронів [81] або взаємодією типу РККІ [47]. Варто відзначити, що вибір матеріалу і товщини немагнітного прошарку в схожих САФ-структурах визначає знак і величину ефективного параметра міжшарового зв'язку A .

Параметри $N_\alpha^{V_i}$ є коефіцієнтами розмагнічування i -го шару, а γ_α – константи міжшарового диполь-дипольного зв'язку ($\alpha = x, y, z$). Диполь-дипольна взаємодія завжди присутня в синтетичному антиферомагнетикі і є аналітичною базою для побудови механізму керування станом намагніченості САФ. Значення параметрів диполь-дипольної взаємодії визначаються наступним чином:

$$N_\alpha^{V_i} = \frac{1}{4\pi V} (I_{V_i}^{V_i})_\alpha,$$

$$\gamma_\alpha = \frac{1}{4\pi V} (I_{V_1}^{V_2})_\alpha,$$

$$(I_{V_i}^{V_j})_\alpha = \int_{V_i} \int_{V_j} dV dV' \frac{\partial^2}{\partial x_\alpha \partial x'_\alpha} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (2.3)$$

де $i, j = 1, 2$; $V = V_1 = V_2$ – об'єми магнітних шарів, за якими виконується інтегрування. Верхній і нижній індекси у $(I_{V_i}^{V_j})_\alpha$ позначають області інтегрування першого та другого інтегралів у рівнянні (2.3). Очевидно, що розмагнічуючі коефіцієнти симетричні відносно обміну верхнього та нижнього індексів. Якщо

два індекси співпадають, $V_i = V_j$, тоді $(I_{V_i}^{V_j})_\alpha$ пропорційний до середнього коефіцієнту розмагнічування заданого об'єму, $N_\alpha^{V_i}$. В іншому випадку, $V_i \neq V_j$ і коефіцієнт міжшарового зв'язку стає $(I_{V_1}^{V_2})_\alpha = 4\pi V \cdot \gamma_\alpha$.

Завдяки геометрії тонкої плівки для комірки САФ справедливо $N_z^{V_i} \approx 1$. Тому в малих прикладених полях $|h| \ll 1$, компоненти нормальної намагніченості є малими $|m_{iz}| \ll 1$. Також невеликими є компоненти тензора розмагнічування в площині, тобто $N_x^{V_i}, N_y^{V_i} \ll 1$ (їх точні значення будуть наведені нижче).

Введено кутові змінні m_{iz} , φ_i , пов'язані із компонентами вектора намагніченості наступним чином

$$m_i = (\cos\varphi_i \sqrt{1 - m_{iz}^2}, \sin\varphi_i \sqrt{1 - m_{iz}^2}, m_{iz}) \quad , \quad (2.4)$$

та збережено члени не вище другого порядку малості. Отже, функції Лагранжа L і дисипації R мають вигляд

$$\begin{aligned} L &= T - U \\ T &= -4\pi M_S^2 V \left(\frac{2m_z}{\omega_0} \frac{d\Phi}{dt} + \frac{2l_z}{\omega_0} \frac{d\chi}{dt} \right) \\ U &= 4\pi M_S^2 V \left((A + \bar{\gamma}) \cos 2\chi - \frac{\cos 2\Phi}{2} (\gamma_y - \gamma_x + (N_y - N_x) \cos 2\chi) \right. \\ &\quad \left. + m_z^2 (1 - \beta + 2A \sin^2 \chi) + l_z^2 (1 - \beta - 2A \cos^2 \chi) - 2m_z h \right) \\ L &= 4\pi M_S^2 V \left(-\frac{2m_z}{\omega_0} \frac{d\Phi}{dt} - \frac{2l_z}{\omega_0} \frac{d\chi}{dt} - (A + \bar{\gamma}) \cos 2\chi \right. \\ &\quad \left. + \frac{\cos 2\Phi}{2} (\gamma_y - \gamma_x + (N_y - N_x) \cos 2\chi) - m_z^2 (1 - \beta + 2A \sin^2 \chi) \right. \\ &\quad \left. - l_z^2 (1 - \beta - 2A \cos^2 \chi) + 2m_z h \right) \\ R &= 4\pi M_S^2 V \frac{\alpha_G}{\omega_0} \left\{ \left(\frac{dm_z}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dl_z}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\chi}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\Phi}{dt} \right)^2 \right\} \\ \omega_0 &= \frac{8\pi\mu_B M_S}{\hbar}; \end{aligned} \quad (2.5)$$

де введено позначення $V = V_1 = V_2$; $m_z = \frac{m_{1z} + m_{2z}}{2}$; $l_z = \frac{l_{1z} + l_{2z}}{2}$; $\Phi = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}$; $\chi = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}$; $\bar{\gamma} = \frac{\gamma_x + \gamma_y}{2}$; α_G – дисипативна константа в формі Гільберта, μ_B – магнетон Бора. Крім того, прийнято, що коефіцієнти розмагнічування обох шарів однакові $N_\alpha^{V_1} = N_\alpha^{V_2} = N_\alpha$, так як в даній моделі зроблено припущення про схожість двох плоских феромагнітних шарів САФ.

Чотири узагальнені координати q_i в цьому випадку є m_z , l_z , Φ , χ , а система рівнянь згідно формалізму Лагранжа має стандартний вигляд:

$$-\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_\alpha} + \frac{\partial L}{\partial q_\alpha} = \frac{\partial R}{\partial \dot{q}_\alpha} \quad (2.6)$$

де $\alpha = 1, \dots, 4$; $q_\alpha \leftrightarrow m_z, l_z, \Phi, \chi$.

Розділимо систему з чотирьох рівнянь (2.6) на дві пари:

$$\begin{cases} \frac{d\chi}{dt} + \left(\omega_0(1 - \beta - 2A \cos^2 \chi) + \alpha_G \frac{d}{dt} \right) l_z = 0 \\ \left(\frac{dl_z}{dt} - \alpha_G \frac{d\chi}{dt} + \omega_0(A + \bar{\gamma} - (N_y - N_x) \cos 2\Phi) \sin \chi \cos \chi \right) = 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

$$\begin{cases} \frac{d\Phi}{dt} + \left(\omega_0(1 - \beta + 2A \sin^2 \chi) + \alpha_G \frac{d}{dt} \right) m_z = \omega_0 h \\ \left(-\frac{dm_z}{dt} + \alpha_G \frac{d\Phi}{dt} + \omega_0(\gamma_y - \gamma_x + (N_y - N_x) \cos 2\chi) \sin \Phi \cos \Phi \right) = 0 \end{cases} \quad (2.8)$$

Система двох рівнянь (2.7) не містить зовнішньої сили збудження, тому робиться висновок, що вона є однорідною. Припускається, що САФ складається зі схожих шарів круглої форми, крім того виконується умова $N_x^{V_i} = N_y^{V_i}$, тоді системи рівнянь (2.7) і (2.8) є незалежними одна від одної. Крім того, система рівнянь (2.7) описує несинфазні коливання, тоді як рівняння (2.8) описують синфазні коливання. Схожа динаміка САФ раніше експериментально продемонстрована та теоретично пояснена у [73, 76, 77, 79, 88].

Аналіз показує, що система рівнянь (2.7) завжди має два розв'язки ($l_z = 0$; $\chi = \pi, 0$) і ($l_z = 0$; $\chi = \pm \pi/2$). Неважко переконатися, що перший розв'язок відповідає феромагнітному впорядкуванню комірки САФ і може бути стійким тільки при виконанні умови $1 - \beta > 0$ та умови $A < -\bar{\gamma}$. Як правило, для САФ,

якщо не вжити спеціальних заходів для штучного створення значної міжшарової взаємодії феромагнітного типу, тоді феромагнітне упорядкування в площині системи не реалізується.

У подальшому розглянуто конфігурацію другого типу ($l_z = 0$; $\chi = \pm \pi/2$), яка описує два еквівалентних антиферомагнітних стани САФ та має широкі межі стійкості ($A + \bar{\gamma} > 0$, $1 + 2A > \beta$) навіть за відсутності додаткової обмінної взаємодії, коли $A = 0$. Винятки становлять деякі особливі випадки резонансних ефектів, такі як резонанс Капиця [76].

Розглянемо динаміку в (2.8) другої пари змінних m_z , Φ для САФ ($l_z = 0$, $\chi = \pi/2$). Варто зауважити, що дана пара змінних є основою для перемикання синтетичного антиферомагнетика з магнітного стану “0” в стан “1”. Зведемо систему рівнянь (2.8) до одного рівняння другого порядку. Нижче показано покрокове вирішення даної задачі.

$$\frac{dm_z}{dt} = \alpha_G \frac{d\Phi}{dt} + \omega_0 (\gamma_y - \gamma_x + (N_y - N_x) \cos 2\chi) \sin \Phi \cos \Phi$$

Припускається, що $\tau = \omega_0 t$. Розділивши ліву і праву частину даного рівняння на ω_0 , маємо

$$\frac{dm_z}{d\tau} = \alpha_G \frac{d\Phi}{d\tau} + (\gamma_y - \gamma_x + (N_y - N_x) \cos 2\chi) \sin \Phi \cos \Phi$$

В свою чергу перше рівняння у (2.8) розділимо на ω_0 , підставимо вираз $\frac{dm_z}{d\tau}$ у перше рівняння в (2.8) та продиференціюємо по τ .

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi}{d\tau^2} + (1 - \beta + 2A \sin^2 \chi) \cdot \alpha_G \frac{d\Phi}{d\tau} + (1 - \beta + 2A \sin^2 \chi) \cdot (\gamma_y - \gamma_x + (N_y - N_x) \cos 2\chi) \cdot \sin \Phi \cos \Phi \\ + \alpha_G^2 \frac{d^2\Phi}{d\tau^2} + \alpha_G (\gamma_y - \gamma_x) \cdot \cos^2 \Phi \cdot \frac{d\Phi}{d\tau} - \alpha_G (\gamma_y - \gamma_x) \cdot \sin^2 \Phi \cdot \frac{d\Phi}{d\tau} \\ + \alpha_G (N_y - N_x) \cos 2\chi \cdot \cos^2 \Phi \cdot \frac{d\Phi}{d\tau} + \alpha_G (N_y - N_x) \sin \Phi \cos \Phi \cdot (-2 \sin 2\chi) \cdot \frac{d\chi}{d\tau} \\ - \alpha_G (N_y - N_x) \cos 2\chi \cdot \sin^2 \Phi \cdot \frac{d\Phi}{d\tau} = \frac{dh}{d\tau} \end{aligned}$$

Враховуючи, що $\alpha_G^2 \ll 1$, маємо

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi}{d\tau^2} + \alpha_G \cdot (1 - \beta + 2A \sin^2\chi) \cdot \frac{d\Phi}{d\tau} + (\alpha_G \cdot (\gamma_y - \gamma_x) \cdot \cos 2\Phi + \alpha_G \cdot (N_y - N_x) \\ \cdot \cos 2\chi \cdot \cos^2\Phi - \alpha_G (N_y - N_x) \cos 2\chi \cdot \sin^2\Phi) \cdot \frac{d\Phi}{d\tau} + (1 - \beta + 2A \sin^2\chi) \\ \cdot (\gamma_y - \gamma_x + (N_y - N_x) \cdot \cos 2\chi) \cdot \sin\Phi \cos\Phi + \alpha_G (N_y - N_x) \cdot \sin\Phi \cos\Phi \\ \cdot (-2 \sin 2\chi) \cdot \frac{d\chi}{d\tau} = \frac{dh}{d\tau} \end{aligned}$$

Враховуючи, що $\sin^2\chi \approx 1$, так як $\varphi_1 - \varphi_2 \approx \pi$, $\chi \approx \frac{\pi}{2}$, вищеприведене рівняння зводиться до вигляду

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi}{d\tau^2} + \alpha_G \cdot (1 - \beta + 2A) \cdot \frac{d\Phi}{d\tau} + (\alpha_G \cdot (\gamma_y - \gamma_x) \cdot \cos 2\Phi - \alpha_G \cdot (N_y - N_x) \cdot \cos 2\Phi) \cdot \frac{d\Phi}{d\tau} \\ + (1 - \beta + 2A) \cdot (\gamma_y - \gamma_x - N_y + N_x) \cdot \sin\Phi \cos\Phi = \frac{dh}{d\tau} \end{aligned}$$

Провівши математичні спрощення, в решті-решт маємо

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi}{d\tau^2} + \alpha_G \cdot (1 - \beta + 2A) \cdot \frac{d\Phi}{d\tau} - \alpha_G \cdot (1 - \beta + 2A) \\ \cdot \frac{(1 - \beta + 2A) \cdot (N_y - N_x - \gamma_y + \gamma_x) \cdot \cos 2\Phi}{(1 - \beta + 2A)^2} \cdot \frac{d\Phi}{d\tau} + (1 - \beta + 2A) \cdot (\gamma_y \\ - \gamma_x - N_y + N_x) \cdot \sin\Phi \cos\Phi = \frac{dh}{d\tau} \end{aligned}$$

Приймаючи, що $\frac{\Omega_s}{\omega_0} = \sqrt{(1 - \beta + 2A)(N_y - N_x - \gamma_y + \gamma_x)}$, маємо

$$\frac{d^2\Phi}{d\tau^2} + \alpha_G \cdot (1 - \beta + 2A) \cdot \left[1 - \left(\frac{\Omega_s}{(1 - \beta + 2A)\omega_0} \right)^2 \cdot \cos 2\Phi \right] \cdot \frac{d\Phi}{d\tau} - \left(\frac{\Omega_s}{\omega_0} \right)^2 \sin\Phi \cos\Phi = \frac{dh}{d\tau} \quad (2.9)$$

Таким чином, система двох рівнянь (2.8) еквівалентна одному рівнянню другого порядку (2.9), яке описує синхронне обертання обох магнітних моментів САФ зі збереженням антиферромагнітного упорядкування в площині системи.

Варто зазначити, що ізотропна обмінна взаємодія між шарами будь-якого походження не впливає на динаміку синхронного обертання двох магнітних шарів.

Динаміка САФ у зовнішньому магнітному полі значною мірою визначається параметром Ω , який інтерпретується як власна частота малих коливань акустичного типу в околі стану рівноваги. Знайдено Ω в аналітичному вигляді.

У площині кругові елементи САФ мають коефіцієнти розмагнічування, які задаються формулою сфероїда [88]:

$$N_z^{V_1} = \frac{1}{1 - \delta^2} \left(1 - \frac{\delta \arccos \delta}{\sqrt{1 - \delta^2}} \right)$$

$$N_x^{V_1} = N_y^{V_1} = \frac{1}{2} (1 - N_z^{V_1}), \quad (2.10)$$

де $\delta = \frac{c}{a} < 1$, $a = b = r$.

У граничному випадку тонкого колоподібного диска $\delta \ll 1$ справедливим є наступне:

$$N_x^{V_1} = N_y^{V_1} = \frac{\pi L}{8r} \left(1 - \frac{2L}{\pi r} \right) \quad (2.11)$$

Наявність ексцентриситету призводить до неоднорідності розподілу магнітостатичного поля всередині шару САФ. У той же час умова (2.1) малого ексцентриситету робить дану неоднорідність малою, так що мають місце наступні наближені співвідношення:

$$N_x^{V_1} = N_x^{V_2} = \frac{\pi L}{8a'} \left(1 - \frac{2L}{\pi r} \right)$$

$$N_y^{V_1} = N_y^{V_2} = \frac{\pi L}{8b'} \left(1 - \frac{2L}{\pi r} \right)$$

$$N_z^{V_1} = N_z^{V_2} = 1 - N_x^{V_1} - N_y^{V_1} \quad (2.12)$$

де a' , b' – ефективні піввісі шарів САФ, які вибираються таким чином, щоб рівняння (2.12) відповідали середнім коефіцієнтам розмагнічування, $r = \frac{a+b}{2}$. Зроблено припущення, що значення ефективних піввісей a' та b' близькі до реальних геометричних параметрів САФ.

Оскільки отримано коефіцієнти розмагнічування (2.12), тоді константи магнітостатичного зв'язку знайдено без громіздких обчислень. Дійсно, на основі рівнянь (2.3), константу міжшарового зв'язку γ_α представлено у вигляді

$$\gamma_\alpha = \frac{1}{4\pi V} (I_{V_1}^{V_2})_\alpha = \frac{1}{8\pi V} ((I_{V_1+V_2+\Delta V}^{V_1+V_2+\Delta V})_\alpha - (I_{V_1+\Delta V}^{V_1+\Delta V})_\alpha - (I_{V_2+\Delta V}^{V_2+\Delta V})_\alpha + (I_{\Delta V}^{\Delta V})_\alpha) = \frac{1}{2L} \{(2L + d) \cdot N_\alpha^{V_1+V_2+\Delta V} - (L + d) \cdot (N_\alpha^{V_1+\Delta V} + N_\alpha^{V_2+\Delta V}) + d \cdot N_\alpha^{\Delta V}\} \quad (2.13)$$

де верхній індекс у коефіцієнтах розмагнічування вказує на відповідний об'єм, для якого він розраховується. Наприклад, позначення $V_1+V_2 + \Delta V$ вказує, що $N_\alpha^{V_1+V_2+\Delta V}$ є коефіцієнтом розмагнічування частинки з об'ємом, рівним сумарному об'єму двох магнітних шарів, V_1, V_2 , і спейсеру між ними ΔV . Таким чином, коефіцієнти міжшарового зв'язку γ_α виражено через коефіцієнти розмагнічування відповідних комбінацій елементів САФ. Крім того показано, що:

$$\gamma_x = N_x^{V_1} - \frac{L(L+\frac{3d}{2})}{a'(a+b)}; \gamma_y = N_y^{V_1} - \frac{L(L+\frac{3d}{2})}{b'(a+b)}; \gamma_z = -(\gamma_x + \gamma_y) \quad (2.14)$$

Умова справедливості рівняння (2.14) полягає в тому, що товщина САФ мала порівняно з її бічними розмірами $2L + d \ll b$.

Таким чином, аналітично отримано, що константи міжшарового зв'язку γ_α відрізняються від коефіцієнтів розмагнічування на величину другого порядку малості, $\sim (\frac{L}{a})^2 \ll N_\alpha^{V_1}$, що відповідає точності моделі прийнятої на початку. Отже, потенціальний бар'єр матиме малу величину за зазначених умов при синхронному обертанні обох намагніченостей шарів САФ для АП конфігурації.

Дійсно, з рівнянь (2.12) і (2.14) випливає, що коефіцієнт в (2.9), який визначає висоту потенціального бар'єру при перемиканні, дорівнює

$$\left(\frac{\Omega_s}{\omega_0}\right)^2 = (1 - \beta + 2A)(N_y^{V_1} - N_x^{V_1} - \gamma_y + \gamma_x) = (1 - \beta + 2A) \frac{a' - b'}{a+b} \frac{L(L+\frac{3d}{2})}{ab} \approx \frac{(1-\beta+2A)}{2} \frac{(a-b)}{a} \frac{L(L+\frac{3d}{2})}{a^2} \quad (2.15)$$

Симетрія задачі та збереження АП стану при прецесії намагніченості призводить до того, що величина в співвідношенні (2.15), в межах наближення (2.1), є величиною третього порядку малості. Дійсно, використання характерних параметрів САФ-комірки дає $(\frac{\Omega_s}{\omega_0})^2 \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$.

У той же час, при перемагнічуванні магнітного моменту в одному ізольованому шарі, для якого $\gamma_\alpha = 0$, висота потенціального бар'єра має другий порядок малості:

$$\left(\frac{\Omega_s'}{\omega_0}\right)^2 = (1 - \beta)(N_y^{V_1} - N_x^{V_1}) = \frac{\pi(1-\beta)}{8} \frac{(a-b)}{a} \frac{L}{a} \sim 10^{-2} \div 10^{-3}.$$

У роботах [79, 80] розглянуто деякі конкретні випадки перемикування комірки САФ. В даній роботі представлено загальний підхід до розв'язання задачі керування станом намагніченості САФ за допомогою імпульсів магнітного поля довільної конфігурації.

Мета даної роботи полягає у визначенні оптимальних параметрів імпульсу магнітного поля, при яких відбувається перемагнічування тришарового САФ зі стану $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \pi$, $\Phi = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} = \frac{\pi}{2}$ у стан $\varphi_1' = \pi$, $\varphi_2' = 2\pi$, $\Phi' = \frac{\varphi_1' + \varphi_2'}{2} = \frac{3\pi}{2}$. Враховуючи характер динаміки намагніченості САФ, сформульовано основну умову щодо параметрів імпульсу магнітного поля.

Варто зазначити, що на практиці важко отримати просторово локалізований і невеликий за тривалістю імпульс поля високої амплітуди. Тому прийнято, що $|h| \ll 1$, при цьому умова щодо тривалості імпульсу означає відповідно до рівняння (2.9), що $\left|\frac{dh}{d\tau}\right| \sim \frac{h_0}{T\omega_0} \gg \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega_s}{\omega_0}\right)^2 \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$, де h_0 та T – характерні значення амплітуди і тривалості імпульсу, відповідно. Імпульс має довільну форму, що описується функцією $h(\tau - \tau_0)$, симетричною відносно $\tau = \tau_0$. Основна вимога полягає в тому, щоб амплітуда і тривалість були підібрані таким чином, щоб площа імпульсу дорівнювала

$$\int_{\tau_0-T}^{\tau_0+T} h(\tau - \tau_0) \cdot d\tau \approx \int_{-\infty}^{+\infty} h(\tau - \tau_0) \cdot d\tau = \pi \quad (2.16)$$

Очікується, що вищезазначені вимоги не створять будь-яких значних обмежень щодо властивостей або функціонування системи на основі САФ при зміні орієнтації намагніченості.

Після спрощення рівняння (2.9) представимо у наступній формі:

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{d\Phi}{d\tau} - h \right) + \alpha_G (1 - \beta + 2A) \left(\frac{d\Phi}{d\tau} - h \right) - \left(\frac{\Omega_s}{\omega_0} \right)^2 \sin\Phi \cos\Phi = -\alpha_G (1 - \beta + 2A) h \quad (2.17)$$

Виражаючи кутову змінну як

$$\begin{aligned} \Phi &= \Phi_0 + \Phi_1 \\ \Phi_0 &= \frac{\pi}{2} + \int_{-\infty}^{\tau} h(\tau - \tau_0) \cdot d\tau \end{aligned} \quad (2.18)$$

проведемо розклад рівняння (2.17) на доданки, не більші за лінійні у Φ_1 :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi_1}{d\tau^2} + \alpha_G (1 - \beta + 2A) \frac{d\Phi_1}{d\tau} + \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega_s}{\omega_0} \right)^2 \sin 2\Phi_1 &= -\alpha_G (1 - \beta + 2A) h + \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega_s}{\omega_0} \right)^2 (2\sin 2\Phi_1 \cos^2\Phi_0 + \sin 2\Phi_0 \cos 2\Phi_1) & \quad (2.19) \end{aligned}$$

Варто зазначити, що у правій частині рівняння (2.19) зібрано швидкозмінні члени, які відмінні від нуля протягом короткого періоду часу дії імпульсу поля, поблизу τ_0 . Інтегруючи рівняння (2.19) у безпосередній близькості до τ_0 і припускаючи, що в системі імпульс не спричиняє збудження, знайдено початкові умови та сформульовано задачу Коші збудженої системи:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Phi_1}{d\tau^2} + \alpha_G (1 - \beta + 2A) \frac{d\Phi_1}{d\tau} + \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega_s}{\omega_0} \right)^2 \sin 2\Phi_1 &= 0 \\ \Phi_1 = 0; \quad \frac{d\Phi_1}{d\tau} &= -\pi \alpha_G (1 - \beta + 2A) \Big|_{\tau=\tau_0} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Рівняння (2.20) для $\Phi_1^2 \ll 1$ є лінійним і легко розв'язується. Введена таким чином поправка при $\tau > \tau_0$ в Φ_1 дорівнює:

$$\Phi_1 = -\frac{\pi\alpha_G(1-\beta+2A)\omega_0}{\Omega_S} e^{-\alpha_G(1-\beta+2A)\omega_0(t-t_0)} \sin(\Omega_S(t-t_0))$$

На рисунку 2.2 схематично показано залежності від часу імпульсу поля та індукованої зміни кута Φ , що відповідає перемиканню між двома стабільними АП станами тришарового САФ. Завдяки апроксимації $\Phi_1^2 \ll 1$ умова справедливості для розробленої теорії набуває наступного вигляду: $(\pi\alpha_G(1-\beta+2A))^2 \ll (\Omega_S/\omega_0)^2$.

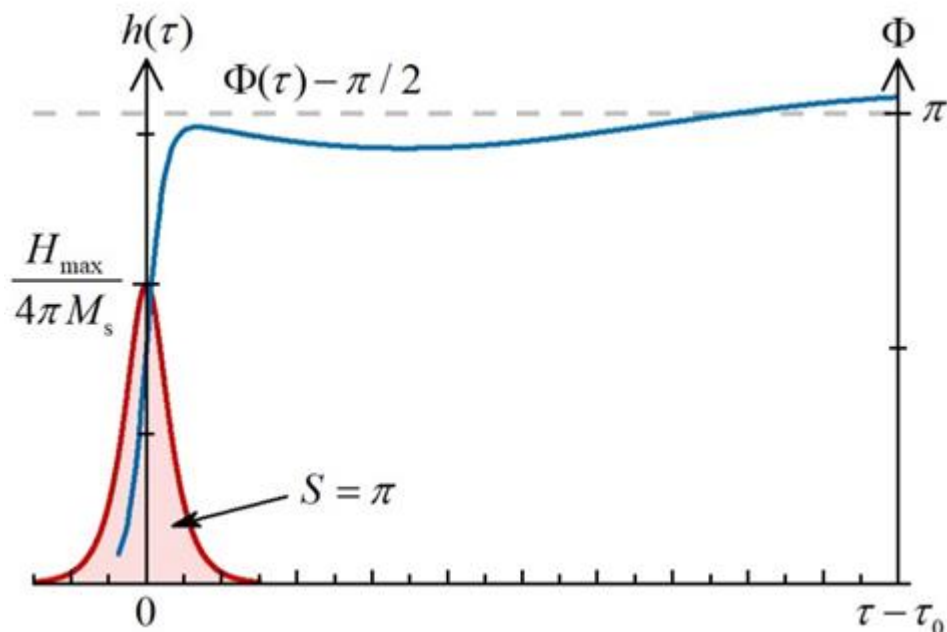


Рис. 2.2. Часова залежність імпульсу зовнішнього поля та відгуку комірки САФ, що представляють перемикання між двома стабільними АП станами (кут Φ змінюється від 0 до π).

Отже, умови для отримання надійного перемикання САФ під впливом імпульсу перпендикулярного магнітного поля, наступні:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} h(\tau - \tau_0) \cdot d\tau = \pi \quad (2.21a)$$

$$\frac{2\pi}{(\omega_0 T)^2} \gg \frac{(1-\beta+2A)(a-b)}{2} \frac{(L/a)^2}{a} \gg [\pi\alpha_G(1-\beta+2A)]^2 \quad (2.21b)$$

Не ускладнюючи подачу матеріалу детальними розрахунками, для того, щоб надати добре узгоджену з практикою оцінку покажемо, що обертання вектора намагніченості ізольованої одношарової частинки відбувається при значно більшій амплітуді поля h'_0 . У цьому випадку у виразі $\Omega_s/\omega_0 = \sqrt{(1 - \beta + 2A)(N_y - N_x - \gamma_y + \gamma_x)}$ константи міжшарового зв'язку варто вважати рівними нулю $\gamma_y = \gamma_x = 0$, а умова перемикання магнітного моменту ферромагнітної наночастинки набуває вигляду:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} h'(\tau - \tau_0) \cdot d\tau = \pi \quad (2.22a)$$

$$\frac{2\pi}{(\omega_0 T)^2} \gg \frac{\pi L(1-\beta+2A)(a-b)}{8a^2} \gg [\pi\alpha_G(1-\beta+2A)]^2 \quad (2.22b)$$

З нерівностей (2.21 б) і (2.22 б) випливає, що обертання двох магнітних моментів тришарового САФ може бути виконано при значно нижчому полі, ніж відповідне перемикання одношарового ферромагнітного САФ. При цьому їх сумарна намагніченість у площині дорівнює нулю (мається на увазі так зване АП, синфазне, «акустичне» обертання). При однаковій тривалості імпульсу поля, відношення амплітуд у двох наведених вище випадках дорівнює

$$\frac{h_0}{h'_0} \sim \frac{4L+3d/2}{\pi a} \ll 1 \quad (2.23)$$

Такий результат є очікуваним і пояснюється тим, що потенціальний бар'єр, який зумовлений анізотропією форми, є слабко вираженим при синхронному обертанні двох магнітних моментів, що входять до складу САФ, підтримуючи АП стан.

Відзначимо, що виконання рівняння (2.21a) призводить до перемикання САФ у зворотному напрямку, тоді як рівняння (2.21б) є критерієм швидкості та стійкості перемикання. По суті, рівняння (2.21б) тільки гарантує, що нульове

наближення несуттєво відхиляється від точної часової залежності кута повороту намагніченості, $|\Phi - \Phi_0| \ll 1$.

Отже, коли рівняння (2.21) виконується, імпульс поля поза площиною викликає майже стрибкове перемикання САФ з незначною релаксацією в кінцевій фазі (безрелаксаційне перемикання). Цей механізм схематично проілюстрований на рис. 2.3 (а), і є якісно відмінним та функціонально кращим порівняно зі звичайним перемиканням феромагнітної частинки в режимі тривалої прецесії, проілюстрованим на рис. 2.3 (б).

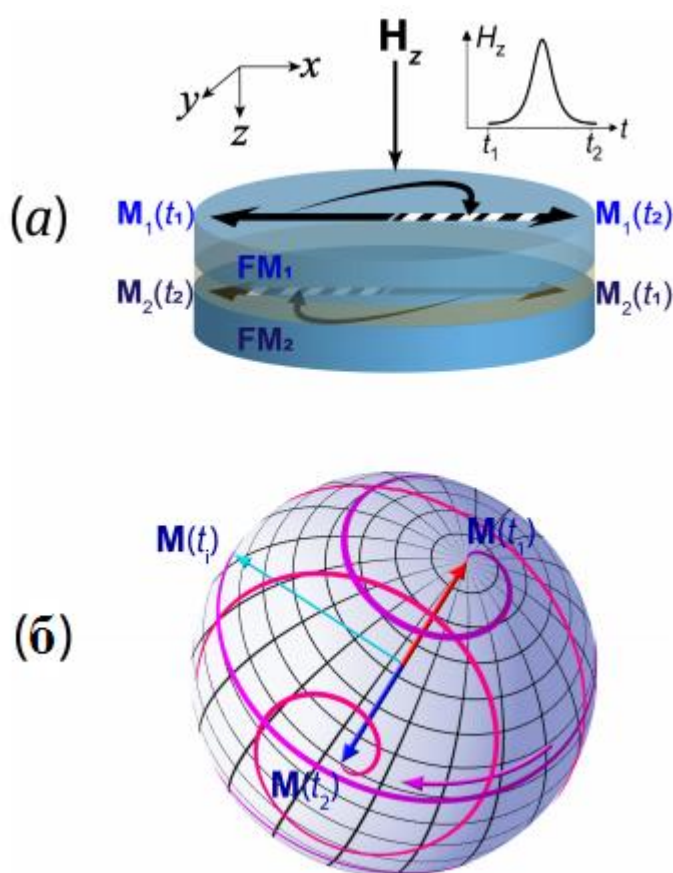


Рис. 2.3. Ілюстрація низькобар'єрного та безрелаксаційного перемикання в САФ, що збігається в часі з півперіодом синфазного обертання в площині (а), яке відбувається значно швидше, ніж звичайне протифазне перемикання феромагнітної частинки з подальшою прецесійною релаксацією (б).

Надання чисельних оцінок для швидких, низькоамплітудних імпульсів, які обговорювались вище має бути інформативним. Беремо за феромагнітний матеріал нікель з намагніченістю насичення $M_s \sim 500$ Гс, отже $\omega_0 \approx 1.1 \cdot 10^{11} \text{с}^{-1}$.

За характерну тривалість імпульсу поля прийнято $T \sim 3 \cdot 10^{-10}$ с, так що $\omega_0 T \sim 33$. Варто зазначити, що умова (2.21б) справедлива для комірок з параметрами $\frac{a}{L} \sim 10$, $\frac{a-b}{a} \sim 0.15$, якщо константа загасання Гільберта $\alpha_G < 10^{-2}$. Крім того, умова рівняння (2.21а) дає амплітуду імпульсу поля, необхідну для перемикання комірки САФ, наведену в таблиці 2.1 для кількох поширених форм імпульсів.

Таблиця 2.1. Характерні амплітуди імпульсу магнітного поля для перемагнічування САФ

| № | Форма імпульсу $H_i(t) = 4\pi M_s \cdot h_i(t)$ | Залежність амплітуди (H_i^{max}). | Значення амплітуди поля при $T \sim 3 \cdot 10^{-10}$ с (Ерстеду) |
|----|---|--|---|
| 1. | $\frac{H_1^{max}}{ch(t/T)}$ | $\frac{\hbar}{2\mu_0 T}$ | 190 |
| 2. | $\frac{H_2^{max}}{ch^2(t/T)}$ | $\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\hbar}{2\mu_0 T}$ | 300 |
| 3. | $\frac{H_3^{max}}{1 + (\frac{t}{T})^2}$ <i>Лоренціан</i> | $\frac{\hbar}{2\mu_0 T}$ | 190 |
| 4. | $H_4^{max} \cdot e^{-\frac{t^2}{T^2}}$ <i>Гаусіан</i> | $\sqrt{\pi} \cdot \frac{\hbar}{2\mu_0 T}$ | 330 |

Таким чином, амплітуда імпульсу перпендикулярного магнітного поля не залежить від намагніченості насичення матеріалу і визначається формою та тривалістю імпульсу поля.

Нижче приведено графіки імпульсів магнітного поля, які мають вищезазначені форми (таблиця 2.1).

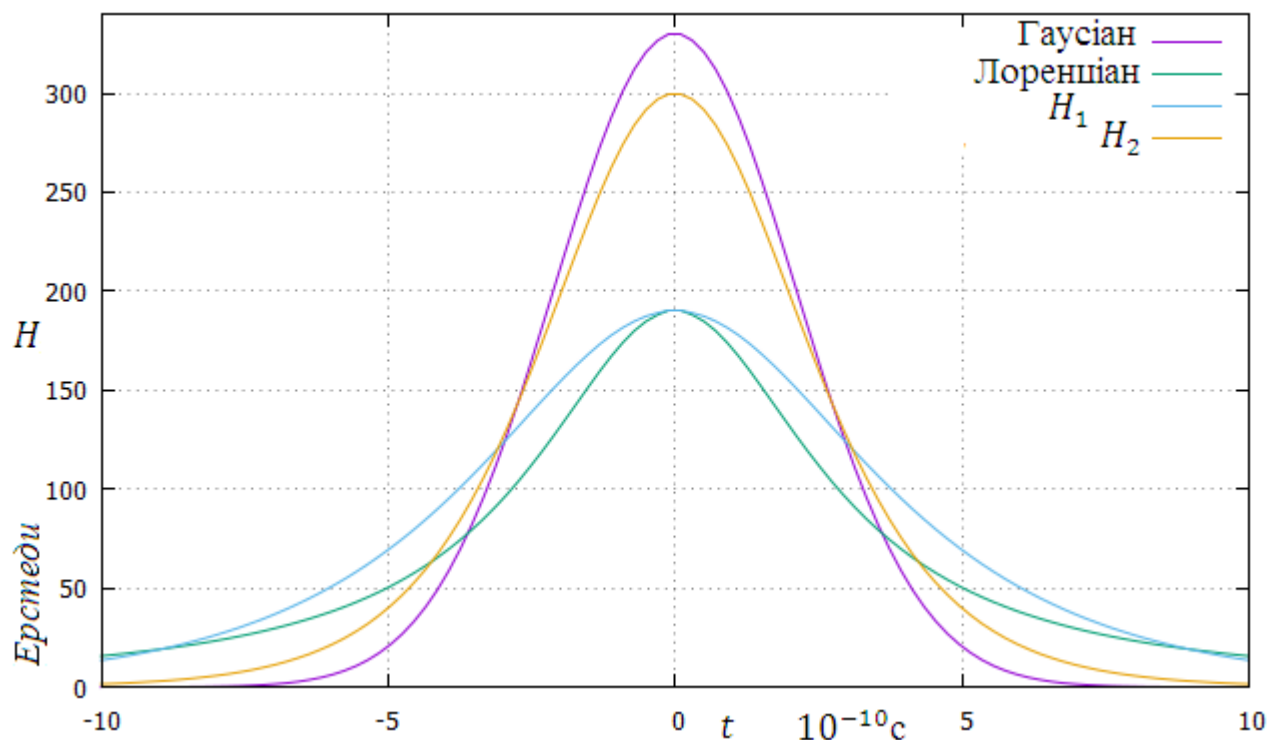


Рис. 2.4. Часова залежність величини магнітного поля керуючого імпульсу в процесі перемагнічування.

Зазначимо, що амплітудні оцінки польових імпульсів у таблиці 2.1 є відносно високими, беручи до уваги їхню коротку тривалість. Такі амплітуди не є тривіальними для технологічної реалізації з використанням індуктивних ліній слово / біт типового MRAM. Тому бажаними є альтернативні механізми генерування ефективних імпульсів, які сприятимуть перемагнічуванню вільного шару. Досягнення імпульсу магнітного поля з високолокалізованою дією є перспективним для численних застосувань.

Як приклад, у численних працях обговорюється перемикування магнітних нанoeлементів за допомогою індукованого електричним струмом спінового ефекту (STT) [89, 90]. Варто відзначити, що спіново-обертний ефект є ефективним для надшвидкого перемикування елементів САФ і перспективним напрямком подальших досліджень.

Іншим перспективним напрямком, який пов'язаний із запропонованим в роботі режимом низькобар'єрного перемагнічування САФ, є дослідження наноструктур, що працюють з використанням спінового ефекту Холла (SHE) [88].

Зрозуміло, що для визначення перспектив використання комірок пам'яті з подібним типом управління на основі САФ потрібне проведення окремого дослідження.

Далі у розділі проілюстровано викладену вище теорію оптичного управління намагніченістю комірки пам'яті. Даний метод ґрунтується на так званому оберненому ефекті Фарадея, сутність якого полягає у формуванні імпульсів магнітного поля циркулярно поляризованим імпульсом лазерного випромінювання [87].

2.2 Перемагнічування САФ оптичним способом

Керування намагніченістю нанoeлементів за допомогою магнітного поля індукованого лазерним імпульсом розглянуто в [85, 86]. В основу механізму покладено обернений ефект Фарадея, раніше описаний в роботі [91]. З тих пір численні роботи присвячені застосуванню оптичних методів з метою перемагнічування функціональних елементів, зокрема [92].

Було розраховано магнітне поле, що наводиться в плоских металевих нанорозмірних синтетичних антиферромагнетиках еліптичної форми під дією циркулярно поляризованого імпульсу лазерного випромінювання. Показано, що даний ефект може ефективно застосовуватися для активації процесів керування станами намагніченості САФ.

Раніше у [85] показано, як електричне поле електромагнітної хвилі, яка має наступний вигляд у площині САФ (2.24), призводить до ефективного кругового руху електронної густини в провідній частинці

$$\begin{aligned} E_x &= E_1 \cos \omega_E t \\ E_y &= E_1 \cos(\omega_E t + \delta), \end{aligned} \quad (2.24)$$

де ω_E – частота хвилі, δ – фазовий зсув між коливаннями вздовж Ox та Oy .

Рух електронів провідності в магнітній наночастинці, спричинений подібним електричним полем, генерує магнітний момент M_z^E і магнітне поле, що діє всередині частинки та спрямоване по нормалі до магнітних шарів.

В свою чергу процеси лазерної генерації магнітного поля можуть ефективно підсилюватися резонансним збудженням плазмових коливань в шарах САФ. Синхронізація частот лазерного випромінювання та плазмового резонансу забезпечується формою магнітних наночарів при виготовленні масивів наночастинок.

Середнє значення індукованої намагніченості та магнітного поля визначаються наступними виразами [85]:

$$\langle M_z^E \rangle = \sin\delta \cdot \frac{\omega E_1 E_2}{2c e n_s} \cdot \left(\frac{1}{4\pi N_{\parallel}} \right)^2 \cdot \left(\frac{\omega_s^2}{\omega_r^2 - \omega^2} \right)^2 \cdot \left(1 + \frac{n_d m_s^2}{n_s m_d^2} \right),$$

$$\langle H_z \rangle = -4\pi(1 - 2N_{\parallel})\langle M_z^E \rangle \approx -4\pi\langle M_z^E \rangle, \quad (2.25)$$

де e – заряд електрона, n_l , m_l – густина та ефективна маса електронів у l -й зоні провідності, $\omega_l^2 = 4\pi N_{\parallel} \frac{e^2 n_l}{m_l}$ – характерна частота плазмонних коливань в l -й зоні у площині дископодібної частинки, $N_{\parallel} \approx N_x^{V_1+V_2+\Delta V} \approx \frac{\pi(2L+d)}{8r}$ – середній коефіцієнт розмагнічування диска, що збігається з коефіцієнтом розмагнічування САФ, $\omega_r = \sqrt{\omega_s^2 + \omega_d^2} \approx \sqrt{4\pi N_{\parallel} e^2 \left(\frac{n_s}{m_s} + \frac{n_d}{m_d} \right)}$ – частота плазмонного резонансу електронної густини у площині САФ.

З вищеприведеного виразу для ω_r випливає, що ефективним засобом регулювання частоти плазмонного резонансу в САФ є регулювання відношення товщини шарів до радіусу частинки.

Для оцінки параметрів імпульсного сигналу прийнято $\omega_r \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, що близько до частоти рубінового лазера. Крім того, зроблено припущення, що $\delta = \pi/2$. Таким чином, ефективне магнітне поле з (2.25) має наступний вигляд

$$\langle H_z \rangle = -\frac{I_0 \omega}{c^2 e n_s N_{\parallel}^2} \cdot \left(\frac{\omega_s^2}{\omega_r^2 - \omega^2} \right)^2 \cdot \left(1 + \frac{n_d m_s^2}{n_s m_d^2} \right),$$

$$I_0 = \frac{1}{2} \frac{c}{4\pi} E^2. \quad (2.26)$$

Зроблено припущення, що часова залежність інтенсивності I_0 відноситься до випадків, представлених у таблиці 2.1, і працює в околі резонансної частоти, де $\frac{\omega_s^2}{\omega_r^2 - \omega^2} \sim 30$, для $n_s \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $N_{\parallel} \sim 0.1$ і $\langle H_z \rangle \sim 200$ Ерстед. Отже, середня густина потоку лазерної потужності, необхідна для перемагнічування САФ:

$$I_0 \sim 5 \cdot 10^{15} \text{ ерг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} = 5 \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} \quad (2.27)$$

Високе, на перший погляд, значення потоку енергії, при масштабуванні на тривалість імпульсу $T \sim 3 \times 10^{-10}$ с, показує, що частка світлової енергії на поверхні становить лише ~ 0.1 Дж/см². Площа сфокусованої лазерної ділянки, що відповідає площі типової комірки САФ, має порядок $\Delta S \sim 10^{-9}$ см², що відповідає 100 пДж на операцію запису і в 10-100 разів менше в порівнянні зі звичайним надбар'єрним перемиканням САФ.

Оцінки показують, що у випадку, коли ґратка САФ сформована на кремнієвій підкладці площею 1 см² і товщиною 1 мм, для однієї події перемикання на один елемент САФ у масиві з $N = 1 \text{ см}^2 / \lambda^2 \approx 2 \cdot 10^8$ елементів, температура системи зросте на величину порядку $\Delta T \approx 0.3$ К.

Таким чином, актуально поєднати з режимом низькобар'єрного перемагнічування САФ, проаналізованим вище, індуковану під дією циркулярно поляризованого імпульсу лазерного випромінювання пульсацію нормального до площини поля.

2.3 Зміна магнітного стану САФ під впливом спіно-поляризованого струму

Спеціальні методи керування спінами сприяють наданню електронам спінової поляризації. Серед них варто виділити ті, які базуються на використанні магнітного поля, імпульсу лазерного випромінювання та інжекції спінів. Для

металів та напівпровідників досягнення спінової поляризації відбувається під впливом магнітного поля (традиційний метод). У свою чергу під дією циркулярно-поляризованого світла у напівпровідниках ефективно генеруються спін-поляризовані носії заряду (електрони чи електронні дірки). Варто відзначити, що одним з найбільш привабливих методів у спінтроніці залишається спінова інжекція, яка полягає у внесенні надлишку електронів з певним напрямком спіну з поляризатора (феромагнітного шару) до вільного шару з металу або напівпровідника. У випадку спінової інжекції спінова поляризація створюється і переноситься електричним струмом [92]. У підрозділі 2.2 розглядається набуття електронами провідності магнітного моменту під впливом імпульсу циркулярно-поляризованого лазерного випромінювання, в свою чергу у підрозділі 2.3 розглянуто процеси керування магнітними станами САФ методом спінової інжекції від зовнішнього поляризатора.

Варто пам'ятати, що електрони втрачають спінову поляризацію під впливом зовнішнього магнітного поля, яке напрямлене перпендикулярно до домінуючого напрямку спіну електронів (ефект Ханле). Тому на цю обставину варто зважати при перемагнічуванні САФ спін-поляризованим струмом.

При протіканні спін-поляризованого струму внаслідок спін-обертового ефекту змінюється магнітна конфігурація системи навіть за відсутності магнітного поля. Спін-обертовий ефект виникає завдяки s-d взаємодії (взаємодії локалізованих d електронів із делокалізованими s електронами) у залізі, кобальті, нікелі та сплавах на їх основі [92]. Варто зазначити, що спін-обертовий ефект відіграє значну роль у структурах наномасштабних розмірів.

Дійсно, при пропусканні потоку делокалізованих s-електронів через запінінгований елемент, даний потік набуває спінової поляризації вздовж напрямку намагніченості даного елемента. Коли ж спін-поляризований струм ще раз піддається спіновому фільтруванню іншим елементом, магнітний момент якого неколінеарний першому, тоді виникає зміна сумарного спінового моменту

носіїв заряду в струмі. Таким чином, відбувається зміна стану намагніченості другого елемента під впливом спіно-поляризованого струму.

Нижче представлено фізичні основи даного процесу, які детально описані у фундаментальній роботі [92]. При проходженні через функціональний елемент спіно-поляризованого електричного струму змінюється сумарний спіновий момент рухомих носіїв заряду ($\Delta \mathbf{s}_{delocal} \neq 0$), тобто виникає спіно-обертовий ефект. Вплив моменту обертання $N_{delocal}$ на спіни делокалізованих носіїв (у класичній механіці $\frac{ds}{dt} = N$, де N – момент обертання) призводить до виникнення спіно-обертового ефекту. Джерелом виникнення моменту обертання є обмінна взаємодія спіну вільного електрону з локальною намагніченістю. Варто відзначити, що s-d взаємодія не порушує закон збереження механічного моменту, отже сумарний механічний момент системи зберігається ($\Delta \mathbf{s}_{delocal} + \Delta \mathbf{s}_{local} = 0$ за умови, що процесами спінової релаксації можна знехтувати). В свою чергу спіни локалізованих електронів відчують протилежний момент обертання $N_{local} = -N_{delocal}$, який сприяє зміні стану намагніченості таким чином, щоб задовольнити рівність $\Delta \mathbf{s}_{delocal} = -\Delta \mathbf{s}_{local}$. Виникнення моменту обертання N_{local} під час проходження спіно-поляризованого струму і є наслідком впливу спіно-обертового ефекту на функціональний елемент. Варто відзначити, що вищеприведений ефект може приводити як до зміни векторів намагніченості ансамблю магнітних моментів, так і до виникнення осцилюючих процесів.

Раніше показано [92], що

$$N_{local} \approx -\frac{\gamma \hbar P_j}{2eM_S V_B} [\mathbf{m}_B \times [\mathbf{m}_B \times \mathbf{m}_3]] \equiv -\gamma 4\pi M_S \kappa [\mathbf{m}_B \times [\mathbf{m}_B \times \mathbf{m}_3]] \quad (2.28)$$

де P_j – спінова поляризація струму, \mathbf{m}_3 – одиничний вектор у напрямку намагніченості закріпленого шару, \mathbf{m}_B – одиничний вектор у напрямку намагніченості вільного шару, M_S – намагніченість насичення вільного шару та V_B – об'єм вільного шару, $\kappa = \frac{\hbar P_j}{8\pi e M_S^2 V_B}$ – коефіцієнт, що визначає вплив спіно-

поляризованого струму на намагніченість шару-аналізатора. Тут і надалі вважається, що магнітні шари виготовлені із однакового матеріалу.

Варто зазначити, що при пропусканні спін-поляризованого струму відбувається конкуренція між двома процесами. Перший пов'язаний зі звичайною дією магнітного поля, індукованого електричним струмом, а другий – зі спінобобертним ефектом. Перше фізичне явище завжди домінує у макросистемах з впорядкованим рухом вільних носіїв, однак, при зменшенні латеральних розмірів системи і досягненні порядку нанометрів значну роль відіграє вплив спінобобертного ефекту [92].

Аналогічно до звичайних систем магнітної пам'яті, що працюють під дією зовнішніх магнітних полів, використовується спін-поляризований струм для створення зворотної намагніченості [93]. Експерименти продемонстрували, що у невеликих магнітних пристроях, менших за 250 нм у діаметрі, обертальний момент від спін-поляризованого струму набагато сильніший, ніж від магнітного поля, індукованого переносом зарядів. Отже, у ряді застосувань спіновий-обертальний момент становить інтерес як альтернативний механізм, потенційно ефективніший за використання магнітного поля, для керування орієнтацією вектору намагніченості функціональних елементів пам'яті та у нанорозмірних магнітних осциляторах.

Варто відзначити, що STT-MRAM заснована на перемиканні елементів пам'яті САФ шляхом пропускання через них імпульсів спін-поляризованого струму [94-97], які здійснюють передачу спінового крутного магнітного моменту між магнітно-фіксованим опорним шаром і вільним / запам'ятовуючим шаром. STT-MRAM перемагнічує вільний шар САФ паралельно або антипаралельно до базового (запінінгованого) шару. Стани низького і високого опору комірки (стани P / AP) використовуються для електричного зчитування бітового стану. Таким чином, крутний момент переносу спіну (STT) є перспективним підходом для

перемикання в таких комірках пам'яті як MRAM завдяки енергоефективності та високій швидкості запису [98].

Розглянемо випадок, коли спін-поляризований струм, створений шляхом спінового фільтрування при проходженні через один магнітний елемент (підкладка), ще раз піддається фільтруванню іншим елементом (нижній ферромагнітний шар САФ), магнітний момент якого неколінеарний першому.

Рівняння Ландау-Ліфшиця для вищезгаданого синтетичного антиферромагнетика (САФ) з урахуванням загасання у формі Гільберта та спін-обертового ефекту, має наступний вигляд

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial t} &= -\gamma [\mathbf{M}_1 \times \mathbf{H}_{eff,1}] + \frac{\alpha_G}{M_s} \left[\mathbf{M}_1 \times \frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial t} \right] - \gamma \kappa 4\pi M_s [\mathbf{m}_1 \times [\mathbf{m}_1 \times \boldsymbol{\mu}_3]] \\ \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial t} &= -\gamma [\mathbf{M}_2 \times \mathbf{H}_{eff,2}] + \frac{\alpha_G}{M_s} \left[\mathbf{M}_2 \times \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial t} \right] - \gamma \kappa 4\pi M_s [\mathbf{m}_2 \times [\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1]]\end{aligned}\quad (2.29)$$

де M_i – намагніченість i -го шару САФ, $\mathbf{H}_{eff i}$ – ефективне магнітне поле, γ – гіромагнітне відношення, α_G – параметр загасання Гільберта (обернено пропорційний до добротності ферромагнітного резонансу), $\mathbf{m}_i = \mathbf{M}_i/M_s$ – одиничний вектор намагніченості i -го шару САФ та $\boldsymbol{\mu}_3$ – одиничний вектор намагніченості закріпленого шару.

$$\begin{aligned}\mathbf{M}_i &= M_s (\cos\varphi_i \sin\theta_i, \sin\varphi_i \sin\theta_i, \cos\theta_i) = \\ M_s (\cos\varphi_i \sqrt{1 - m_{iz}^2}, \sin\varphi_i \sqrt{1 - m_{iz}^2}, m_{iz}) &\approx M_s (\cos\varphi_i, \sin\varphi_i, m_{iz})\end{aligned}\quad (2.30)$$

Одиничний вектор намагніченості i -го шару ($i = 1, 2$) в лінійному наближенні по m_{iz} має вигляд

$$\mathbf{m}_i = \frac{\mathbf{M}_i}{M_s} = (\cos\varphi_i, \sin\varphi_i, m_{iz})\quad (2.31)$$

Тому

$$\frac{\partial \mathbf{M}_1}{\partial t} = \frac{\partial (\mathbf{m}_1 M_s)}{\partial t} = M_s \frac{\partial \mathbf{m}_1}{\partial t}$$

Аналогічно одиничний вектор намагніченості закріпленого шару нижньої підкладки

$$\boldsymbol{\mu}_3 = (\cos\alpha, \sin\alpha, 0) \quad (2.32)$$

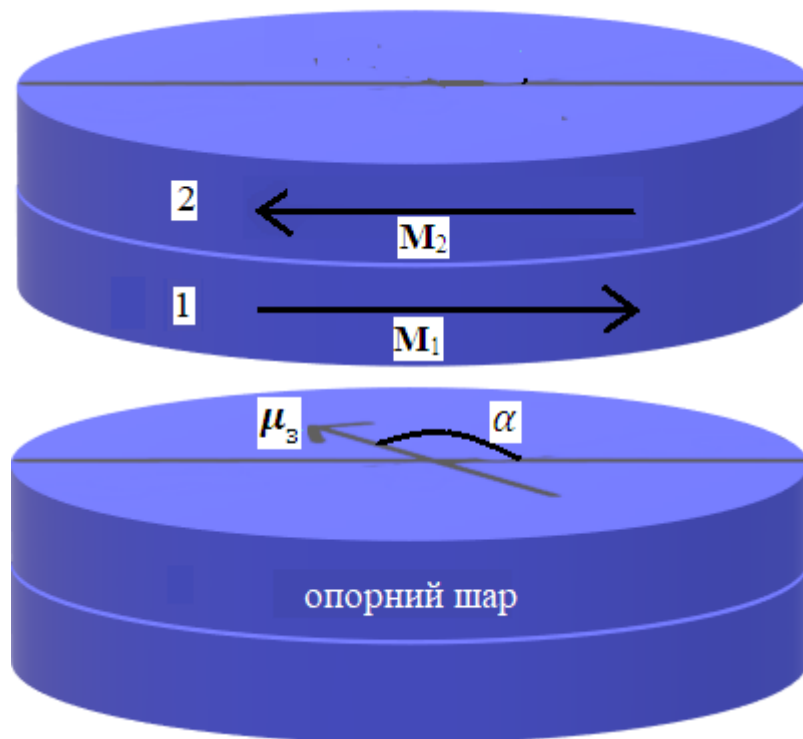


Рис. 2.5. Конфігурація опорного шару та синтетичного антиферомагнетика. Зроблено наступні позначення: \mathbf{M}_1 та \mathbf{M}_2 – намагніченості нижнього та верхнього шарів синтетичного антиферомагнетика, $\boldsymbol{\mu}_3$ – одиничний вектор намагніченості закріпленого (опорного) шару.

Варто зазначити, що при пропусканні електричного струму через закріплений шар нижньої підкладки, струм стає спін-поляризованим і внаслідок спін-обертового ефекту намагніченість нижнього шару САФ намагається стати паралельною намагніченості нижньої підкладки. У цьому випадку доданок Слончевського в (2.29) записується як $\gamma 4\pi M_s \kappa [\mathbf{m}_1 \times [\mathbf{m}_1 \times \boldsymbol{\mu}_3]]$. В свою чергу при проходженні електронів від нижнього до верхнього шару САФ механічний момент системи зберігається і тому зберігається антиферомагнітне упорядкування в площині шарів САФ. Відповідно доданок Слончевського в (2.29) має вигляд $\gamma 4\pi M_s \kappa [\mathbf{m}_2 \times [\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1]]$.

Після підстановки у (2.29) нових змінних \mathbf{m}_i та $\boldsymbol{\mu}_1$ для обох феромагнітних шарів САФ, маємо

$$\frac{d\mathbf{m}_1}{dt} = -\gamma[\mathbf{m}_1 \times \mathbf{H}_{eff\ 1}] + \alpha_G \left[\mathbf{m}_1 \times \frac{d\mathbf{m}_1}{dt} \right] - \gamma 4\pi M_S \kappa [\mathbf{m}_1 \times [\mathbf{m}_1 \times \boldsymbol{\mu}_3]] \quad (2.33)$$

$$\frac{d\mathbf{m}_2}{dt} = -\gamma[\mathbf{m}_2 \times \mathbf{H}_{eff\ 2}] + \alpha_G \left[\mathbf{m}_2 \times \frac{d\mathbf{m}_2}{dt} \right] - \gamma 4\pi M_S \kappa [\mathbf{m}_2 \times [\mathbf{m}_2 \times \mathbf{m}_1]] \quad (2.34)$$

Процедура визначення компонент ефективного поля детально показана нижче.

Магнітна енергія САФ складається з магнітостатичної та обмінної енергії, тобто $W = W_M + W_{обм}$. У свою чергу величина ефективного магнітного поля враховує внески напруженості магнітного поля від кожної із перерахованих компонент, $\mathbf{H}_{eff}^j = \mathbf{H}_M^j + \mathbf{H}_{обм}^j$.

Для визначення внеску магнітостатичного поля запишемо систему рівнянь Максвелла:

$$\text{div}(\mathbf{H}_M^j + 4\pi\mathbf{M}) = 0, \text{rot}\mathbf{H}_M^j = 0$$

З другого рівняння Максвелла випливає, що магнітне поле можна визначити як градієнт магнітостатичного потенціалу:

$$\mathbf{H}_M^j = -\nabla\psi$$

Звідси маємо $\Delta\psi = 4\pi\text{div}\mathbf{M}$ – рівняння Пуасона, що визначає магнітостатичний потенціал через розподіл намагніченості системи.

Як відомо, розв'язок рівняння Пуасона визначається як:

$$\psi = - \int_V dV \frac{\text{div}\mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Використовуючи теорему Остроградського-Гауса, зробимо перетворення і представимо магнітостатичний потенціал у вигляді:

$$\begin{aligned}
\psi &= - \int_V dV \frac{\text{div} \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = - \int_{V'} dV' \left(\nabla' \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} - \mathbf{M}(\mathbf{r}') \nabla' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) \\
&= - \oint_S dS \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \int_{V'} dV' M_\beta(\mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial x_\beta'} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\
&= \int_{V'} dV' M_\beta(\mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial x_\beta'} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}
\end{aligned}$$

Інтеграл по поверхні береться на великій відстані від магнітної системи, де намагніченість середовища відсутня, тому його внесок дорівнює нулю.

Таким чином, компоненти вектору магнітостатичного поля можуть бути представлені як:

$$H_M^\alpha(\mathbf{r}) = - \frac{\partial \psi}{\partial x_\alpha} = - \int_{V'} dV' M_\beta(\mathbf{r}') \frac{\partial^2}{\partial x_\alpha \partial x_\beta'} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

Враховуючи те, що намагніченість САФ розподілена в об'ємах двох магнітних шарів в межах яких вона однорідна, то результат інтегрування приводить до виразу:

$$H_{M1}^\alpha(\mathbf{r}) = -4\pi N_{\alpha\beta}^{V_1}(\mathbf{r}) M_{\beta 1} - 4\pi \gamma_{\alpha\beta}^{V_1}(\mathbf{r}) M_{\beta 2}, \quad \mathbf{r} \in V_1$$

$$H_{M2}^\alpha(\mathbf{r}) = -4\pi N_{\alpha\beta}^{V_2}(\mathbf{r}) M_{\beta 2} - 4\pi \gamma_{\alpha\beta}^{V_2}(\mathbf{r}) M_{\beta 1}, \quad \mathbf{r} \in V_2$$

$$N_{\alpha\beta}^{V_1}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V_1} dV' \frac{\partial^2}{\partial x_\alpha \partial x_\beta'} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad \gamma_{\alpha\beta}^{V_1}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V_2} dV' \frac{\partial^2}{\partial x_\alpha \partial x_\beta'} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad \mathbf{r} \in V_1$$

$$N_{\alpha\beta}^{V_2}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V_2} dV' \frac{\partial^2}{\partial x_\alpha \partial x_\beta'} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad \gamma_{\alpha\beta}^{V_2}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{V_1} dV' \frac{\partial^2}{\partial x_\alpha \partial x_\beta'} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad \mathbf{r} \in V_2$$

Таким чином, $N_{\alpha\beta}^{V_i}(\mathbf{r})$ є коефіцієнтами розмагнічування частинки з об'ємом V_i , а $\gamma_{\alpha\beta}^{V_i}(\mathbf{r})$ відіграють роль коефіцієнтів тензору міжшарової обмінної взаємодії

магнітостатичного походження. В загальному випадку коефіцієнти $N_{\alpha\beta}^{Vi}(\mathbf{r})$ залежать від координат, і лише для магнітних частинок еліпсоїдальної форми вони обертаються у константи. Проте, оскільки намагніченість всередині наночастинок жорстко зв'язана обмінною взаємодією, то вплив магнітостатичного поля на окрему ділянку об'єму буде впливати на намагніченість всієї частинки. Тому має сенс усереднити вплив магнітостатичного поля по об'єму шарів САФ, що дозволить значно скоротити обсяг обчислень.

Таким чином, надалі будемо вважати, що магнітостатичні поля в САФ визначаються наступним чином:

$$H_{M1}^{\alpha}(\mathbf{r}) = -4\pi N_{\beta} \delta_{\alpha\beta} M_{\beta 1} - 4\pi \gamma_{\beta} \delta_{\alpha\beta} M_{\beta 2},$$

$$H_{M2}^{\alpha}(\mathbf{r}) = -4\pi N_{\beta}(\mathbf{r}) \delta_{\alpha\beta} M_{\beta 2} - 4\pi \gamma_{\beta} \delta_{\alpha\beta} M_{\beta 1},$$

$$N_{\beta} = \frac{1}{4\pi V} \int_{V_1} dV \int_{V_1} dV' \frac{\partial^2}{\partial x_{\beta} \partial x_{\beta'}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \gamma_{\beta} = \frac{1}{4\pi V} \int_{V_1} dV \int_{V_2} dV' \frac{\partial^2}{\partial x_{\beta} \partial x_{\beta'}} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

де параметри N_{β} є коефіцієнтами розмагнічування i -го шару, а γ_{β} – константи міжшарового дипольного зв'язку ($\beta = x, y, z$).

Оскільки, частинки є нанорозмірними, то їх намагніченість можна вважати однорідною по об'єму.

У свою чергу $W_{\text{обм}} = \int_V dV \cdot 4\pi ALM_1 M_2 \delta(z)$, де A – приведена константа обмінної взаємодії. Причому, $\delta W_{\text{обм}} = \int_{V_1} dV \cdot 4\pi ALM_2 \delta(z) \delta M_1 + \int_{V_2} dV \cdot 4\pi ALM_1 \delta(z) \delta M_2$. Тому, $\delta w_{\text{обм}} = 4\pi ALM_2 \delta(z) \delta M_1 + 4\pi ALM_1 \delta(z) \delta M_2$. Отже,

$$H_{\text{обм}1} = -\frac{\delta w_{\text{обм}}}{\delta M_1(\mathbf{r})} = -4\pi ALM_2 \delta(z)$$

$$H_{\text{обм}2} = -\frac{\delta w_{\text{обм}}}{\delta M_2(\mathbf{r})} = -4\pi ALM_1 \delta(z)$$

Як було зауважено, дія ефективних полів на окремій ділянці магнітної частинки розповсюджується на весь об'єм завдяки жорсткій обмінній взаємодії всередині частинки, тому обмінну міжшарову взаємодію, що діє поблизу границі розділу, доцільно усереднити по об'єму. В результаті отримаємо:

$$\mathbf{H}_{\text{обм } 1} = -4\pi A \mathbf{M}_2$$

$$\mathbf{H}_{\text{обм } 2} = -4\pi A \mathbf{M}_1$$

Таким чином, складаючи між собою вирази для $\mathbf{H}_M^\alpha(\mathbf{r})$ та $\mathbf{H}_{\text{обм}}$ отримуємо вирази (2.35) для ефективного магнітного поля.

$$\begin{aligned} H_{eff\ i}^x &= -4\pi M_s (N_x m_{ix} + \gamma_x m_{jx}) - 4\pi A M_s m_{jx} \\ H_{eff\ i}^y &= -4\pi M_s (N_y m_{iy} + \gamma_y m_{jy}) - 4\pi A M_s m_{jy} \\ H_{eff\ i}^z &= -4\pi M_s (N_z m_{iz} + \gamma_z m_{jz}) - 4\pi A M_s m_{jz} \end{aligned} \quad (2.35)$$

При записі (2.35) враховано, що $j = 2$, коли $i = 1$ та $j = 1$ при $i = 2$.

Для подальших розрахунків доцільно в рівняннях (2.33), (2.34) перейти до кутових змінних на підставі співвідношень (2.30). Тож маємо:

$$\begin{aligned} -\sin\varphi_1 \frac{d\varphi_1}{dt} &= \sin\varphi_1 \cdot \gamma 4\pi M_s (N_z m_{1z} + \gamma_z m_{2z} + A m_{2z}) - m_{1z} \cdot \gamma 4\pi M_s (N_y \sin\varphi_1 + \\ &\quad \gamma_y \sin\varphi_2 + A \sin\varphi_2) + \alpha_G \left(\sin\varphi_1 \frac{dm_{1z}}{dt} - m_{1z} \cos\varphi_1 \frac{d\varphi_1}{dt} \right) - \\ &\quad \gamma 4\pi M_s \kappa (\sin\varphi_1 \cos\varphi_1 \sin\alpha - \sin^2\varphi_1 \cos\alpha - m_{1z}^2 \cos\alpha) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \cos\varphi_1 \frac{d\varphi_1}{dt} &= -\cos\varphi_1 \cdot \gamma 4\pi M_s (N_z m_{1z} + \gamma_z m_{2z} + A m_{2z}) + m_{1z} \cdot \gamma 4\pi M_s (N_x \cos\varphi_1 + \\ &\quad \gamma_x \cos\varphi_2 + A \cos\varphi_2) + \alpha_G \left(-m_{1z} \sin\varphi_1 \frac{d\varphi_1}{dt} - \cos\varphi_1 \frac{dm_{1z}}{dt} \right) - \gamma 4\pi M_s \kappa (-m_{1z}^2 \sin\alpha - \\ &\quad \cos^2\varphi_1 \sin\alpha + \sin\varphi_1 \cos\varphi_1 \cos\alpha) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dm_{1z}}{dt} &= \cos\varphi_1 \cdot \gamma 4\pi M_s (N_y \sin\varphi_1 + \gamma_y \sin\varphi_2 + A \sin\varphi_2) - \sin\varphi_1 \cdot \gamma 4\pi M_s (N_x \cos\varphi_1 + \\ &\quad \gamma_x \cos\varphi_2 + A \cos\varphi_2) + \alpha_G \frac{d\varphi_1}{dt} - \gamma 4\pi M_s \kappa m_{1z} \cos(\varphi_1 - \alpha) \end{aligned} \quad (2.36)$$

де α – кут між намагніченістю опорного шару та віссю Oх.

Так само для системи рівнянь (2.34) маємо:

$$\begin{aligned}
& -\sin\varphi_2 \frac{d\varphi_2}{dt} \\
& = \sin\varphi_2 \cdot \gamma 4\pi M_s (N_z m_{2z} + \gamma_z m_{1z} + A m_{1z}) - m_{2z} \\
& \quad \cdot \gamma 4\pi M_s (N_y \sin\varphi_2 + \gamma_y \sin\varphi_1 + A \sin\varphi_1) + \alpha_G \\
& \quad \cdot \left(\sin\varphi_2 \frac{dm_{2z}}{dt} - m_{2z} \cos\varphi_2 \frac{d\varphi_2}{dt} \right) - \gamma 4\pi M_s \kappa (\sin\varphi_2 \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \\
& \quad - m_{2z}^2 \cos\varphi_1 + m_{1z} m_{2z} \cos\varphi_2) \\
& \cos\varphi_2 \frac{d\varphi_2}{dt} = -\cos\varphi_2 \cdot \gamma 4\pi M_s (N_z m_{2z} + \gamma_z m_{1z} + A m_{1z}) + m_{2z} \\
& \quad \cdot \gamma 4\pi M_s (N_x \cos\varphi_2 + \gamma_x \cos\varphi_1 + A \cos\varphi_1) + \alpha_G \\
& \quad \cdot \left(-m_{2z} \sin\varphi_2 \frac{d\varphi_2}{dt} - \frac{dm_{2z}}{dt} \cos\varphi_2 \right) \\
& \quad - \gamma 4\pi M_s \kappa (m_{1z} m_{2z} \sin\varphi_2 - m_{2z}^2 \sin\varphi_1 - \cos\varphi_2 \sin(\varphi_1 - \varphi_2)) \\
& \frac{dm_{2z}}{dt} = \cos\varphi_2 \cdot \gamma 4\pi M_s (N_y \sin\varphi_2 + \gamma_y \sin\varphi_1 + A \sin\varphi_1) - \sin\varphi_2 \gamma 4\pi M_s (N_x \cos\varphi_2 + \\
& \gamma_x \cos\varphi_1 + A \cos\varphi_1) + \alpha_G \frac{d\varphi_2}{dt} - \gamma 4\pi M_s \kappa (m_{2z} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) - m_{1z}) \quad (2.37)
\end{aligned}$$

Для спрощення розрахунків введемо нові позначення:

$$\omega_0 = \gamma \cdot 4\pi M_s; \tau = t \cdot \omega_0 = t \cdot \gamma 4\pi M_s.$$

В подальшому крапка над фізичною величиною означає, що береться похідна по τ : $\dot{\varphi}_1 \equiv \frac{d\varphi_1}{d\tau}$.

Варто зазначити, що при виконанні наступних умов $\gamma_z = -(\gamma_x + \gamma_y)$, $\gamma_x \approx N_x \ll 1$, $\gamma_y \approx N_y \ll 1$, $N_z = 1 - N_x - N_y \approx 1$ та $|m_{iz}| \ll 1$ доданками $\gamma_z m_{iz}$, $N_y m_{iz}$ та $N_x m_{iz}$ знехтувано.

Ліву і праву частину першого рівняння (2.36) домножено на $\frac{\sin\varphi_1}{\gamma \cdot 4\pi M_s}$, а друге рівняння в (2.36) на $\frac{-\cos\varphi_1}{\gamma \cdot 4\pi M_s}$ та при додаванні обох рівнянь, маємо

$$\dot{\varphi}_1 = -(N_z m_{1z} + A m_{2z} - A m_{1z} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)) - \alpha_G \dot{m}_{1z} + \kappa \cdot \sin(\alpha - \varphi_1)$$

$$\dot{m}_{1z} = (N_y - N_x) \sin \varphi_1 \cos \varphi_1 + \frac{\gamma_y - \gamma_x}{2} \cdot \sin(\varphi_1 + \varphi_2) - \frac{\gamma_x + \gamma_y}{2} \cdot \sin(\varphi_1 - \varphi_2) - A \cdot \sin(\varphi_1 - \varphi_2) + \alpha_G \dot{\varphi}_1 - \kappa \cdot m_{1z} \cos(\varphi_1 - \alpha) \quad (2.38)$$

Аналогічно ліву і праву частину першого рівняння у (2.37) домножено на $\frac{\sin \varphi_2}{\gamma \cdot 4\pi M_s}$, а друге рівняння (2.37) на $\frac{-\cos \varphi_2}{\gamma \cdot 4\pi M_s}$ та додано перше рівняння до другого

$$\begin{aligned} \dot{\varphi}_2 &= -(N_z m_{2z} + A m_{1z} - A m_{2z} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)) - \alpha_G \dot{m}_{2z} + \kappa \cdot \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \\ \dot{m}_{2z} &= (N_y - N_x) \sin \varphi_2 \cos \varphi_2 + \frac{\gamma_y - \gamma_x}{2} \cdot \sin(\varphi_1 + \varphi_2) + \frac{\gamma_x + \gamma_y}{2} \cdot \sin(\varphi_1 - \varphi_2) + \\ &A \cdot \sin(\varphi_1 - \varphi_2) + \alpha_G \dot{\varphi}_2 + \kappa \cdot (m_{1z} - m_{2z} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)) \end{aligned} \quad (2.39)$$

Як і в підрозділі 2.1 введемо нормальні координати

$$\Phi = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}; \chi = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}; m_z = \frac{m_{1z} + m_{2z}}{2}; l_z = \frac{m_{1z} - m_{2z}}{2}.$$

Для спрощення обсягу обчислень в подальшому зведемо систему з шести невідомих, яка описує стан намагніченості САФ до системи з чотирьох невідомих Φ, χ, m_z та l_z . Таким чином, з (2.38) та (2.39) маємо

$$\begin{aligned} \dot{\Phi} &= -(N_z m_z + A m_z - A m_z \cos(\varphi_1 - \varphi_2)) - \alpha_G \dot{m}_z + \frac{\kappa}{2} \cdot (\sin(\alpha - \varphi_1) + \\ &\sin(\varphi_1 - \varphi_2)) \\ \dot{\chi} &= -(N_z l_z - A l_z - A l_z \cos(\varphi_1 - \varphi_2)) - \alpha_G \dot{l}_z + \frac{\kappa}{2} \cdot (\sin(\alpha - \varphi_1) - \sin(\varphi_1 - \varphi_2)) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{m}_z &= \frac{1}{4} (N_y - N_x) (\sin 2\varphi_1 + \sin 2\varphi_2) + \frac{1}{2} (\gamma_y - \gamma_x) \cdot \sin(\varphi_1 + \varphi_2) + \alpha_G \dot{\Phi} - \frac{\kappa}{2} \\ &\cdot (m_{1z} \cos(\varphi_1 - \alpha) + m_{2z} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) - m_{1z}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{l}_z &= \frac{1}{4} (N_y - N_x) (\sin 2\varphi_1 - \sin 2\varphi_2) - \frac{1}{2} \cdot (\gamma_y + \gamma_x) \cdot \sin(\varphi_1 - \varphi_2) - A \cdot \sin(\varphi_1 - \\ &\varphi_2) + \alpha_G \dot{\chi} + \frac{\kappa}{2} \cdot (m_{2z} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) - m_{1z} \cos(\varphi_1 - \alpha) - m_{1z}) \end{aligned} \quad (2.40)$$

Беручи до уваги, що $\varphi_1 = \Phi + \chi$; $\varphi_2 = \Phi - \chi$ та проводячи усереднення вище приведених фізичних величин по об'єму феромагнітних шарів САФ, маємо

$$\begin{aligned}
\dot{\Phi} &= -(N_z m_z + A m_z - A m_z \cos 2\chi) - \alpha_G \dot{m}_z + \frac{\kappa}{2} \cdot (\sin(\alpha - \Phi - \chi) + \sin 2\chi) \\
\dot{\chi} &= -(N_z l_z - A l_z - A l_z \cos 2\chi) - \alpha_G \dot{l}_z + \frac{\kappa}{2} \cdot (\sin(\alpha - \Phi - \chi) - \sin 2\chi) \\
\dot{m}_z &= \frac{1}{2} (N_y - N_x) \sin 2\Phi \cos 2\chi + \frac{1}{2} (\gamma_y - \gamma_x) \cdot \sin 2\Phi + \alpha_G \dot{\Phi} - \frac{\kappa}{2} \cdot (m_{1z} \cos(\Phi + \chi) \\
&\quad - \alpha) + m_{2z} \cos 2\chi - m_{1z}) \\
\dot{l}_z &= \frac{1}{2} (N_y - N_x) \sin 2\chi \cos 2\Phi - \frac{1}{2} (\gamma_y + \gamma_x) \cdot \sin 2\chi - A \cdot \sin 2\chi + \alpha_G \dot{\chi} + \frac{\kappa}{2} \cdot \\
&\quad (m_{2z} \cos 2\chi - m_{1z} \cos(\Phi + \chi - \alpha) - m_{1z})
\end{aligned} \tag{2.41}$$

Причому, в основному магнітному стані САФ кутова змінна Φ набуває наступне значення $\Phi = \frac{\pi}{2}$ ($\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \pi$). В свою чергу $\chi = -\frac{\pi}{2}$. Під час процесів, пов'язаних з перемагнічуванням САФ відбуваються динамічні збурення даних змінних. Величина Φ відповідає "м'якій моді" та може змінюватися в широких межах. При цьому, неважко показати, що друга кутова змінна χ буде відхилятися від рівноважного значення на малу величину $\chi = -\frac{\pi}{2} + \varepsilon$, причому $|\varepsilon| \ll 1$. Після підстановки даного значення χ у (2.41), систему рівнянь зведено до вигляду (2.42)

$$\begin{aligned}
\dot{\Phi} &= -m_z \cdot (1 + 2A) - \alpha_G \dot{m}_z + \frac{\kappa}{2} \cdot (\cos(\alpha - \Phi) + \varepsilon \cdot \sin(\alpha - \Phi) - 2\varepsilon) \\
\dot{\varepsilon} &= -l_z - \alpha_G \dot{l}_z + \frac{\kappa}{2} \cdot (\cos(\alpha - \Phi) + \varepsilon \cdot \sin(\alpha - \Phi) + 2\varepsilon) \\
\dot{m}_z &= \frac{1}{2} \cdot (\gamma_y - \gamma_x - N_y + N_x) \cdot \sin 2\Phi + \alpha_G \dot{\Phi} - \frac{\kappa}{2} \cdot (m_{1z} \sin(\Phi - \alpha) - m_{2z} - m_{1z}) \\
\dot{l}_z &= (\gamma_y + \gamma_x) \cdot \varepsilon + 2A \cdot \varepsilon + \alpha_G \dot{\varepsilon} + \frac{\kappa}{2} \cdot (-m_{2z} - m_{1z} \sin(\Phi - \alpha) - m_{1z})
\end{aligned} \tag{2.42}$$

Беручи до уваги, що $m_{1z} = m_z + l_z$ та $m_{2z} = m_z - l_z$, маємо

$$\dot{\Phi} = -m_z \cdot (1 + 2A) - \alpha_G \dot{m}_z + \frac{\kappa}{2} \cdot (\cos(\alpha - \Phi) + \varepsilon \cdot \sin(\alpha - \Phi) - 2\varepsilon)$$

$$\dot{\varepsilon} = -l_z - \alpha_G \dot{l}_z + \frac{\kappa}{2} \cdot (\cos(\alpha - \Phi) + \varepsilon \cdot \sin(\alpha - \Phi) + 2\varepsilon)$$

$$\dot{m}_z = \frac{1}{2} \cdot (\gamma_y - \gamma_x - N_y + N_x) \cdot \sin 2\Phi + \alpha_G \dot{\Phi} - \frac{\kappa}{2} \cdot ((m_z + l_z) \sin(\Phi - \alpha) - 2m_z)$$

$$\dot{l}_z = (\gamma_y + \gamma_x) \cdot \varepsilon + 2A \cdot \varepsilon + \alpha_G \dot{\varepsilon} - \frac{\kappa}{2} \cdot (2m_z + (m_z + l_z) \sin(\Phi - \alpha)) \quad (2.43)$$

Виявляється, що $\kappa = \kappa \left(\frac{t}{T} \right) = \kappa \left(\frac{\tau}{T\omega_0} \right)$. Тому $\dot{\kappa} \sim \frac{\kappa}{T\omega_0}$ та $\frac{d}{d\tau} \sim \frac{1}{T\omega_0}$. Крім того, прийнято, що тривалість імпульсу спін-поляризованого струму $T\omega_0 \gg 1$, а сама величина коефіцієнту, який визначає вплив спін-поляризованого струму є малою $\kappa \ll 1$. Спростимо вирази рівнянь для динамічних змінних, нехтуючи величинами другого порядку малості: $\sim \frac{\kappa}{2} \cdot \varepsilon \cdot \sin(\alpha - \Phi)$, $\sim \kappa \cdot \varepsilon$, $\sim \frac{\kappa}{2} \cdot m_z \cdot \sin(\Phi - \alpha)$, $\sim \frac{\kappa}{2} \cdot l_z \cdot \sin(\Phi - \alpha)$, $\sim \kappa \cdot m_z$. Таким чином, отримуємо повну систему рівнянь для динаміки намагніченості синтетичного антиферомагнетика в спрощеному вигляді.

$$\dot{\Phi} = -m_z(1 + 2A) - \alpha_G \dot{m}_z + \frac{\kappa}{2} \cdot \cos(\alpha - \Phi) \quad (a)$$

$$\dot{m}_z = \frac{1}{2} \cdot (\gamma_y - \gamma_x - N_y + N_x) \cdot \sin 2\Phi + \alpha_G \dot{\Phi} \quad (b)$$

$$\dot{\varepsilon} = -l_z - \alpha_G \dot{l}_z + \frac{\kappa}{2} \cdot \cos(\alpha - \Phi) \quad (c)$$

$$\dot{l}_z = 2A \cdot \varepsilon + \alpha_G \dot{\varepsilon} \quad (d)$$

(2.44)

Проведемо аналіз повної системи рівнянь (2.44). Для цього зробимо оцінку величини вектора антиферомагнетизму l_z , вектора намагніченості m_z та кутової змінної ε . Продиференціюємо вираз для вектора антиферомагнетизма по τ .

$$\left(\frac{d^2}{d\tau^2} + \alpha_G(1 + 2A) \cdot \frac{d}{d\tau} + 2A \right) \cdot l_z = A\kappa \cdot \cos(\alpha - \Phi) \quad (2.45)$$

Оскільки, $\dot{l}_z \sim \frac{l_z}{T\omega_0} \ll 1$, $\ddot{l}_z \sim \frac{l_z}{(T\omega_0)^2} \ll 1$ та нехтуючи доданком другого порядку малості, маємо $l_z \sim \frac{\kappa}{2}$. Таким чином, виконано умову $l_z \ll 1$.

Оскільки з (2.44a) випливає, що $|m_z| < |\dot{\Phi}| + \alpha_G |m_z| + \left| \frac{\kappa}{2} \cdot \cos(\alpha - \Phi) \right| < \left| \frac{\pi}{T\omega_0} \right| + \left| \frac{\kappa}{2} \right| \ll 1$. Тож величина $|m_z| \ll 1$.

Неважко переконатися, що пара рівнянь першого порядку (2.44c), (2.44d) зводяться до одного рівняння другого порядку:

$$\left(\frac{d^2}{d\tau^2} + \alpha_G(1 + 2A) \cdot \frac{d}{d\tau} + 2A \right) \cdot \varepsilon = \frac{d}{d\tau} Ak \cdot \cos(\alpha - \Phi) \quad (2.46)$$

Проводячи порівняльний аналіз членів рівняння (2.46) приходимо до висновку, що порядок величини ε визначається співвідношенням:

$$|\varepsilon| \sim \frac{\pi}{2} \frac{\kappa}{T\omega_0} \ll 1 \quad (2.47)$$

Після того, як були визначені умови перебування комірки САФ в антиферомагнітному стані, з системи рівнянь (2.44a), (2.44b) отримаємо рівняння, яке описує динаміку м'якої моди Φ .

Тож продиференціювавши рівняння (2.44a), маємо:

$$\begin{aligned} \ddot{\Phi} = & -\dot{m}_z - m_z \cdot 2A - \alpha_G^2 \ddot{\Phi} + \alpha_G (N_y - N_x - \gamma_y + \gamma_x) \dot{\Phi} \cos 2\Phi \\ & + \frac{d}{d\tau} \left(\frac{\kappa}{2} \cos(\Phi - \alpha) \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \ddot{\Phi} = & (N_y - N_x - \gamma_y + \gamma_x) \sin\Phi \cos\Phi - (N_y - N_x - \gamma_y + \gamma_x) \cdot 2A \cdot \sin\Phi \cos\Phi - \alpha_G \dot{\Phi} \\ & + \frac{d}{d\tau} \left(\frac{\kappa}{2} \cos(\Phi - \alpha) \right) - \alpha_G^2 \ddot{\Phi} + \alpha_G (N_y - N_x - \gamma_y + \gamma_x) \dot{\Phi} \cos 2\Phi \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \ddot{\Phi}(1 + \alpha_G^2) - \alpha_G (N_y - N_x - \gamma_y + \gamma_x) \dot{\Phi} \cos 2\Phi - (N_y - N_x - \gamma_y + \gamma_x) \sin\Phi \cos\Phi - \\ (N_y - N_x - \gamma_y + \gamma_x) \cdot 2A \cdot \sin\Phi \cos\Phi - \frac{d}{d\tau} \frac{\kappa}{2} \cos(\Phi - \alpha) = 0 \quad (2.48) \end{aligned}$$

Враховуючи, що $N_y - N_x - \gamma_y + \gamma_x \ll \frac{1}{T\omega_0}$ та нехтуючи загасанням, маємо

$$\ddot{\Phi} - \frac{d}{d\tau} \frac{\kappa}{2} \cos(\Phi - \alpha) = 0$$

$$\frac{d}{d\tau} \left(\dot{\Phi} - \frac{\kappa}{2} \cos(\Phi - \alpha) \right) = 0 \quad (2.49)$$

Проінтегруємо рівняння (2.49).

$$\int \frac{d\Phi}{\cos(\Phi - \alpha)} = \int_{-\infty}^{\tau} \frac{\kappa}{2} d\tau \quad (2.50)$$

$$\begin{aligned} \int \frac{d\Phi}{\cos(\Phi - \alpha)} &= \int \frac{d\Phi}{\cos^2\left(\frac{\Phi - \alpha}{2}\right) - \sin^2\left(\frac{\Phi - \alpha}{2}\right)} = 2 \int \frac{d\left(\frac{\Phi - \alpha}{2}\right)}{\cos^2\left(\frac{\Phi - \alpha}{2}\right) \cdot (1 - tg^2\left(\frac{\Phi - \alpha}{2}\right))} = \\ 2 \int \frac{dtg\left(\frac{\Phi - \alpha}{2}\right)}{1 - tg^2\left(\frac{\Phi - \alpha}{2}\right)} &= 2 \int \frac{dt}{1 - t^2} = \int \left(\frac{1}{1 - t} + \frac{1}{1 + t} \right) dt = \ln(1 + t) - \ln(1 - t) + \ln C = \\ \ln C \frac{1 + t}{1 - t} &= \ln C \frac{1 + tg\left(\frac{\Phi - \alpha}{2}\right)}{1 - tg\left(\frac{\Phi - \alpha}{2}\right)} \end{aligned}$$

$$\int_{-\infty}^{\tau} \kappa d\tau \equiv \Delta(\tau)$$

$$C \frac{1 + tg\left(\frac{\Phi - \alpha}{2}\right)}{1 - tg\left(\frac{\Phi - \alpha}{2}\right)} = e^{\frac{\Delta(\tau)}{2}} \quad (2.51)$$

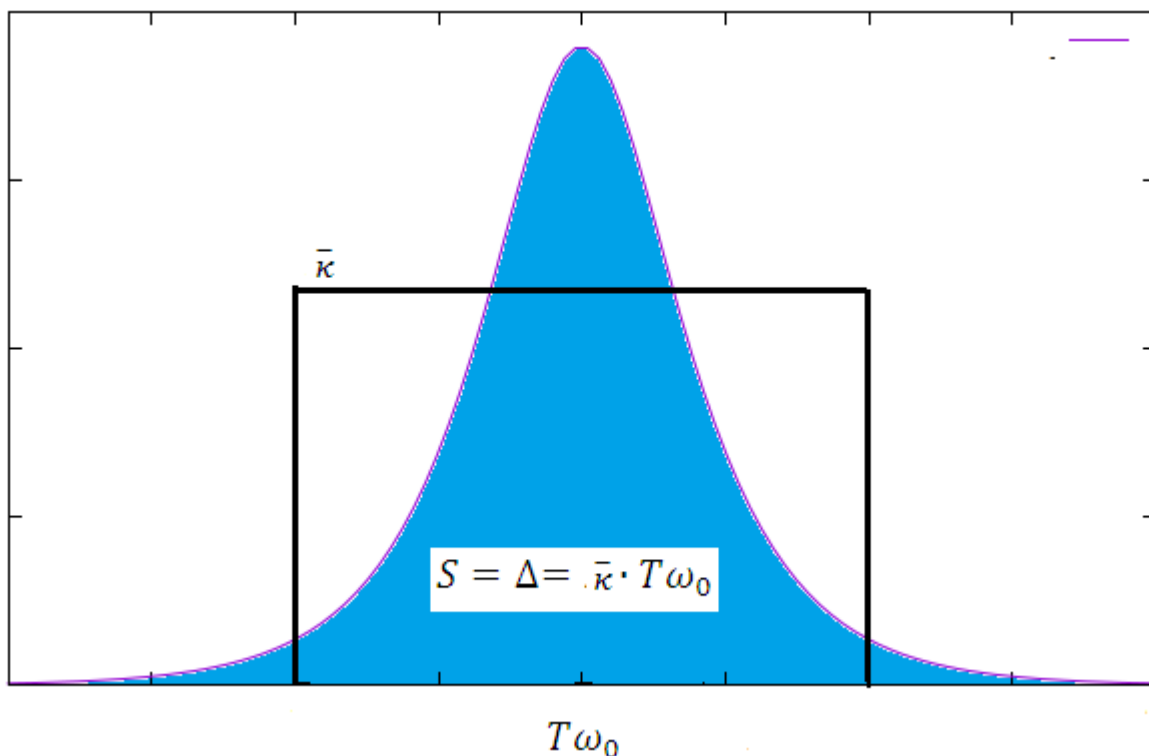


Рис. 2.6. Часова залежність спін-поляризованого струму. Варто відзначити, що κ – коефіцієнт поляризації, а $T\omega_0$ – безрозмірна величина, яка характеризує тривалість імпульсу спін-поляризованого струму.

Знайдемо константу інтегрування C . Дійсно, до подачі імпульсу спін-поляризованого струму до синтетичного антиферромагнетика, САФ знаходиться в основному магнітному стані, тобто $\Phi = \frac{\pi}{2}$ при $\Delta(\tau) = 0$. Таким чином, $C = \text{tg}\left(\frac{\alpha}{2}\right)$. Після підстановки C в (2.51), маємо

$$\text{tg}\left(\frac{\Phi - \alpha}{2}\right) \cdot \left(\text{tg}\left(\frac{\alpha}{2}\right) + e^{\frac{\Delta(\tau)}{2}}\right) = e^{\frac{\Delta(\tau)}{2}} - \text{tg}\left(\frac{\alpha}{2}\right)$$

$$\text{tg}\left(\frac{\Phi - \alpha}{2}\right) = \frac{e^{\frac{\Delta(\tau)}{2}} - \text{tg}\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{e^{\frac{\Delta(\tau)}{2}} + \text{tg}\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \quad (2.52)$$

Отже, знайдено розв'язок

$$\Phi = \alpha + 2\text{arctg}\left(\frac{e^{\frac{\Delta(\tau)}{2}} - \text{tg}\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{e^{\frac{\Delta(\tau)}{2}} + \text{tg}\left(\frac{\alpha}{2}\right)}\right) \quad (2.53)$$

причому $\frac{\pi}{2} < \alpha < \pi$ – умова перемагнічування САФ спін-поляризованим струмом.

З іншого боку, справедливо, що

$$\frac{\Delta(\tau)}{2} = \ln \operatorname{tg}\left(\frac{\alpha}{2}\right) \frac{1+\operatorname{tg}\left(\frac{\Phi-\alpha}{2}\right)}{1-\operatorname{tg}\left(\frac{\Phi-\alpha}{2}\right)} \quad (2.54)$$

Для того, щоб перемагнічування САФ відбулося необхідно аби в новому магнітному стані виконувалась умова $\Phi > \pi$. Тобто,

$$\begin{aligned} \frac{\Delta_{\text{повна}}}{2} &> \ln \operatorname{tg}\left(\frac{\alpha}{2}\right) \frac{1+\operatorname{tg}\left(\frac{\frac{\pi}{2}-\alpha}{2}\right)}{1-\operatorname{tg}\left(\frac{\frac{\pi}{2}-\alpha}{2}\right)} = \ln \operatorname{tg}\left(\frac{\alpha}{2}\right) \left(\frac{\cos\left(\frac{\frac{\pi}{2}-\alpha}{2}\right)+\sin\left(\frac{\frac{\pi}{2}-\alpha}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\frac{\pi}{2}-\alpha}{2}\right)-\sin\left(\frac{\frac{\pi}{2}-\alpha}{2}\right)} \right) = \ln \left(\operatorname{tg}\left(\frac{\alpha}{2}\right) \frac{\sin\frac{\alpha}{2}+\cos\frac{\alpha}{2}}{\sin\frac{\alpha}{2}-\cos\frac{\alpha}{2}} \right) = \\ & \ln \frac{\sin^2\frac{\alpha}{2}+\sin\frac{\alpha}{2}\cos\frac{\alpha}{2}}{\sin\frac{\alpha}{2}\cos\frac{\alpha}{2}-\cos^2\frac{\alpha}{2}} = \ln \frac{\frac{1}{2}(1-\cos\alpha)+\frac{1}{2}\sin\alpha}{\frac{1}{2}\sin\alpha-\frac{1}{2}(1+\cos\alpha)} = \ln \frac{1+\sin\alpha-\cos\alpha}{\sin\alpha-\cos\alpha-1} \end{aligned}$$

$$\frac{\Delta_{\text{повна}}}{2} > \ln \frac{1+\sin\alpha-\cos\alpha}{\sin\alpha-\cos\alpha-1} \quad (2.55)$$

$$\Delta_{\text{повна}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \kappa d\tau$$

Побудовано графік (рис. 2.7), який дозволяє оцінити необхідну величину подачі спін-поляризованого струму для перемагнічування САФ та визначено під яким кутом ефективніше пропускати спін-поляризований струм. Крива виділена червоним кольором відповідає умові $\Delta(\tau) = 2 \cdot \ln \frac{1+\sin\alpha-\cos\alpha}{\sin\alpha-\cos\alpha-1}$. З рис. 2.7 мінімум величини імпульсу спін-поляризованого струму необхідний при куті подачі становить $\alpha = \frac{3\pi}{4}$.

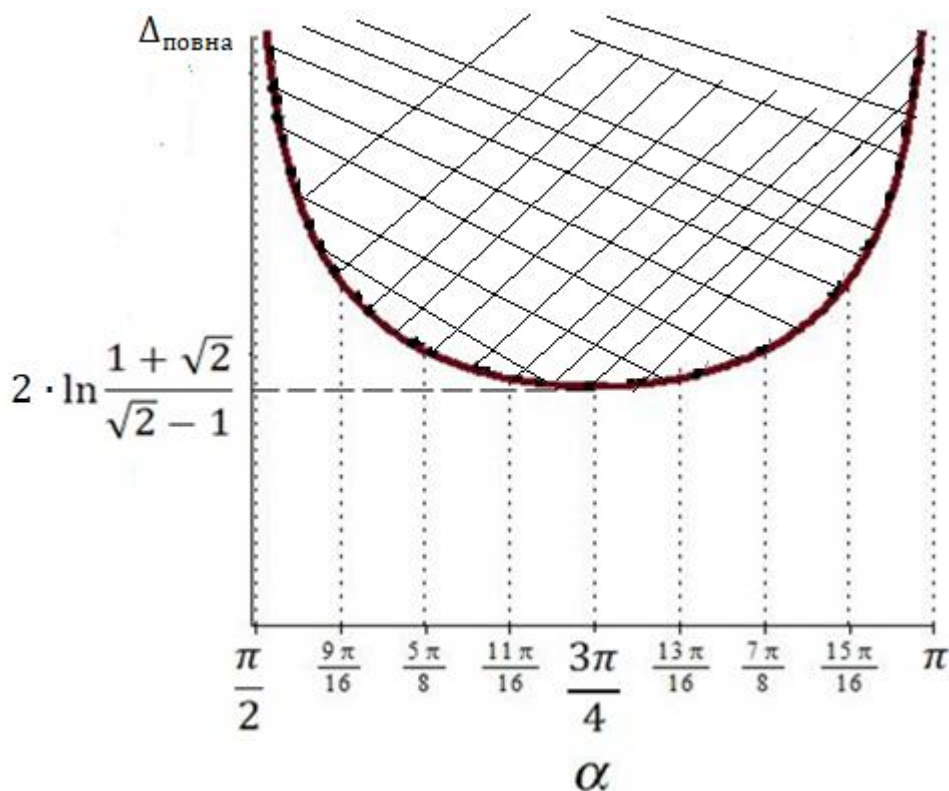


Рис. 2.7 Штриховкою показана область значень $\Delta_{\text{повна}}$ та α при яких можливий процес перемагнічування САФ.

Таким чином, отримано аналітичний розв'язок для кутової змінної Φ , який визначає зміну магнітного стану синтетичного антиферромагнетика під впливом спін-поляризованого струму. Зроблено оцінку необхідної величини та тривалості дії спін-поляризованого струму необхідних для перемагнічування САФ. Найменше значення добутку характерної амплітуди на характерну тривалість імпульсу струму, що забезпечує зміну магнітного стану САФ, досягається, якщо поляризатор спрямувати відносно вісі САФ під кутом $\frac{3\pi}{4}$.

2.4 ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ

Показано, що під дією короткочасних імпульсів магнітного поля, перпендикулярного до площини тонких нанорозмірних синтетичних антиферромагнетиків (САФ) еліптичної форми, відбувається швидкісне перемагнічування. Процес розгортається у вигляді синхронного обертання обох магнітних моментів САФ зі збереженням антиферромагнітного упорядкування в площині системи, що забезпечує суттєве зменшення величини потенціального бар'єру, який розділяє два рівноважних стани. Даний процес є актуальним для використання в роботі елементів магнітної пам'яті. Проаналізовано дію малопотужних і надшвидких імпульсів магнітного поля, які перемикають стан намагніченості вільного шару САФ. Для оптичного, резонансного, низькобар'єрного перемикання САФ проведено оцінку потужності лазерного випромінювання на операцію запису, яка становить ~ 100 пДж, що є прийнятною величиною для функціонування системи. При використанні зазначених принципів керування станами САФ тривалість процесів перемагнічування може бути скорочена до 100 пс, при ефективній амплітуді імпульсу поля порядку 200-300 Ое.

Розраховано ефективне магнітне поле, що наводиться в плоских металевих нанорозмірних синтетичних антиферромагнетиках еліптичної форми під дією циркулярно поляризованого імпульсу лазерного випромінювання. Показано, що даний ефект може бути застосований для активації процесів керування станами намагніченості САФ. При тривалості лазерного імпульсу до 100 пс для повного циклу перемагнічування величина вектору Пойтінга повинна знаходитися в межах $10^7 - 10^8$ Вт/см², в залежності від геометрії та складу магнітних шарів. Оцінки показують, що дана концентрація енергії при малій тривалості опромінення не повинна викликати деградації елементів системи. Процеси лазерної генерації магнітного поля можуть ефективно підсилюватися резонансним збудженням плазмонних коливань в шарах САФ. Синхронізація частот лазерного випромінювання та плазмонного резонансу забезпечується формою магнітних наночарів.

РОЗДІЛ 3

КЕРУВАННЯ НАМАГНІЧЕНІСТЮ КОМІРКИ ПАМ'ЯТІ КОМБІНОВАНИМИ ІМПУЛЬСАМИ ЛОКАЛЬНИХ МАГНІТНИХ ПОЛІВ

Розробка та вдосконалення енергонезалежної магнітної пам'яті (MRAM) залишається актуальним питанням в області наномагнетизму. Для таких застосувань вкрай важливо досягти надійної та швидкої переорієнтації намагніченості [35], що перевершує звичайне повільне прецесійне перемикавання, яке може тривати до десятків наносекунд в процесі переорієнтації вектора намагніченості пристрою. У ряді робіт показано, що для того аби досягти поставленої мети, актуально застосовувати імпульси магнітного поля [36-46] та спін-поляризованого струму [47-49] для ініціювання процесу перемикавання магнітного стану функціонального елемента.

Зокрема, робота [99] присвячена частковому розв'язанню проблеми зменшення тривалості перемагнічування, зосереджуючись на чисельному дослідженні динаміки намагніченості монодоменної феромагнітної частинки, на яку діє одиночний прямокутний імпульс магнітного поля або спін-поляризованого струму довільної орієнтації.

В даній роботі теоретично досліджується проблема керування вектором намагніченості комірки пам'яті під впливом комбінованого імпульсу локальних зовнішніх полів. Магнітне поле створюється імпульсами електричних струмів певної часової залежності, що пропускаються через провідники, які використовуються для керування коміркою пам'яті. Мета комбінованої дії імпульсів магнітного поля вздовж вісі Ox та Oy полягає в тому, щоб порушити колінеарність магнітних моментів спінового поляризатора з фіксованим магнітним моментом і вільного магнітного шару, що абсолютно необхідно для ініціювання процесу стійкого перемагнічування комірки пам'яті.

3.1 Рівняння динаміки намагніченості функціонального шару

Як правило, система керування коміркою пам'яті складається із двох схрещених струмових шин, між якими розташовані конструкційні елементи комірки пам'яті (рис. 3.1). Як відомо, намагніченість подібної системи може перемикатися за рахунок пропускання спін-поляризованого струму через функціональний елемент комірки. Проте поза увагою залишається режим суто польового керування, який ефективно організовується у даній системі без будь-яких конструктивних змін, якщо належним чином підібрати часову залежність та амплітуду струмових імпульсів, які пропускаються по схрещеним струмовим шинам. Додаткова умова надійної роботи пристрою полягає в тому, щоб в комірці пам'яті, яка знаходиться на перехресті дротів, відбулась зміна напрямку намагніченості, а магнітний стан решти комірок, розташованих за межами перехрестя, залишався без змін.

Було визначено оптимальні параметри польових (струмових) імпульсів для досягнення швидкого безрелаксаційного режиму перемикання напрямку намагніченості комірки пам'яті.

Окремий елемент накопичувача інформації у вигляді комірки пам'яті схематично представлено на рис. 3.1. Дана комірка пам'яті складається з трьох феромагнітних тонкоплівкових елементів (наночастинок) (FM), розташованих між двома немагнітними перехрещеними шинами (зеленого та коричневого кольору), через які пропускається електричний струм. Намагніченість верхнього і нижнього феромагнітних елементів зі струмовими шинами зафіксовані у зазначених напрямках за рахунок використання інтерфейсів з антиферомагнітного матеріалу.

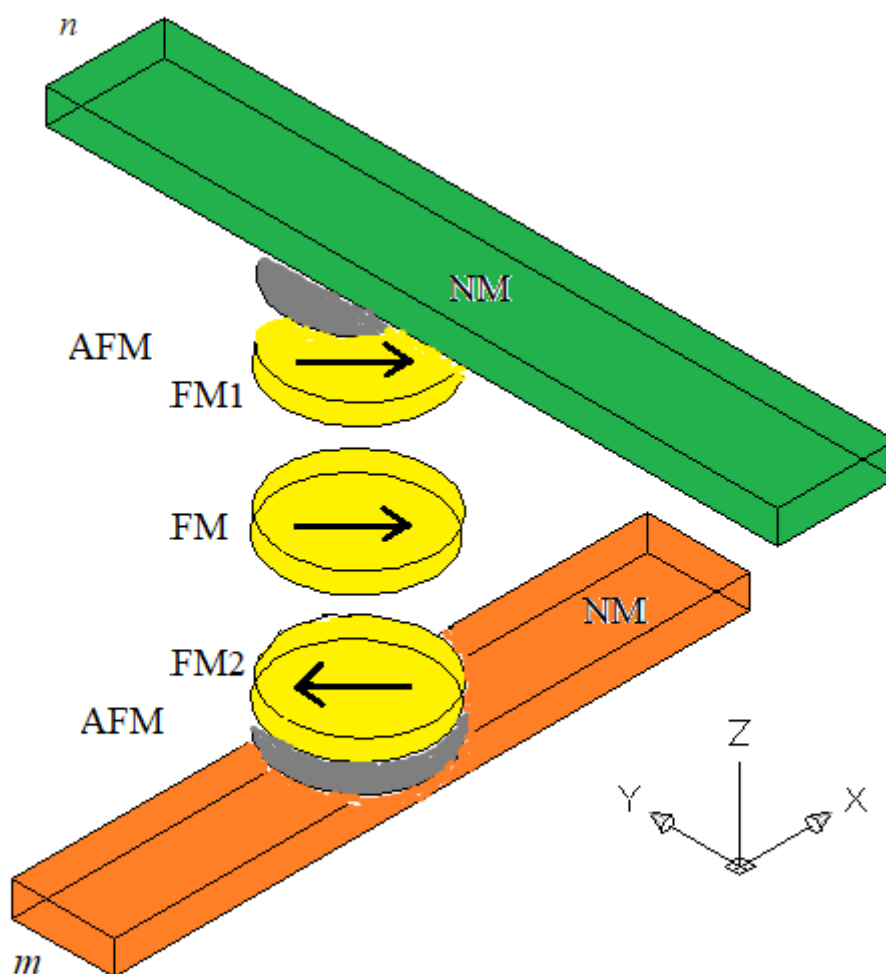


Рис. 3.1. Конструкційна схема керування станами намагніченості вільного шару (наночастинки), яка розміщена рівновіддалено від штатних провідників. Зроблено наступні позначення: NM – струмова шина, FM1 та FM2 – верхній та нижній ферромагнітні шари, які зафіксовані завдяки наявності інтерфейсу з антиферромагнітного матеріалу (AFM), FM – функціональний елемент комірки пам'яті, який рівновіддалений від струмових шин під номером n та m , відповідно.

Розглянемо випадок, коли під дією спеціально підібраних конфігурацій імпульсів електричного струму і створеного магнітного поля в околі вибраної комірки відбувається швидке перемикання намагніченості комірки, яке не супроводжується тривалими релаксаційними процесами.

Запишемо рівняння Ландау-Ліфшиця для цієї системи. Для того, щоб висвітлити основну ідею роботи і спростити теоретичний розгляд, надалі не враховано дисипацію в системі, оскільки в умовах розглянутого процесу

дисипація призводить до незначних змін у кінцевих кількісних результатах. Таким чином, маємо

$$\frac{dm}{dt} = -\gamma[\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}] \quad (3.1)$$

де \mathbf{m} – одиничний вектор намагніченості вільного шару, який відіграє роль функціонального елемента системи, \mathbf{H}_{eff} – ефективне магнітне поле, що діє на магнітний момент функціонального елемента (вільного шару), $\gamma = \frac{2\mu_B}{\hbar}$ – гіромагнітне відношення, M_s – намагніченість насичення вільного шару, і $\boldsymbol{\mu}$ – одиничний вектор намагніченості нижнього закріпленого шару.

Зробимо припущення, що вільний ферромагнітний шар має форму плоского еліпса з малим ексцентриситетом. Так визначається анізотропія форми даної системи, яка формується під впливом диполь-дипольної взаємодії. З одного боку, пласка форма визначає велике значення коефіцієнта розмагнічування в напрямку нормалі і, як наслідок, планарне розташування намагніченості, а з іншого боку, рівноважне положення намагніченості в напрямку довгої піввісі еліпса.

Для функціонування даної системи як комірки пам'яті, необхідна відмінність магнітних опорів верхнього і нижнього тунельних контактів.

За прикладом робіт [76, 77], виходячи з того, що пласка форма магнітної частинки сприяє формуванню значної легкоплощинної анізотропії, вважається, що $|m_z| \ll 1$, тож, з точністю до лінійних членів по m_z , одиничний вектор намагніченості вільного шару запишемо у вигляді:

$$\mathbf{m} = \frac{M}{M_s} = (\cos\varphi, \sin\varphi, m_z) \quad (3.2)$$

У свою чергу одиничний вектор намагніченості верхнього та нижнього закріпленого шарів відповідно дорівнюють $\boldsymbol{\mu}_1 = (1, 0, 0)$, $\boldsymbol{\mu}_2 = (-1, 0, 0)$. Надалі вважається, що їх магнітні моменти запінінговано за рахунок використання прошарків з антиферромагнітної речовини. В даній схемі керування магнітними станами комірки роль зовнішніх магнітних прошарків полягає у створенні ефектів магнітоопору, які визначають напрямок намагніченості вільного магнітного шару.

Ефективне поле \mathbf{H}_{eff}^i , яке враховує магнітостатичні внески та зовнішнє магнітне поле має вигляд:

$$\begin{aligned} H_{eff}^x &= -4\pi M_s N_x \cos\varphi + H_x \\ H_{eff}^y &= -4\pi M_s N_y \sin\varphi + H_y . \\ H_{eff}^z &= -4\pi M_s N_z m_z \end{aligned} \quad (3.3)$$

Магнітостатичні поля, що створюються верхнім та нижнім магнітними шарами компенсують одне одного.

3.2 Зміна стану намагніченості комірки пам'яті під впливом комбінованих імпульсів магнітного поля

Після підстановки (3.2, 3.3) у (3.1) отримаємо рівняння Ландау – Ліфшиця в нових змінних, які після певних спрощень набувають вигляду:

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi}{d\tau} &= -m_z \\ \frac{dm_z}{d\tau} &= (N_y - N_x) \sin\varphi \cos\varphi - h_y \cos\varphi + h_x \sin\varphi \end{aligned} \quad (3.4)$$

де $\tau = t \cdot \omega_0$, $\omega_0 = 8\pi M_s \mu_B / \hbar$, μ_B – магнетон Бора, $h_y = \frac{H_y}{4\pi M_s}$; $h_x = \frac{H_x}{4\pi M_s}$.

При записі (3.4) враховано, що величини $|m_z|, N_y, N_x, |h_y|, |h_x|, \kappa \ll 1$, $N_z = 1 - N_y - N_x \approx 1$. Тож, при записі рівнянь (3.4) збережено члени не старше лінійних по малому параметру.

Дана пара рівнянь, що описує поведінку намагніченості вільного шару еквівалентна одному рівнянню другого порядку для кутової змінної:

$$\ddot{\varphi} + (N_y - N_x) \sin\varphi \cos\varphi - h_y \cos\varphi + h_x \sin\varphi = 0 . \quad (3.5)$$

Тут і надалі, точкою над фізичними величинами умовно позначено похідну по часу: $\dot{\varphi} = d\varphi/d\tau$.

Таким чином, рівняння (3.5) є основою для формування теорії керування магнітними станами комірки пам'яті.

Вважається, що спочатку магнітні поля відсутні $\mathbf{h} = 0$ і намагніченість вільного шару знаходиться у стані стійкої рівноваги, так що $\varphi = 0$, $\dot{\varphi} = 0$ при $\tau < \tau_1 = -\omega_0 T/2$. Далі у момент часу τ_1 через дроти пропускаються електричні струми, які створюють магнітне поле в області розташування комірки. Форма імпульсів схематично представлена на рис. 3.2. Дія магнітного поля триває протягом часу T , і припиняється у момент часу $\tau_2 = \omega_0 T/2$.

Для виконання поставленої задачі (швидкого безрелаксаційного перемикування напрямку намагніченості) необхідно, щоб в момент припинення дії імпульсного магнітного поля τ_2 , значення кута та його похідної по часу наблизилися до значень: $\varphi(\tau_2) \rightarrow \pi$, $\dot{\varphi}(\tau_2) \rightarrow 0$. Саме при виконанні даної умови функціональний елемент перейде до нового стійкого стану і перебуває в рівновазі.

З рівняння Максвела ($\text{rot}\mathbf{H} = 4\pi\mathbf{j}/c$) маємо, що струм, який протікає у пласкій струмовій шині в напрямку Ox наводить магнітне поле H_y , яке на відстані, що набагато менша за ширину шини дорівнює $H_y = \frac{2\pi}{c} \frac{I_x}{L}$, або $h_y = \frac{I_x}{2cM_s L}$, де c – швидкість світла, L – ширина шини, I_x – струм, що тече шиною у напрямку Ox . Варто зазначити, що значення фізичних величин визначаються у системі СГС.

Причому, в області перехрестя двох шин присутні обидві компоненти поля $h_y = \frac{I_x}{2cM_s L}$, $h_x = \frac{I_y}{2cM_s L}$.

Зроблено припущення, що електричне обладнання формує модульовані струми спеціальної форми (рис. 3.2), поля від яких описуються наступними часовими залежностями:

$$h_x = h_{x0} \text{thv}\tau \cdot \theta\left(\tau + \frac{T\omega_0}{2}\right) \cdot \theta\left(\frac{T\omega_0}{2} - \tau\right) \quad (3.6)$$

$$h_y = \frac{h_{y0}}{\text{chv}\tau}$$

де v – коефіцієнт, що визначає ступінь часової локалізації імпульсу магнітного поля, h_{y0} – амплітуда магнітного поля вздовж вісі Oy та h_{x0} – амплітуда магнітного поля вздовж вісі Ox .

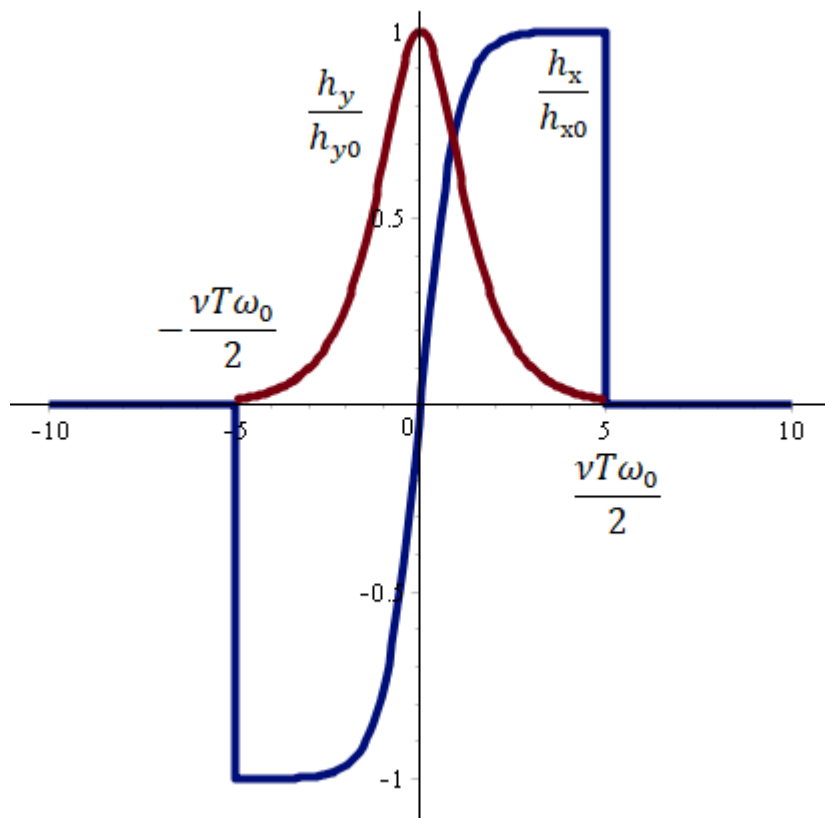


Рис. 3.2. Імпульсний характер зовнішнього магнітного поля.

Початкові умови до вмикання магнітного поля становлять: $\varphi = 0, \dot{\varphi} = 0$ при $\tau < -T\omega_0/2$.

Виявляється, що однієї дії поля в напрямку Ox не достатньо для запуску процесу перемагнічування зі стану $\varphi_I = 0$ до стану $\varphi_{II} = \pi$. Оскільки розв'язок, що задовольняє сформульованим початковим умовам є $\varphi = 0$. Тобто, навіть при наявності великого поля в напрямку Ox система перебуває у положенні нестійкої рівноваги, а виведення її із даного стану є випадковим (недетермінованим) процесом. Тож для запуску контрольованого процесу перемагнічування необхідна дія імпульсу поля в напрямку Oy , який унеможливує існування тривіального розв'язку типу $\varphi \equiv 0$.

Єдина вимога, що накладається на параметр ν полягає у тому, що $\frac{\nu T\omega_0}{2} \gg 1$. Тобто, на границі часового інтервалу $\left[-\frac{T\omega_0}{2}; \frac{T\omega_0}{2}\right]$ наведене магнітне поле має нехтовно мале значення. Тож розв'язок рівняння (3.5), що описує динаміку намагніченості вільного шару запропоновано шукати у вигляді

$$\varphi_{II}(\tau) = 2 \operatorname{arctg} e^{v\tau}, \quad (3.7)$$

та після підстановки (3.7) у рівняння (3.5) отримано:

$$\left(-v^2 - (N_y - N_x) + h_{x0} + h_{y0}\right) \frac{shv\tau}{ch^2v\tau} = 0. \quad (3.8)$$

Рівняння (3.8) може мати дійсний нетривіальний розв'язок лише за умов:

$$v_{\pm} = \pm \sqrt{h_{x0} + h_{y0} - (N_y - N_x)} \quad (3.9)$$

Очевидно, що заданим початковим умовам задовольняє додатне значення коефіцієнту v_+ .

Для того, щоб вираз (3.7) вважати розв'язком рівняння (3.5) із визначеними початковими та кінцевими умовами, що описує безрелаксаційне перемикання намагніченості вільного шару, (3.7) повинен з високою точністю задовольняти вимогам:

$$\begin{aligned} \varphi(\tau_1) &= 0, \quad \dot{\varphi}(\tau_1) = 0 \\ \varphi(\tau_2) &= \pi, \quad \dot{\varphi}(\tau_2) = 0 \end{aligned} \quad (3.10)$$

При підстановці функції (3.7) до виразів для граничних умов (3.10) і врахуванні обговорених вимог ($vT\omega_0/2 \gg 1$) отримано:

$$\begin{aligned} \varphi(\tau_1) &= 2 \operatorname{arctg} e^{\frac{vT\omega_0}{2}} \rightarrow 0, \\ \varphi(\tau_2) &= 2 \operatorname{arctg} e^{\frac{vT\omega_0}{2}} \rightarrow \pi \\ \dot{\varphi}(\tau_1) = \dot{\varphi}(\tau_2) &= \frac{v}{\operatorname{ch}(vT\omega_0/2)} \rightarrow 0 \end{aligned} \quad (3.11)$$

Таким чином, функція (3.7) при виконанні зазначених умов з великою точністю описує процес швидкісного та безрелаксаційного перемикання намагніченості вільного функціонального шару із стану $\varphi_I = 0$ до стану $\varphi_{II} = \pi$. При такому режимі залишкові збурення намагніченості у комірці, яка розглядається, мають нехтовно малу величину, що свідчить про виконання технічних умов.

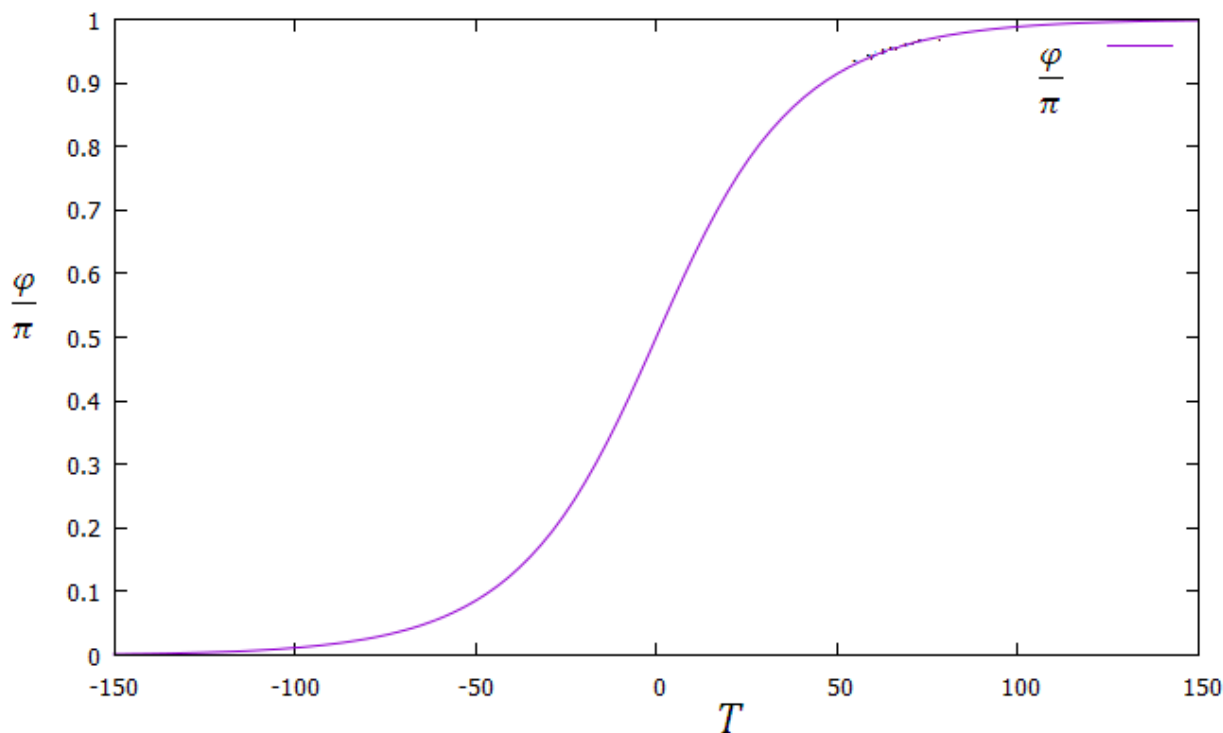


Рис. 3.3. Залежність кута повороту функціонального елемента комірки пам'яті від тривалості імпульсу магнітного поля. Прийнято, що $\nu = 0,2$ та $M_s = 1700$ Гс. Варто відзначити, що коли $T = 125 \cdot 10^{-12}$ с, тоді $\nu\tau_2 = \frac{\nu T \omega_0}{2} = 5$.

Варто зазначити, що у разі, коли форма польових сигналів має незначні відхилення від наведених у (3.6), то це призведе до невеликих збурень у системі, які будуть супроводжуватися малими коливаннями намагніченості в околі нового положення рівноваги.

Для того, щоб процес гарантованого перемагнічування відбувався у функціональному вільному шарі, що знаходиться між перехрестям двох струмових шин та не зачіпав решти комірок пам'яті, необхідне виконання наступних умов:

$$h_{x0}; h_{y0} < (N_y - N_x) < h_{x0} + h_{y0} \quad (3.12)$$

Слід зазначити, що в функціональних елементах, які розташовані над струмовою шиною можна проводити паралельні процеси запису по діагоналі, що може пришвидшити швидкість запису.

Отже, при належному виборі конфігурації польового збурення $h_y(\tau)$, $h_x(\tau)$ та тривалості імпульсу T досягнуто режиму швидкісного і безрелаксаційного перемикання намагніченості вільного шару зі стану $\varphi_I = 0$ у стан $\varphi_{II} \approx \pi$.

3.3 ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ

Запропоновано новий режим керування магнітними станами планарної комірки пам'яті з подвійними MRAM переходами під впливом комбінованих імпульсів магнітного поля, що створюються на перехресті струмових шин, які обмежують дану комірку пам'яті. Показано, що при належному підборі часової залежності амплітуди струмів в керуючих шинах можна реалізувати перемикання станів комірки в безрелаксаційному режимі. Показано, що для функціонального елемента комірки пам'яті еліптичної форми при товщині 4-5 нм та напіввісях $a \sim 45$ нм, $b \sim 40$ нм, тривалість процесу перемикання станів складатиме 300 – 1000 пс, при густині струму на шинах порядку 10^7 А/см². Використання комбінованого впливу забезпечує детерміноване перемикання намагніченості комірки пам'яті на перехресті струмових шин та збереження намагніченості решти комірок в незмінному стані.

РОЗДІЛ 4

ПЕРЕМАГНІЧУВАННЯ КОМІРКИ ПАМ'ЯТІ КОМБІНОВАНОЮ ДІЄЮ СПІН-ПОЛЯРИЗОВАНОГО СТРУМУ ТА ІМПУЛЬСІВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ

Теоретично дослідимо проблему керування магнітними станами вільного шару комірки пам'яті за допомогою комбінованої дії імпульсів магнітного поля та спін-поляризованого струму. Імпульси магнітного поля як правило створюються при подачі електричних струмів певної форми, що пропускаються через штатні провідники, які використовуються для керування комірками пам'яті. Саме імпульси магнітного поля призводять до виведення із стану колінеарності магнітних моментів спінового поляризатору із закріпленим магнітним моментом та вільного магнітного шару, що вкрай необхідно для ініціювання процесів переносу магнітного моменту. Покажемо, що при обраному підборі конфігурацій електричних струмів у провідних шинах та спін-поляризованого потоку електронів через вільний шар досягається швидкий безрелаксаційний режим перемикання напрямку намагніченості комірки пам'яті при менших значеннях густини струму.

Будемо розглядати випадок, коли спін-поляризований струм, створений шляхом спінового фільтрування при проходженні через один магнітний елемент (нижня наночастинка), ще раз піддається фільтруванню іншим елементом (функціональний елемент), магнітний момент якого неколінеарний першому, в силу дії магнітного поля створеного електричним струмом, який проходить по електричній шині (рис. 4.1).

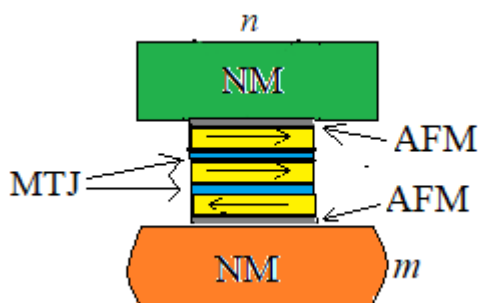


Рис. 4.1. Схематично зображена комірка пам'яті, що складається з трьох магнітних наночастинок (стрілками вказано напрямки намагніченості), які розташовані між двома схрещеними немагнітними шинами (зафарбовані оранжевим та зеленим кольором), через які пропускається електричний струм. Причому, верхня та нижня наночастинок заініговані завдяки наявності антиферомагнітного інтерфейсу (позначений сірим). При прикладанні напруги між нижньою та верхньою шиною – потече електричний струм від нижньої наночастинок до верхньої через магнітні тунельні переходи (блакитний колір) та вільний феромагнітний шар.

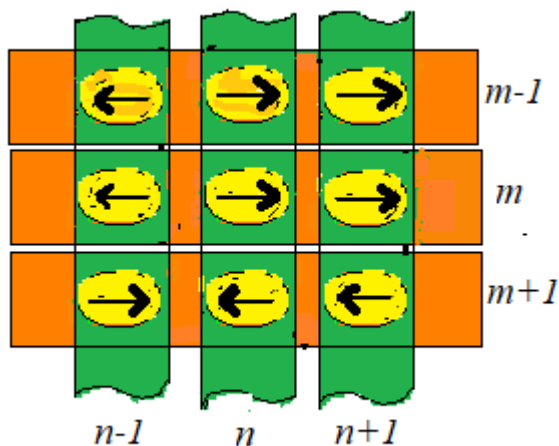


Рис. 4.2. Планарна схема, яка дозволяє зрозуміти про яке положення вільного шару йдеться на попередньому рисунку, який розташований рівновіддалено від верхньої шини n та нижньої шини m , відповідно.

Запишемо рівняння Ландау-Ліфшиця з доданком Слончевського, що враховує спіно-обертний ефект.

$$\frac{dm}{dt} = -\gamma[m \times H_{eff}] - \gamma 4\pi M_s \kappa [m \times [m \times \mu]] \quad (4.1)$$

де \mathbf{m} – одиничний вектор намагніченості функціональної наночастинки описаної системи, \mathbf{H}_{eff} – ефективне магнітне поле, $\gamma = 2\mu_B/\hbar$ – гіромагнітне відношення, μ_B – магнетон Бора, $\kappa = \frac{\hbar}{2\pi R_{\perp} \cdot 2e \cdot 4\pi M_s^2 \cdot S \cdot d} UP$ – ефективність впливу спін-поляризованого струму, U – різниця потенціалів між струмовими шинами (різниця потенціалів між лініями слово / біт), R_{\perp} – сумарний електричний опір, який визначається присутністю двох тунельних контактів, що відокремлюють функціональний елемент комірки пам'яті, P – ступінь поляризації електронів провідності, що потрапляють у функціональний шар ззовні, M_s – намагніченість насичення вільного шару та $\boldsymbol{\mu}$ – одиничний вектор намагніченості нижнього закріпленого шару.

У режимі постійної напруги значення струму залежить від кута φ між намагніченостями "поляризатора" і вільного шару. Згідно з моделлю Слончевського [99], контактний опір MRAM дорівнює

$$R(\varphi) = \frac{R(\frac{\pi}{2})}{1 + P^2 \cos\varphi}$$

Однак для матеріалів, у яких $P^2 \ll 1$, кутовою залежністю можна знехтувати і вважається, що густина струму дорівнює $J = \frac{U}{RS} = const.$

Раніше, в роботі [100] розглянуто задачу про реверс намагніченості частинки, оточеної контактами MRAM. Конфігурація, що розглядається в нашій роботі відрізняється орієнтацією магнітних моментів (планарна, на відміну від ортогональної). Проте, з погляду взаємної орієнтації намагніченості шарів маємо повну ідентичність.

Так, спираючись на результати роботи [100], у нашому випадку для подвійного MRAM-контакту, при виконанні умови $P_1^2, P_2^2, P^2 \ll 1$, маємо $\kappa = \frac{\hbar(P_1+P_2)J}{2\pi \cdot e \cdot 8\pi \cdot M_s^2 \cdot d}$, де P_1 і P_2 - ступінь поляризації електронів провідності у верхній і

нижній магнітних частинках (рис. 4.1), P – ступінь поляризації у функціональному елементі.

Як і в роботі [86], вважається, що вільний магнітний шар має форму плаского еліпсу з малим ексцентриситетом. Цим визначається анізотропія форми даної системи, що формується під впливом диполь-дипольної взаємодії. З одного боку, пласка форма визначає велике значення коефіцієнту розмагнічування в напрямку нормалі i , як наслідок, площинне розташування намагніченості, а з іншого боку, формується рівноважне положення намагніченості в напрямку довгої напіввісі еліпсу.

Як зазначено, дана система близька до тієї, яка розглядалася в роботі [100], з тією різницею що у [100] магнітні моменти мають перпендикулярну орієнтацію, на відміну від площинної в даному випадку. Проте кутові залежності коефіцієнту інтенсивності переносу магнітного моменту κ в обох системах є схожими. У важливому випадку, коли коефіцієнт поляризації електронів провідності $P \ll 1$ кутова залежність коефіцієнту κ проявляється лише у доданках пропорційних P^3 . *Таким чином, з великою точністю знехтовано кутовою залежністю параметру κ .*

Варто зазначити, що для реалізації процесу керування напрямками намагніченості вільного шару достатньо одного закріпленого магнітного шару (зверху, або знизу), оскільки при пропусканні електронів збоку вільного шару за рахунок відбиття спин-поляризованого потоку можливий перехід від паралельної до антипаралельної орієнтації між закріпленим та вільним шарами. У той же час, при пропусканні електронів збоку закріпленого шару, виникає можливість для паралельної орієнтації магнітних моментів обох шарів.

Проте трьохшарова система має суттєві переваги, тому що, з точки зору керування, процес перемикавання намагніченості стає симетричним в обох напрямках, оскільки магнітні поля, що створюються верхнім та нижнім закріпленими шарами взаємно компенсуються. Крім того, внески переносу магнітного моменту від поляризованих електронів, що зайшли збоку нижнього

закріпленого шару, та поляризованих електронів, які відбилися від верхнього закріпленого шару додаються та підсилюють ефективний вплив на магнітний момент вільного шару. Тож надалі вважаємо, що коефіцієнт P враховує внесок обох каналів впливу поляризованих електронів збоку закріплених магнітних шарів.

Варто зазначити, що тришарова структура DMTJ, зображена на рис. 4.1 має значну експлуатаційну перевагу, оскільки процес перемикання намагніченості є симетричним завдяки взаємній компенсації дипольних полів від нижнього і верхнього фіксованих магнітних шарів. Крім того, як і в системі, розглянутій в [100], два внески STT складаються і збільшують ефективний момент, що діє на магнітний момент вільного шару. В подальшому використано коефіцієнт P як такий, що враховує внески STT від обох переходів DMTJ і знехтовано полями розсіювання від зовнішніх фіксованих шарів.

Як і в розділі 3 для функціонування даної системи у якості комірки пам'яті необхідно, щоб магнітоопори верхнього та нижнього тунельних контактів відрізнялися.

За прикладом робіт [76, 77], виходячи з того, що пласка форма магнітної частинки сприяє формуванню значної легкоплощинної анізотропії, вважається, що $|m_z| \ll 1$, тож, з точністю до лінійних членів по m_z , одиничний вектор намагніченості вільного шару записано у вигляді:

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_s} = \left(\cos\varphi\sqrt{1 - m_z^2}, \sin\varphi\sqrt{1 - m_z^2}, m_z \right) \quad (4.2)$$

У свою чергу одиничний вектор намагніченості верхнього та нижнього закріпленого шарів відповідно дорівнюють $\boldsymbol{\mu}_1 = (1, 0, 0)$, $\boldsymbol{\mu}_2 = (-1, 0, 0)$. Надалі вважається, що їх магнітні моменти пінінговані за рахунок використання прошарків з антиферромагнітної речовини. Варто зазначити, що по визначенню магнітоопору комірки можна робити висновок щодо напрямку намагніченості вільного шару.

Ефективне магнітне поле \mathbf{H}_{eff}^i представлено в наступному вигляді:

$$\begin{aligned}
 H_{eff}^x &= -4\pi M_s N_x \cos\varphi + H_x \\
 H_{eff}^y &= -4\pi M_s N_y \sin\varphi + H_y \\
 H_{eff}^z &= -4\pi M_s N_z m_z
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

Магнітостатичні поля, що створюються верхнім та нижнім магнітними шарами компенсують одне одного.

Введено нові позначення:

$$\omega_0 = \frac{8\pi M_s \mu_B}{\hbar}, \mu_B - \text{магнетон Бора}; \tau = t \cdot \omega_0 = t \cdot \gamma 4\pi M_s, \gamma - \text{гіромагнітне відношення}; h_y = \frac{H_y}{4\pi M_s}; h_x = \frac{H_x}{4\pi M_s}.$$

Після підстановки (4.2-4.3) у (4.1) отримано рівняння Ландау – Ліфшиця в кутових змінних, які після певних спрощень набувають вигляду:

$$\begin{aligned}
 \dot{\varphi} &= -m_z + \kappa \sin\varphi \\
 \dot{m}_z &= (N_y - N_x) \sin\varphi \cos\varphi - h_y \cos\varphi + h_x \sin\varphi
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

У досліджуваному процесі розсіювання енергії відіграє незначну роль, тому надалі знехтовано членами пропорційними α_G . Умови застосовності даного наближення обговорюються в кінці даного підрозділу.

У (4.4) враховано, що величини $|m_z|, N_y, N_x, |h_y|, |h_x|, \kappa \ll 1, N_z = 1 - N_y - N_x \approx 1$. Тож, у (4.4) збережено члени не старше лінійних по малому параметру.

Дана пара рівнянь, що описує поведінку намагніченості вільного шару еквівалентна одному рівнянню другого порядку для кутової змінної:

$$\ddot{\varphi} + (N_y - N_x) \sin\varphi \cos\varphi - h_y \cos\varphi + h_x \sin\varphi - \dot{\kappa} \sin\varphi - \kappa \cos\varphi \dot{\varphi} = 0 \tag{4.5}$$

Тут і надалі, точкою над фізичними величинами умовно позначатимемо похідну по часу: $\dot{\varphi} = d\varphi/dt, \dot{\kappa} = d\kappa/dt \dots$

Рівняння (4.5) використовується нижче як основа для розробки теорії керування магнітними станами комірки пам'яті з двома тунельними переходами, з акцентом на надвисоку швидкість та безрелаксаційне перемикання.

Перш за все розглянемо випадок, коли зовнішнє поле відсутнє $h_y = h_x = 0$, натомість магнітний момент вільного шару піддається дії спін-поляризованого струму. Вважається, що імпульс струму має прямокутну часову залежність $\kappa(\tau) = \kappa_0 \theta\left(\tau + \frac{T\omega_0}{2}\right) \cdot \theta\left(\frac{T\omega_0}{2} - \tau\right)$, де $\theta(x)$ – ступінчаста функція Хевісайда, а $\frac{T\omega_0}{2}$ – безрозмірний коефіцієнт, в який входить тривалість імпульсу T . Прямокутна форма імпульсу означає, що час наростання польового фронту набагато менший, ніж характерний час відгуку системи на польовий та струмовий впливи.

Очевидно, що при такій часовій залежності похідна коефіцієнту спінової поляризації по часу дорівнює $\dot{\kappa} = \kappa_0 \left(\delta\left(\tau + \frac{T\omega_0}{2}\right) - \delta\left(\tau - \frac{T\omega_0}{2}\right) \right)$, де δ – дельта функція Дірака. Таким чином, рівняння (4.5) розкладається на три послідовні залежності: φ_I в інтервалі $\left(-\infty; -\frac{T\omega_0}{2}\right)$, φ_{II} в проміжку $\left[-\frac{T\omega_0}{2}; \frac{T\omega_0}{2}\right]$ та φ_{III} в інтервалі $\left(\frac{T\omega_0}{2}; +\infty\right)$.

Граничні умови визначаються шляхом інтегрування рівняння (4.5) в околі точок $\tau_1 = -\frac{T\omega_0}{2}$ та $\tau_2 = \frac{T\omega_0}{2}$. Тож, з урахуванням $\mathbf{h} = 0$, маємо

$$\begin{aligned} \ddot{\varphi}_I + (N_y - N_x) \sin\varphi_I \cos\varphi_I &= 0, \quad \text{при } \tau \in \left(-\infty; -\frac{T\omega_0}{2}\right) \\ \ddot{\varphi}_{II} + (N_y - N_x) \sin\varphi_{II} \cos\varphi_{II} - \kappa_0 \cos\varphi_{II} \dot{\varphi}_{II} &= 0, \quad \text{при } \tau \in \left[-\frac{T\omega_0}{2}; \frac{T\omega_0}{2}\right], \\ \ddot{\varphi}_{III} + (N_y - N_x) \sin\varphi_{III} \cos\varphi_{III} &= 0, \quad \text{при } \tau \in \left(\frac{T\omega_0}{2}; +\infty\right) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Між φ_i мають місце граничні умови:

$$\begin{aligned} \varphi_I &= \varphi_{II}; \quad \dot{\varphi}_{II} - \dot{\varphi}_I = \kappa_0 \sin\varphi_I \quad \text{при } \tau = \tau_1 = -\frac{T\omega_0}{2} \\ \varphi_{II} &= \varphi_{III}; \quad \dot{\varphi}_{III} - \dot{\varphi}_{II} = -\kappa_0 \sin\varphi_{II} \quad \text{при } \tau = \tau_2 = \frac{T\omega_0}{2} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Нижче показано як отримано перше рівняння у (4.7). У рівнянні (4.5) достатньо врахувати внесок від двох доданків, так як інші є нехтовно малими.

Тоді $\ddot{\varphi} - \dot{\kappa} \sin \varphi = 0$ та $\ddot{\varphi} - \kappa_0 \left(\delta \left(\tau + \frac{T\omega_0}{2} \right) - \delta \left(\tau - \frac{T\omega_0}{2} \right) \right) \sin \varphi = 0$.

Проінтегрувавши вищеприведене рівняння по τ в малому околі точки $\tau_1 = -\frac{T\omega_0}{2}$

та точки $\tau_2 = \frac{T\omega_0}{2}$, отримано вираз (4.7). Дійсно,

$$\int_{-\frac{T\omega_0}{2}-\varepsilon}^{-\frac{T\omega_0}{2}+\varepsilon} d\tau \ddot{\varphi} - \kappa_0 \int_{-\frac{T\omega_0}{2}-\varepsilon}^{-\frac{T\omega_0}{2}+\varepsilon} \sin \varphi \delta \left(\tau + \frac{T\omega_0}{2} \right) d\tau = 0$$

$$\dot{\varphi} \Big|_{-\frac{T\omega_0}{2}-\varepsilon}^{-\frac{T\omega_0}{2}+\varepsilon} = \kappa_0 \sin \varphi \left(-\frac{T\omega_0}{2} \right)$$

$$\begin{cases} \dot{\varphi}_{II} - \dot{\varphi}_I = \kappa_0 \sin \varphi_I \\ \varphi_I = \varphi_{II} \end{cases}$$

Варто зазначити, що $\varphi_I = \varphi_{II}$, так як у попередньому рівнянні цієї системи різниця між $\dot{\varphi}_{II}$ та $\dot{\varphi}_I$ є скінченною. Аналогічно отримується друге рівняння у (4.7).

Якщо вважати, що до вмикання струму магнітний момент вільного шару знаходиться у стані рівноваги, то при $\tau = \tau_1 = -\frac{T\omega_0}{2}$ виконується наступна гранична умова: $\varphi_I = \varphi_{II} = 0$, $\dot{\varphi}_{II} = 0$. Таким чином, задача, що описує збурення намагніченості вільного шару під впливом імпульсу спін-поляризованого струму має вигляд:

$$\ddot{\varphi}_{II} + (N_y - N_x) \sin \varphi_{II} \cos \varphi_{II} - \kappa_0 \cos \varphi_{II} \dot{\varphi}_{II} = 0$$

$$\varphi_{II} = 0; \dot{\varphi}_I = 0 \text{ для } \tau = -\frac{T\omega_0}{2} \quad (4.8)$$

Тож розв'язок даної системи свідчить, що $\varphi_{II}(\tau) = 0$. Так само $\varphi_{III}(\tau) \equiv 0$. Таким чином, у колінеарній системі, коли магнітні моменти пінінгованого та вільного шарів паралельні, то процеси перемагнічування не відбуваються, якщо відсутні чинники, що порушують колінеарність системи. Одним із таких чинників

можуть бути теплові флуктуації, що носять стохастичний характер і в такому випадку процеси керування стають заручниками випадкових факторів і це не може гарантувати надійну роботу вузлу запису та зчитування інформації.

Для того, щоб уникнути випадковості, до системи введено імпульс магнітного поля h_y , який порушує колінеарність намагніченості вільного та пінінгованого шарів. Джерелом такого поля є струмова шина, яка проходить під виділеною коміркою пам'яті в напрямку Ox . На підставі рівняння Максвела ($rot\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}$) показано, що струм, який протікає у пласкій струмовій шині в напрямку Ox наводить магнітне поле H_y , яке на відстані, що набагато менша за ширину шини дорівнює $H_y = \frac{2\pi}{c} \frac{I_x}{L}$ або $h_y = \frac{I_x}{2cM_s L}$ (де c – швидкість світла, I_x – струм, що рухається по шині у напрямку Ox). Варто зазначити, що значення фізичних величин визначаються у системі СГС.

Тож вважається, що магнітне поле, викликане струмом, вмикається разом із спін-поляризованим струмом, що протікає через комірку. Часові залежності цих величин схематично показані на рис. 4.3.

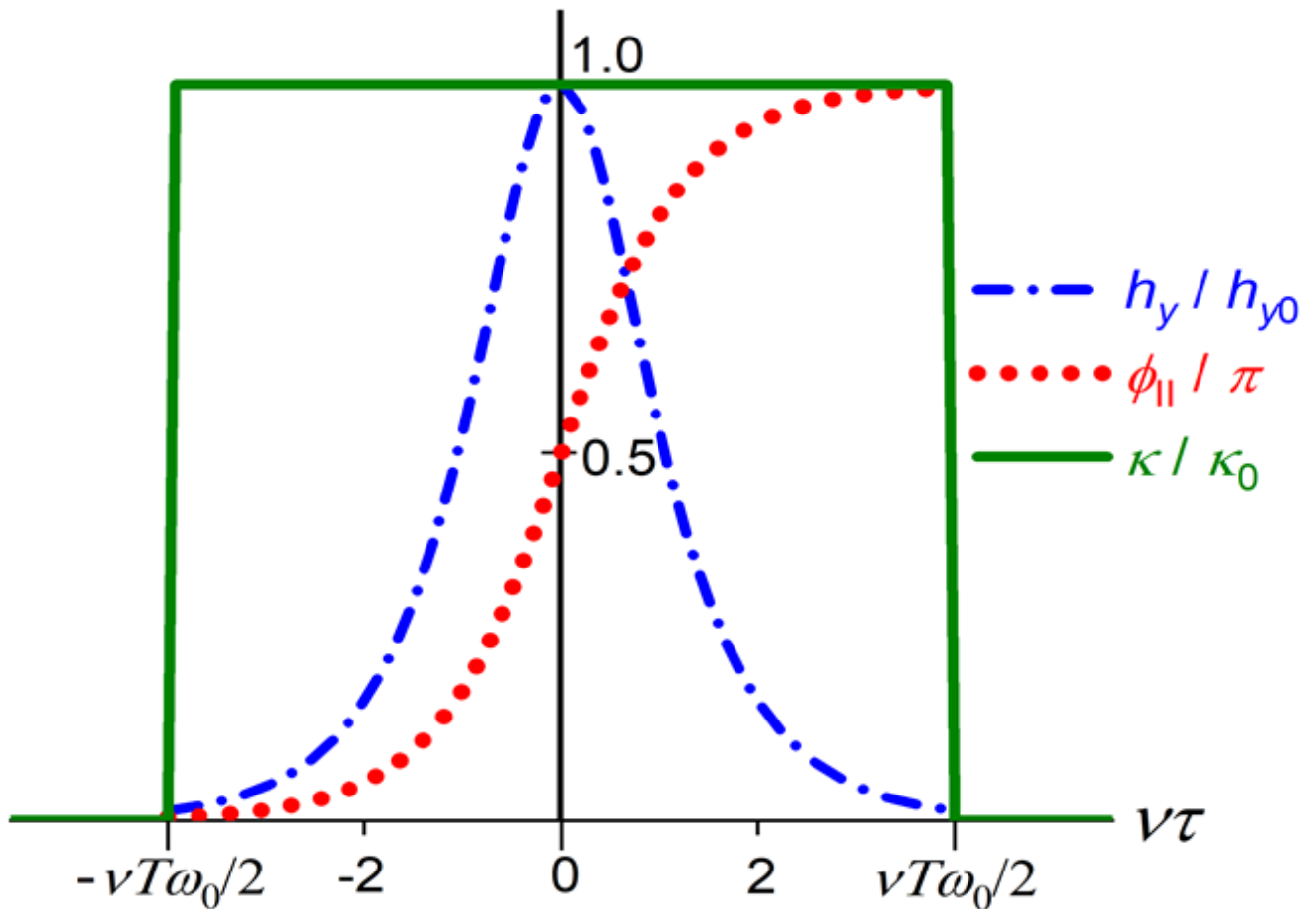


Рис. 4.3. Імпульс спін-поляризованого струму (виділено зеленим) та імпульс прикладеного магнітного поля (показано синім кольором).

Так само, як і у попередньому випадку вважається, що при $\tau < -\frac{T\omega_0}{2}$ система знаходиться у рівновазі $\varphi_I = 0$. У свою чергу в часовому інтервалі $\tau \in \left[-\frac{T\omega_0}{2}; \frac{T\omega_0}{2}\right]$ на магнітний момент вільного шару діє польове та струмове збурення. При цьому рівняння для кута φ_{II} має вигляд:

$$\ddot{\varphi}_{II} + (N_y - N_x)\sin\varphi_{II}\cos\varphi_{II} - \kappa_0\cos\varphi_{II}\dot{\varphi}_{II} = h_y\cos\varphi_{II} \quad (4.9)$$

Граничні умови в момент вмикання збурення τ_1 так само дорівнюють $\varphi_{II} = 0, \dot{\varphi}_{II} = 0$, проте наявність правої частини у рівнянні (4.9) виключає тривіальний розв'язок, тож $\varphi_{II} \neq 0$. Таким чином, φ_{II} змінюється у часі, а після вимкнення струму та поля у момент τ_2 зміни кута φ продовжаться і описуються рівнянням

$$\ddot{\varphi}_{III} + (N_y - N_x)\sin\varphi_{III}\cos\varphi_{III} = 0 \quad (4.10)$$

Змінні φ_{II} та φ_{III} у момент часу $\tau_2 = \frac{T\omega_0}{2}$ пов'язані між собою граничними умовами

$$\varphi_{II} = \varphi_{III} \Big|_{\tau = \tau_2}; \quad \dot{\varphi}_{III} - \dot{\varphi}_{II} = -\kappa_0 \sin \varphi_{III} \Big|_{\tau = \tau_2} \quad (4.11)$$

Показано, що при належному виборі конфігурації польового збурення $h_y(\tau)$ та тривалості імпульсу T досягається режим швидкісного і безрелаксаційного перемикання намагніченості вільного шару зі стану $\varphi_I = 0$ у стан $\varphi_{III} \approx \pi$.

Вважається, що конфігурація імпульсу струму I_x та відповідна часова залежність магнітного поля h_y (Рис. 4.3) визначаються функцією наближеною до

$$h_y = \frac{h_{y0}}{ch\nu\tau} \quad (4.12)$$

де ν – коефіцієнт, що визначає ступінь локалізації імпульсу магнітного поля, h_{y0} – амплітуда магнітного поля.

Єдина вимога, що накладається на даний параметр полягає у тому, що $\frac{\nu T\omega_0}{2} \gg 1$. Тобто, на границі часового інтервалу $\left[-\frac{T\omega_0}{2}; \frac{T\omega_0}{2}\right]$ наведене магнітне поле має нехтовно мале значення. Тож розв'язок рівняння (4.9), що описує динаміку намагніченості вільного шару шукається у вигляді

$$\varphi_{II}(\tau) = 2 \operatorname{arctg} e^{\nu\tau} \quad (4.13)$$

Тоді справедливо записати

$$\sin \varphi_{II} = \frac{2 \operatorname{tg} \frac{\varphi_{II}}{2}}{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\varphi_{II}}{2}} = \frac{2e^{\nu\tau}}{1 + e^{2\nu\tau}} = \frac{1}{ch\nu\tau}$$

$$\cos \varphi_{II} = \pm \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_{II}} = -th\nu\tau$$

$$\dot{\varphi}_{II} = \frac{\nu}{ch\nu\tau}$$

$$\ddot{\varphi}_{II} = -\frac{\nu^2 sh\nu\tau}{ch^2\nu\tau}$$

Після підстановки (4.13) у рівняння (4.9), воно перетворюється у тотожність наступного вигляду:

$$(-v^2 + \kappa_0 v - (N_y - N_x) + h_{y0}) \frac{shv\tau}{ch^2v\tau} = 0 \quad (4.14)$$

Співвідношення (4.14) визначає характеристичне рівняння:

$$v^2 - \kappa_0 v - h_{y0} + (N_y - N_x) = 0 \quad (4.15)$$

з якого знаходяться коефіцієнти v , що допускають нетривіальний розв'язок (4.13) рівняння (4.9).

Із (4.15) прямує, що v має два значення:

$$v_{\pm} = \frac{\kappa_0}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\kappa_0}{2}\right)^2 + h_{y0} - (N_y - N_x)} \quad (4.16)$$

Даний результат показує, що процес перемикання здійснюється за двома режимами: швидкісним, коли часовий параметр $v = v_+$ та повільним, коли $v = v_-$. У частинному випадку при $\left(\frac{\kappa_0}{2}\right)^2 + h_{y0} - (N_y - N_x) = 0$ обидва процеси є тотожними.

Із аналізу (4.16) є очевидним, що для реалізації процесу перемагнічування необхідно, щоб корені v_{\pm} мали дійсне значення. А це означає, що внески поля та спін-поляризованого струму повинні перевищувати деяке порогове значення, яке визначається анізотропією форми вільного магнітного шару:

$$\left(\frac{\kappa_0}{2}\right)^2 + h_{y0} > N_y - N_x \quad (4.17)$$

У той же час величини одного тільки магнітного поля не повинно вистачати для перемагнічування, оскільки у іншому випадку наведене магнітне поле зможе перемагнічувати всі наночастинки, що розташовані над шиною зі струмом. Тож для гарантованої реалізації процесу перемагнічування лише однієї виділеної комірки повинні виконуватися умови:

$$h_{y0} < N_y - N_x < h_{y0} + \left(\frac{\kappa_0}{2}\right)^2 \quad (4.18)$$

Таким чином, основна роль магнітного поля h_y в даному процесі полягає у виведенні намагніченості шарів комірки пам'яті із колінеарного стану.

Як вказано раніше, процес перемагнічування може йти за швидкісним або за повільним режимом. Найбільша швидкість досягається, коли $h_{y0} \rightarrow N_y - N_x$ і $\nu_+ \rightarrow \kappa_0$. Тож, дана величина є верхньою границею показника швидкості перемикавання намагніченості, а її обмеження визначаються лише амплітудою спінополяризованого струму.

У свою чергу величина $\tau_0 = 1/\nu \approx 1/\kappa_0$ вважається характерною тривалістю процесу перемагнічування системи. Тож, коли ми говоримо про прямокутну форму імпульсу спінополяризованого струму, тоді тривалість зростання фронту струму повинна бути набагато меншою за τ_0 .

Для того, щоб вираз (4.13) вважати розв'язком задачі (4.9), (4.10), що описує безрелаксаційне перемикавання намагніченості вільного шару, (4.13) повинен задовольняти граничним умовам:

$$\begin{aligned} \varphi_{II} = 0, \dot{\varphi}_{II} = 0 \text{ при } \tau = -\frac{T\omega_0}{2} \\ \varphi_{II} = \pi, \dot{\varphi}_{II} = 0 \text{ при } \tau = \frac{T\omega_0}{2} \end{aligned} \quad (4.19)$$

тут прийнято, що $\varphi_I = 0$, $\varphi_{III} = \pi$.

При підстановці (4.9) у вирази для граничних умов (4.19) і врахуванні обговорених умов ($\nu T\omega_0/2 \gg 1$) отримано:

$$\begin{aligned} \varphi_{II}(\tau_1) &= 2\arctg \exp(-\nu T\omega_0/2) \rightarrow 0, \\ \varphi_{II}(\tau_2) &= 2\arctg \exp(\nu T\omega_0/2) \rightarrow \pi \\ \dot{\varphi}_{II}(\tau_1) &= \dot{\varphi}_{II}(\tau_2) = \frac{\nu}{\text{ch}(\nu T\omega_0/2)} \rightarrow 0 \end{aligned} \quad (4.20)$$

Таким чином, функція (4.9) при виконанні зазначених умов з великою точністю описує процес швидкісного та безрелаксаційного перемикавання намагніченості вільного функціонального шару із стану $\varphi_I = 0$ до стану $\varphi_{III} = \pi$. При такому режимі залишкові збурення намагніченості у комірці, яка

розглядається, мають нехтовно малу величину, що свідчить про виконання технічних умов.

Зроблено оцінку тривалості імпульсу спіно-поляризованого струму, беручи до уваги параметричні обмеження, обговоренні вище. При $\frac{vT\omega_0}{2} = 10 \gg 1$ і $v \approx \kappa_0 = 0.2 \ll 1$, отримано $T = \frac{2 \cdot 10}{0,2 \cdot \gamma \cdot 4\pi M_s} \approx 250$ пс, для $M_s = 1.7 \cdot 10^3$ Гс. Таким чином, розглянутий процес перемикавання суттєво прискорює роботу запам'ятовуючого пристрою при виконанні одно- та багатопослідовних операцій запису.

Таким чином, представлено метод надшвидкого безрелаксаційного перемикавання комірки пам'яті на основі подвійного магнітного тунельного переходу. Визначено оптимальні часові послідовності та амплітуди імпульсів поля і спіно-поляризованого струму для роботи в режимі 100 пс, що має бути привабливим для високопродуктивних MRAM.

4.1 Умови застосовності теорії

Проаналізуємо систему рівнянь (4.4). В основному, умови застосовності теорії ґрунтуються на твердженні, що $|m_z| \ll 1$ та на малому внеску від дисипативних процесів. Тоді, перше рівняння представляється у вигляді $m_z = -\phi - \alpha_G \frac{dm_z}{d\tau} + \kappa \sin\phi$. Враховуючи, що зміна кута $\phi_{II}(\tau)$ визначається функцією (4.13), маємо $|m_z| \leq |\kappa| + |\alpha_G m_z v| + |v|$. Оскільки $\kappa, v \sim 0.1$, а також для пермалою $\alpha_G \sim 10^{-2}$, отримано $|m_z| \leq 0.1$. Проводячи подібний аналіз внесків окремих доданків у рівнянні (4.4), отримано, що $N_y - N_x \sim 10^{-2}$; $\kappa \sim 10^{-1}$, $v \sim 10^{-1}$ в той час як терміни, що описують розсіювання мають значення $|\alpha_G \frac{dm_z}{d\tau}| \sim \alpha_G |m_z| v \sim 10^{-4}$ та $|\alpha_G \frac{d\phi}{d\tau}| \sim \alpha_G v \sim 10^{-3}$. Отримані результати показують, що розсіювання в цьому процесі є незначним і може не братися до уваги в майбутньому для спрощення розрахунків.

Варто відзначити, що обрано спеціальну форму сигналу $\frac{h_y}{h_{y0}} = \frac{1}{\cosh(v\tau)}$, щоб отримати неколінеарність векторів намагніченості "поляризатора" та "аналізатора". Теплові флуктуації мають випадковий характер і порушують

детерміновану природу процесу перемагнічування. Покажемо, що теплові флуктуації здійснюють малий вплив на роботу пристрою. Для цього зроблено оцінку "теплого поля" $\langle h_T \rangle = \frac{\langle H_T \rangle}{4\pi M_s}$, при цьому зроблено припущення, що $\langle H_T \rangle = \frac{k_B \theta}{M_s V}$, де $V = \pi a b d$ – об'єм шару, θ – температура середовища. Таким чином, $\langle h_T \rangle = \frac{k_B \theta}{4\pi M_s^2 \pi a b d}$. Крім того, зроблено припущення, що $\theta \sim 300$ К, $M_s \sim 10^3$, $a \sim 40$ нм, $b \sim 40$ нм, отримуємо $\langle h_T \rangle \sim 3 \cdot 10^{-4}$.

Вважається, що поле сигналу h_{0y} має порядок 10^{-2} , тому теплові флуктуації при кімнатній температурі мало впливають на роботу цього пристрою.

Додатково зробимо оцінку потенціального бар'єру, який зумовлений анізотропією форми феромагнітного шару. Відомо, що для плоского круглого шару коефіцієнт розмагнічування дорівнює $N_{\parallel} = \frac{\pi d}{8R}$, де d – товщина шару, а R – радіус шару. Оскільки шари мають форму еліпса з малим ексцентриситетом, то значення N_x та N_y оцінюються за формулами $N_x \approx \frac{\pi d}{8a}$, $N_y \approx \frac{\pi d}{8b}$, де a та b – велика та мала піввісі еліпса. Таким чином, бар'єрна енергія має порядок $\Delta U \sim 2\pi(N_x - N_y)M_s^2 V = \frac{\pi^2}{2} d^2 (a - b) M_s^2$.

Уявімо висоту бар'єру в температурних одиницях, припускаючи, що $\theta_C k_B = \Delta U$. У цьому випадку маємо $\theta_C = \frac{\pi^3 d^2 (a - b) M_s^2}{4k_B} \sim 10^3$ К. Під час аналізу припускається, що $a - b \sim 5$ нм. Отже, бар'єр достатньо великий, щоб робота пристрою не залежала від температурних коливань.

Таким чином, значення $\mathcal{H} \sim 0.1 - 0.3$, з іншого боку $\mathcal{H} = \frac{\hbar p J}{8\pi e M_s^2 d}$, де $J = \frac{U}{R_{\perp} S}$ – густина струму. Таким чином, $J = \frac{8\pi e M_s^2 d}{\hbar P}$, де P – ступінь поляризації струму, значення якого, за умовами задачі, задовольняє умові $P^2 \ll 1$. Згідно з оцінками, при $P \simeq 0.5$ значення густини струму становить $J = 1.7 \cdot 10^8$ А·см⁻². На перший погляд, приведено велике поточне значення. Однак, враховуючи швидкість

процесу, дана оцінка не призведе до критичних змін у системі. Показано, що під час перемагнічування температура змінюється на відносно невелику величину.

Кількість теплоти, що виділяється в феромагнітному шарі, дорівнює $\Delta Q = \frac{J^2 \pi a b d}{G} \Delta t$, де G – провідність матеріалу, Δt – тривалість протікання електричного струму, яка, за зробленими оцінками, дорівнює $\Delta t \sim 0.25 \cdot 10^{-9}$ с. Якщо відведення тепла не відбувається, то феромагнітний шар нагрівається так, що $\Delta Q = \frac{J^2 \pi a b d}{G} \Delta t = C m \Delta \theta$, де $\Delta \theta$ – зміна температури, C – теплоємність, m – маса шару. Таким чином, $\Delta \theta = \frac{J^2}{G \rho C} \Delta t$, де ρ – густина матеріалу шару. Зроблено розрахунки для Fe

$$G \approx 0.9 \cdot 10^{17} \text{ с}^{-1}, J = 5 \cdot 10^{17} \text{ СГС одиниця вимірювання,}$$

$$\Delta t = 0.2 \cdot 10^{-9} \text{ с, } \rho \sim 8 \text{ г см}^{-3},$$

$$c \sim 5 \cdot 10^6 \text{ Ерг г}^{-1}\text{К}^{-1}, \Delta \theta \sim 13 \text{ К.}$$

4.2 ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ

Теоретично досліджено проблему керування магнітними станами вільного шару комірки пам'яті під впливом комбінованої дії імпульсів магнітного поля та спін-поляризованого струму. Визначено спеціальну форму сигналу $\frac{h_y}{h_{y0}} = \frac{1}{\cosh(v\tau)}$, щоб отримати неколінеарність векторів намагніченості "поляризатора" та "аналізатора". Представлено режим керування для досягнення надшвидкого безрелаксаційного перемикавання комірки магнітної пам'яті на основі подвійного магнітного тунельного переходу. Визначено оптимальні часові послідовності та амплітуди імпульсів поля і спін-поляризованого струму для роботи в режимі 100 пс, що має бути привабливим для високопродуктивних MRAM.

ВИСНОВКИ

Встановлено особливості керованого та швидкого процесу перемагнічування елементів магнітної пам'яті різних типів за допомогою імпульсів магнітного поля та спін-поляризованого струму.

З результатів проведених досліджень випливає:

1. Показано, що під дією короткочасних імпульсів магнітного поля, перпендикулярного до площини тонких нанорозмірних синтетичних антиферромагнетиків (САФ) еліптичної форми, відбувається швидкісне перемагнічування. Процес розгортається у вигляді синхронного обертання обох магнітних моментів САФ зі збереженням антиферромагнітного упорядкування в площині системи, що забезпечує суттєве зменшення величини потенціального бар'єру, який розділяє її функціональні стани. Даний процес є актуальним для використання в роботі елементів магнітної пам'яті. При використанні зазначених принципів керування станами САФ тривалість процесів перемагнічування може бути скорочена до 100 пс, при ефективній амплітуді імпульсу поля порядку 200-300 Oe.
2. Розраховано ефективне магнітне поле, що наводиться в плоских металевих нанорозмірних синтетичних антиферромагнетиках еліптичної форми під дією циркулярно поляризованого імпульсу лазерного випромінювання. Показано, що даний ефект може бути застосований для активації процесів керування станами намагніченості САФ. При тривалості лазерного імпульсу до 100 пс для повного циклу перемагнічування величина вектору Пойтінга повинна знаходитися в межах $10^7 - 10^8$ Вт/см², в залежності від геометрії та складу магнітних шарів. Оцінки показують, що дана концентрація енергії при малій тривалості опромінення не повинна викликати деградації елементів системи. Процеси лазерної генерації магнітного поля можуть ефективно підсилюватися резонансним збудженням плазмових коливань в шарах САФ. Синхронізація частот лазерного випромінювання та плазмового резонансу забезпечується формою магнітних наночарів.

3. Запропоновано новий режим керування магнітними станами планарної комірки пам'яті з подвійними MRAM переходами під впливом комбінованих імпульсів магнітного поля, що створюються на перехресті струмових шин, які обмежують дану комірку пам'яті. Показано, що при належному підборі часової залежності амплітуди струмів в керуючих шинах можна реалізувати перемикання станів комірки в безрелаксаційному режимі. Показано, що для функціонального елементу комірки пам'яті еліптичної форми при товщині 4-5 нм та напіввісях $a \sim 45$ нм, $b \sim 40$ нм, тривалість процесу перемикання станів складатиме 300 – 1000 пс, при густині струму на шинах порядку 10^7 А/см². Використання комбінованого впливу забезпечує детерміноване перемикання намагніченості комірки пам'яті на перехресті струмових шин та збереження намагніченості решти комірок в незмінному стані.
4. Розроблено метод безрелаксаційного перемикання магнітного стану комірки пам'яті комбінованим імпульсом магнітного поля та спін-поляризованого струму з часовими залежностями спеціальної форми. Показано, що магнітне поле ефективно переводить намагніченість комірки у стан з найбільшою сприйнятливістю до дії спін-поляризованого струму, що робить процес перемагнічування максимально контрольованим та знижує шкідливі впливи теплових флуктуацій.
5. Знайдене оптимальне співвідношення амплітуди польового сигналу та спін-поляризованого струму для забезпечення режиму швидкісного безрелаксаційного перемикання магнітних станів комірки пам'яті. За оцінками для функціональних елементів еліптичної форми при товщині 2-4 нм та напіввісях $a \sim 45$ нм, $b \sim 40$ нм, тривалість імпульсів спін-поляризованого струму має складати 200-300 пс при ефективній амплітуді $3 - 6 \cdot 10^7$ А/см², що є гарними показниками для подібних систем.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. L. Savtchenko, B. Engel, N. Rizzo, M. Deherrera, and J. Janesky, Method of writing to scalable magnetoresistance random access memory element, US Patent 6, 545, 906 B1, (2003).
2. M. Durlam, B. Craigo, M. DeHerrera, B. N. Engel, G. Grynkewich, B. Huang, J. Janesky, M. Martin, B. Martino, J. Salter, J. M. Slaughter, L. Wise and S. Tehrani, Toggle MRAM: A highly-reliable non-volatile memory, International Symposium on VLSI Technology, Systems and Applications (VLSI-TSA), pp. 1-2, (2007) doi: 10.1109/VTSA.2007.378942.
3. N. D. Rizzo, D. Houssameddine, J. Janesky, R. Whig, F. B. Mancoff, M. L. Schneider, M. DeHerrera, J. J. Sun, K. Nagel, S. Deshpande, H.-J. Chia, S. M. Alam, T. Andre, S. Aggarwal, and J. M. Slaughter, A Fully Functional 64 Mb DDR3 ST-MRAM Built on 90 nm CMOS Technology, IEEE Trans. Magn., v. 49, no. 7, pp. 4441–4446, (2013).
4. D. Apalkov, B. Dieny, and J. M. Slaughter, Magnetoresistive Random Access Memory, Proc. IEEE, v. 104, pp. 1796 – 1830, (2016).
5. S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, and S.-H. Yang, Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers, Nature Mater., v. 3, no. 12, pp. 862–867, (2004).
6. Y. Huai, F. Albert, P. Nguyen, M. Pakala, and T. Valet, Observation of spin-transfer switching in deep submicron-sized and low-resistance magnetic tunnel junctions, Appl. Phys. Lett., v. 84, no. 16, (2004).
7. T. W. Andre, J. J. Nahas, C. K. Subramanian, B. J. Garni, H. S. Lin, A. Omair, and W. L. Martino, A 4-Mb 0.18- μm 1T1MTJ toggle MRAM with balanced three input sensing scheme and locally mirrored unidirectional write drivers, IEEE J. Solid-State Circuits, v. 40, no. 1, pp. 301–309, (2005).
8. B. N. Engel, J. Akerman, B. Butcher, R. W. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, G. Grynkewich, J. Janesky, S. V. Pietambaram, N. D. Rizzo, J. M. Slaughter, K.

- Smith, J. J. Sun, and S. Tehrani, A 4-Mb toggle MRAM based on a novel bit and switching method, *IEEE Trans. Magn.*, v. 41, no. 1, pp. 132–136, (2005).
9. S. Aggarwal, K. Nagel, S. Deshpande, M. Hossain, S. Karre, J. M. Slaughter, D. Houssameddine, R. Whig, H.-J. Chia, F. B. Mancoff, M. DeHerrera, J. Janesky, M. Lin, and C. Mudivarthi, Solving Manufacturing Challenges: Spin Torque MRAM on Advanced Technology Nodes, SEMICONWEST, Session: NTXSPT2, (2015).
 10. M. Weisheit, S. Fahler, A. Marty, Y. Souche, C. Poinignon, and D. Givord, Electric Field-Induced Modification of Magnetism in Thin-Film Ferromagnets, *Science*, v. 315, no. 5810, pp. 349–351, (2007).
 11. Y. Shiota, T. Nozaki, F. Bonell, S. Murakami, T. Shinjo, and Y. Suzuki, Induction of coherent magnetization switching in a few atomic layers of FeCo using voltage pulses, *Nature Mater.*, v. 11, no. 1, pp. 39–43, (2012).
 12. T. Maruyama, Y. Shiota, T. Nozaki, K. Ohta, N. Toda, M. Mizuguchi, A. A. Tulapurkar, T. Shinjo, M. Shiraishi, S. Mizukami, Y. Ando, and Y. Suzuki, Large voltage-induced magnetic anisotropy change in a few atomic layers of iron, *Nature Nanotech.*, v. 4, no. 3, pp. 158–161, (2009).
 13. K. Kita, D. W. Abraham, M. J. Gajek, and D. C. Worledge, Electric-field-control of magnetic anisotropy of $\text{Co}_{0.6}\text{Fe}_{0.2}\text{B}_{0.2}/\text{oxide}$ stacks using reduced voltage, *J. Appl. Phys.*, v. 112, no. 3, (2012).
 14. I. Mihai Miron, G. Gaudin, S. Auffret, B. Rodmacq, A. Schuhl, S. Pizzini, J. Vogel, and P. Gambardella, Current-driven spin torque induced by the Rashba effect in a ferromagnetic metal layer, *Nature Mater.*, v. 9, no. 3, pp. 230–234, (2010).
 15. I. M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P.-J. Zermatten, M. V Costache, S. Auffret, S. Bandiera, B. Rodmacq, A. Schuhl, and P. Gambardella, Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection, *Nature*, v. 476, no. 7359, pp. 189–193, (2011).

16. L. Liu, O. J. Lee, T. J. Gudmundsen, D. C. Ralph, and R. a. Buhrman, Current-Induced Switching of Perpendicularly Magnetized Magnetic Layers Using Spin Torque from the Spin Hall Effect, *Phys. Rev. Lett.*, v. 109, no. 9, (2012).
17. A. Brataas and K. M. D. Hals, Spin-orbit torques in action, *Nature Nanotech.*, v. 9, no. 2, pp. 86–88, (2014).
18. M. Cubukcu, O. Boulle, M. Drouard, K. Garello, C. Onur Avci, I. Mihai Miron, J. Langer, B. Ocker, P. Gambardella, and G. Gaudin, Spin-orbit torque magnetization switching of a three-terminal perpendicular magnetic tunnel junction, *Appl. Phys. Lett.*, v. 104, no. 4, (2014).
19. J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey, Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions, *Phys. Rev. Lett.*, v. 74, no. 16, pp. 3273–3276, (1995).
20. T. Miyazaki and N. Tezuka, Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction, *J. Magn. Magn. Mater.*, v. 139, no. 3, pp. 231–234, (1995).
21. S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, and K. Ando, Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions, *Nature Mater.*, v. 3, no. 12, pp. 868–871, (2004).
22. Y. M. Lee, J. Hayakawa, S. Ikeda, F. Matsukura, and H. Ohno, Effect of electrode composition on the tunnel magnetoresistance of pseudo-spin-valve magnetic tunnel junction with a MgO tunnel barrier, *Appl. Phys. Lett.*, v. 90, no. 21, (2007).
23. S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, and H. Ohno, Tunnel magnetoresistance of 604% at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature, *Appl. Phys. Lett.*, v. 93, no. 8, (2008).
24. J. M. Slaughter, Materials for Magnetoresistive Random Access Memory, *Annu. Rev. Mater. Res.*, v. 39, no. 1, pp. 277–296, (2009).
25. S. S. P. Parkin, Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d, and 5d transition metals, *Phys. Rev. Lett.*, v. 67, no. 25, pp. 3598–3601, (1991).

26. J. M. Slaughter, R. W. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, B. N. Engel, J. Janesky, N. D. Rizzo, and S. Tehrani, Fundamentals of MRAM technology, *J. Supercond.*, v. 15, no. 1, pp. 19–25, (2002).
27. T. Schulthess and W. Butler, Magnetostatic coupling in spin valves: Revisiting Neel’s formula, *J. Appl. Phys.*, v. 87, no. 9, (2000).
28. J. Slonczewski, Current-driven excitation of magnetic multilayers, *J. Magn. Magn. Mater.*, v. 159, no. 1, (1996).
29. L. Berger, Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current, *Phys. Rev. B*, v. 54, no. 13, pp. 9353–9358, (1996).
30. J. Katine, F. Albert, R. Buhrman, E. Myers, and D. Ralph, Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars, *Phys. Rev. Lett.*, v. 84, no. 14, pp. 3149–3152, (2000).
31. Z. Diao, D. Apalkov, M. Pakala, Y. Ding, A. Panchula, and Y. Huai, Spin transfer switching and spin polarization in magnetic tunnel junctions with MgO and AlO_x barriers, *Appl. Phys. Lett.*, v. 87, no. 23, (2005).
32. H. Kubota, A. Fukushima, Y. Ootani, S. Yuasa, K. Ando, H. Maehara, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe, and Y. Suzuki, Evaluation of Spin-Transfer Switching in CoFeB/MgO/CoFeB Magnetic Tunnel Junctions, *Jpn. J. Appl. Phys.*, v. 44, no. 9L, L1237, (2005) doi: 10.1143/JJAP.44.L1237.
33. J. Hayakawa, S. Ikeda, Y. M. Lee, R. Sasaki, T. Meguro, F. Matsukura, H. Takahashi, and H. Ohno, Current-Driven Magnetization Switching in CoFeB/MgO/CoFeB Magnetic Tunnel Junctions, *Jpn. J. Appl. Phys.*, v. 44, no. 9L, L1267, (2005).
34. S. Tehrani, J. Slaughter, M. Deherrera, B. Engel, N. Rizzo, J. Salter, M. Durlam, R. Dave, J. Janesky, and B. Butcher, Magnetoresistive random access memory using magnetic tunnel junctions, *Proc. IEEE*, v. 91, no. 5, pp. 703–714, (2003).
35. B. Koop Static and dynamic properties of uniform- and vortex-states in synthetic nanomagnets, Doctoral Thesis Stockholm, Sweden, (2016).

- 36.P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. Brodsky, and H. Sowers, Layered magnetic structures: evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers, *Physical Review Letters*, v. 57, no. 19, (1986).
- 37.D. Abraham and M. Gaidis Magnetic random access memory with synthetic antiferromagnetic storage layers, US Patent 13/562, 873, (2014).
- 38.R. L. Comstock, Review Modern magnetic materials in data storage, *Journal of Materials Science: Materials in Electronics* v. 13, no. 9, (2002).
- 39.G. Woltersdorf and C. H. Back, Microwave Assisted Switching of Single Domain $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ Elements, *Phys. Rev. Lett.*, v. 99, (2007).
- 40.T. Devolder, P. Crozat, J.-V. Kim, C. Chappert, K. Ito, J. A. Katine, and M. J. Carey, Magnetization switching by spin torque using subnanosecond current pulses assisted by hard axis magnetic fields, *Applied Physics Letters*, v. 88, no. 15, (2006).
- 41.E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, v. 240, no. 826, (1948).
- 42.D. C. Worledge, Single-domain model for toggle MRAM, *IBM Journal of Research and Development*, v. 50, no.1, p. 69, (2006).
- 43.D. C. Worledge, P. L. Trouilloud, M. C. Gaidis, Y. Lu, D. W. Abraham, S. Assefa, S. Brown, E. Galligan, S. Kanakasabapathy, J. Nowak, E. O'Sullivan, R. Robertazzi, G. Wright, and W. J. Gallagher, Materials and devices for reduced switching field toggle magnetic random access memory, *Journal of Applied Physics*, v. 100, no. 7, (2006).
- 44.L. Savtchenko, B. N. Engel, N. D. Rizzo, M. F. Deherrera, and J. A. Janesky, Method of writing to scalable magnetoresistance random access memory element, US Patent 6545906 (2003).
- 45.J. M. Slaughter, R. W. Dave, M. Durlam, G. Kerszykowski, K. Smith, K. Nagel, B. Feil, J. Calder, M. D. Herrera, B. Garni, and S. Tehrani, High speed toggle MRAM with mgO-based tunnel junctions, *IEEE International Electron Devices Meeting*, pp. 873–876, (2005).
- 46.M. Durlam, B. Craigo, M. DeHerrera, B. N. Engel, G. Grynkewich, B. Huang, J. Janesky, M. Martin, B. Martino, J. Salter, J. M. Slaughter, L. Wise, and S. Tehrani, Toggle MRAM: A highly-reliable Non-Volatile Memory, in *International Symposium on VLSI Technology, Systems and Applications (VLSI-TSA)*, pp. 1–2, (2007).
- 47.P. Grünberg, Layered magnetic structures: history, highlights, applications, *Physics Today*, v. 54, no. 5, p. 31, (2001).

- 48.S. Parkin, X. Jiang, C. Kaiser, A. Panchula, K. Roche, and M. Samant, Magnetically engineered spintronic sensors and memory, *Proc. IEEE*, v. 91, p. 661, (2003).
- 49.D. Apalkov, B. Dieny, J. M. Slaughter, Magnetoresistive Random Access Memory, *Proc. IEEE*, v. 104, pp. 1796 – 1830, (2016).
- 50.J. L. Leal and M. H. Kryder, Spin valve exchange biased by Co/Ru/Co synthetic antiferromagnets, *J. Appl. Phys.*, v. 83, p. 3720, (1998)
- 51.I. Firastrau, L. D. Buda-Prejbeanu, B. Dieny, and U. Ebels, Spin-torque nano-oscillator based on a synthetic antiferromagnet free layer and perpendicular to plane polarizer, *J. Appl. Phys.*, v. 113, no. 11, (2013).
- 52.S. Yakata, H. Kubota, T. Sugano, T. Seki, K. Yakushiji, A. Fukushima, S. Yuasa, and K. Ando, Thermal stability and spin-transfer switchings in MgO-based magnetic tunnel junctions with ferromagnetically and antiferromagnetically coupled synthetic free layers, *Appl. Phys. Lett.*, v. 95, no. 24, (2009).
- 53.N. D. Rizzo, D. Houssameddine, J. Janesky, R. Whig, F. B. Mancoff, M. L. Schneider, M. DeHerrera, J. J. Sun, K. Nagel, S. Deshpande, H.-J. Chia, S. M. Alam, T. Andre, S. Aggarwal, and J. M. Slaughter, A fully functional 64 Mb DDR3 ST-MRAM built on 90 nm CMOS Technology, *IEEE Trans. Magn.*, v. 49, no. 7, p. 4441-4446, (2013).
- 54.J.-V. Kim, T. Devolder, C. Chappert, C. Maufroid, and R. Fournel, Precession-dominated switching of synthetic antiferromagnets, *Appl. Phys. Lett.*, v. 85, no. 18, p. 4094, (2004).
- 55.D. T. Margulies, A. Berger, A. Moser, M. E. Schabes, and E. E. Fullerton, The energy barriers in antiferromagnetically coupled media, *Appl. Phys. Lett.*, v. 82, pp. 3701-3703, (2003).
- 56.S. S. Cherepov, V. Korenivski, and D. C. Worledge, Resonant Switching of Two Dipole-Coupled Nanomagnets, *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 46, no. 6, p. 2112, (2010).
- 57.S. Li, Q. Li, J. Xu, S. Yan, G.-X. Miao, S. Kang, Y. Dai, J. Jiao, and Y. Lü, Advanced Functional Materials, Tunable Optical Mode Ferromagnetic Resonance in FeCoB/Ru/FeCoB Synthetic Antiferromagnetic Trilayers under Uniaxial Magnetic Anisotropy, v. 26, no. 21, pp. 3738-3744, (2016).
- 58.D. Cimpoesu, A. Stancu, and L. Spinu, Dynamic and temperature effects in toggle magnetic random access memory, *J. Appl. Phys.*, v. 102, no. 1, (2007).
- 59.S. Wang, H. Fujiwara, J. Dou, Z. Li, and Y. Huai, Dynamic Simulation of Toggle Mode MRAM Operating Field Margin, *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 43, no. 6, p. 2337, (2007).

60. B. N. Engel, J. Akerman, B. Butcher, R. W. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, G. Grynkewich, J. Janesky, S. V. Pietambaram, N. D. Rizzo, J. M. Slaughter, K. Smith, J. J. Sun, and S. Tehrani, A 4-Mb toggle MRAM based on a novel bit and switching method, *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 41, no. 1, p. 132, (2005).
61. H. W. Schumacher, C. Chappert, P. Crozat, R. C. Sousa, P. P. Freitas, J. Miltat, J. Fassbender, and B. Hillebrands, Phase Coherent Precessional Magnetization Reversal in Microscopic Spin Valve Elements, *Phys. Rev. Lett.*, v. 90, (2003).
62. S. Bhattacharjee, A. Bergman, A. Taroni, J. Hellsvik, B. Sanyal, and O. Eriksson, Theoretical Analysis of Inertia-like Switching in Magnets: Applications to a Synthetic Antiferromagnet, *Phys. Rev. X*, v. 2, no. 1, (2012).
63. H. T. Nembach, P. Martín Pimentel, S. J. Hermsdoerfer, B. Leven, B. Hillebrands, and S. O. Demokritov, Microwave assisted switching in a $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ellipsoid, *Appl. Phys. Letters*, v. 90, no. 6, (2007).
64. M. Carpentieri, M. Ricci, P. Burrascano, L. Torres, and G. Finocchio, Wideband microwave signal to trigger fast switching processes in magnetic tunnel junctions, *J. Appl. Phys.*, v. 111, no. 7, (2012).
65. H. Suto, T. Nagasawa, K. Kudo, K. Mizushima, and R. Sato, Microwave-assisted switching of a single perpendicular magnetic tunnel junction nanodot, *Applied Physics Express*, v. 8, no. 2, (2015).
66. H. T. Nembach, H. Bauer, J. M. Shaw, M. L. Schneider, and T. J. Silva, Microwave assisted magnetization reversal in single domain nanoelements, *Applied Physics Letters* v. 95, no. 6, (2009).
67. S.-Y. Wang and H. Fujiwara, Orthogonal shape/intrinsic anisotropy toggle-mode magnetoresistance random access memory, *J. Appl. Phys.*, v. 98, no. 2, (2005).
68. Y. Fukumoto, T. Suzuki, and S. Tahara, Low writing field with large writing margin in toggle magnetic random access memories using synthetic antiferromagnet ferromagnetically coupled with soft magnetic layers, *Appl. Phys. Letters*, v. 89, no. 6, (2006).
69. Y. Fukumoto, R. Nebashi, T. Mukai, K. Tsuji, and T. Suzuki, Toggle magnetic random access memory cells scalable to a capacity of over 100 megabits, *J. Appl. Phys.*, v. 103, no. 1, (2008).
70. T. Taniguchi, Y. Utsumi, and H. Imamura, Thermally activated switching rate of a nanomagnet in the presence of spin torque, *Phys. Rev. B*, v. 88, (2013).
71. J. Shen, M. Shi, T. Tanaka, and K. Matsuyama, Numerical analysis of thermally assisted spin-transfer torque magnetization reversal in synthetic ferrimagnetic free layers, *J. Appl. Phys.*, v. 117, no. 17, (2015).

72. I. L. Prejbeanu, W. Kula, K. Ounadjela, R. C. Sousa, O. Redon, B. Dieny, and J. P. Nozieres, Thermally assisted switching in exchange-biased storage layer magnetic tunnel junctions, *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 40, no. 4, (2004).
73. V. Korenivski and D. C. Worledge, Thermally activated switching in spin-flop tunnel junctions, *Appl. Phys. Letters*, v. 86, no. 25, (2005).
74. Ziyu Wei, A. V. Paschenko, N. A. Liedienov, I. V. Zatovsky, D. S. Butenko, Quanjun Li, I. V. Fesych, V. A. Turchenko, E. E. Zubov, P. Yu. Polynchuk, V. G. Pogrebnyak, V. M. Poroshin, and G. G. Levchenko, Multifunctionality of lanthanum-strontium manganite nanopowder, *Phys. Chem. Chem. Phys.*, v. 22, no. 21, pp. 11817-11828, (2020).
75. Rhodri Mansell, Tarun Vemulkar, Dorothée C.M.C. Petit, Yu Cheng, Jason Murphy, Maciej S. Lesniak and Russell P. Cowburn, Magnetic particles with perpendicular anisotropy for mechanical cancer cell destruction, *Scientific reports*, v.7, (2017).
76. Y. I. Dzhezherya, K. O. Demishev, and V. N. Korenivskii, Kapitza problem for the magnetic moments of synthetic antiferromagnetic systems, *JETP*, v. 115, pp. 284-288, (2012).
77. Y. I. Dzhezherya, V. P. Yurchuk, K. O. Demishev, and V. N. Korenivskii, Remagnetization of synthetic antiferromagnetic cells by a magnetic field pulse, *JETP*, v. 117, pp. 1059-1065, (2013).
78. S. S. Cherepov, V. Korenivski, and D. C. Worledge, Resonant switching of two dipole-coupled nanomagnets, *IEEE Trans. Magn.*, v. 46, no. 6, pp. 2112-2115, (2010).
79. S. S. Cherepov, B. C. Koop, Y. I. Dzhezherya, D. C. Worledge, and V. Korenivski, Resonant activation of a synthetic antiferromagnet, *Phys. Rev. Lett.*, v. 107, no. 7, (2011).
80. B. C. Koop, Y. I. Dzhezherya, K. Demishev, V. Yurchuk, D. C. Worledge, and V. Korenivski, Demonstration of bi-directional microwave-assisted magnetic reversal in synthetic ferrimagnets, *Appl. Phys. Lett.*, v. 103, no. 14, (2013).
81. A. F. Kravets, Y. I. Dzhezherya, A. I. Tovstolytkin, I. M. Kozak, A. Gryshchuk, Y. O. Savina, V. A. Pashchenko, S. L. Gnatchenko, B. Koop, and V. Korenivski, Synthetic ferrimagnets with thermomagnet switching, *Phys. Rev. B*, v. 90, (2014).
82. A. F. Kravets, A. I. Tovstolytkin, Y. I. Dzhezherya, D. M. Polishchuk, I. M. Kozak, and V. Korenivski, Spin dynamics in a Curie switch, *J. Phys.: Condens. Matter*, v. 27, no. 44, (2015).
83. A. F. Kravets, D. M. Polishchuk, Y. I. Dzhezherya, A. I. Tovstolytkin, V. O. Golub, and V. Korenivski, Anisotropic magnetization relaxation in ferromagnetic

- multilayers with variable exchange interlayer coupling, *Phys. Rev. B*, v. 94, no. 6, (2016).
84. A. Konovalenko, E. Lindgren, S. S. Cherepov, V. Korenivski, and D. C. Worledge, Spin dynamics of two-coupled nanomagnets in spin-flop tunnel junctions, *Phys. Rev. B*, v. 80, (2009).
85. Y. I. Gorobets, Y. I. Dzhezherya, and A. F. Kravets, Remagnetization of ferromagnetic granules by field of circularly-polarized electromagnetic waves, *Metallofiz. Nov. Tekhn.* v. 25, no. 1, pp. 27-36, (2003).
86. Yu. I. Dzhezherya, V. M. Kalita, P. Yu. Polynchuk, A. F. Kravets, V. Korenivski, S. P. Kruchinin, and S. Bellucci, Fast barrier-free switching in synthetic antiferromagnets, arxiv preprint arXiv:2110.02138, (2021).
87. A. V. Kimel, B. A. Ivanov, R. V. Pisarev, P. A. Usachev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, Inertia-driven spin switching in antiferromagnets, *Nat. Phys.*, v. 5, pp. 727-731, (2009).
88. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of continuous media*, Pergamon, Oxford and New York, (1984).
89. D. C. Worledge, Theory of spin-torque switching current for the double magnetic tunnel junction, *IEEE Magn. Lett.*, v. 8, pp. 1-5, (2017).
90. G. Hu, J. H. Lee, J. J. Nowak, J. Z. Sun, J. Harms, A. Annunziata, S. Brown, W. Chen, Y. H. Kim, G. Lauer, L. Liu, N. Marchack, S. Murthy, E. J. O'Sullivan, J. H. Park, M. Reuter, R. P. Robertazzi, P. L. Trouilloud, Y. Zhu, and D. C. Worledge, STT-MRAM with double magnetic tunnel junctions, *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, pp. 26.3.1-26.3.4, (2015).
91. L. P. Pitaevskii, Electric forces in a transparent dispersive media, *Sov. Phys. JETP*, v. 12, no. 5, pp. 1008-1013, (1961).
92. О.І. Товстолиткін, М.О. Боровий, В.В. Курилюк, Ю.А. Куницький, *Фізичні основи спітроніки*, Вінниця: Нілан-ЛТД, (2014).
93. J. Glorrier, V. Cros, A. Hamzic, J. M. George, H. Jaffres, A. Fert, G. Faini, J. Ben Youssef, H. Legall, Spin-polarized current induced switching in Co/Cu/Co pillars, *Appl. Phys. Letters*, v. 78, pp. 3663-3665, (2001).
94. N. D. Rizzo, D. Houssameddine, J. Janesky, R. Whig, F. B. Mancoff, M. L. Schneider, M. DeHerrera, J. J. Sun, K. Nagel, S. Deshpande, H. J. Chia, S. M. Alam, T. Andre, S. Aggarwal, and J. M. Slaughter, A fully functional 64 Mb DDR3 ST-MRAM built on 90 nm CMOS Technology, *IEEE Trans. Magn.*, v. 49, no. 7, pp. 4441-4446, (2013).
95. J. M. Slaughter, N. D. Rizzo, J. Janesky, R. Whig, F. B. Mancoff, D. Houssameddine, J. J. Sun, S. Aggarwal, K. Nagel, S. Deshpande, S. M. Alam, T.

- Andre, and P. LoPresti, High density ST-MRAM technology, IEDM, pp. 29.3.1-29.3.4, (2012).
96. M. Hosomi, H. Yamagishi, T. Yamamoto, K. Bessho, Y. Higo, K. Yamane, H. Yamada, M. Shoji, H. Hachino, C. Fukumoto, H. Nagao, and H. Kano, A novel non-volatile memory with spin torque transfer magnetization switching: spin-RAM, IEEE International Electron Devices Meeting, pp. 459-462, (2005).
97. T. Kawahara, R. Takemura, K. Miura, J. Hayakawa, S. Ikeda, Y. Lee, R. Sasaki, Y. Goto, K. Ito, T. Meguro, F. Matsukura, H. Takahashi, H. Matsuoka, and H. Ohno, 2Mb spin-transfer torque RAM (SPRAM) with bit-by-bit bidirectional current write and parallelizing-direction current read, IEEE International Solid-State Circuits Conference. Digest of Technical Papers, pp. 480-617, (2007).
98. C. Chappert, A. Fert, and F. N. Van Dau, The emergence of spin electronics in data storage, *Nature Materials*, v. 6, no. 11, pp. 813-823, (2007).
99. J. Slonczewski, Theory of spin-polarized current and spin-transfer torque in magnetic multilayers, *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*, (2007).
100. D. C. Worledge, Theory of spin torque switching current for the double magnetic tunnel junction, *IEEE Magnetics Letters*, v. 8, pp. 1-5, (2017).

ДОДАТОК А. Список публікацій за темою дисертації.

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

1. Yu. I. Dzhezherya, P. Yu. Polynchuk, I. V. Gerasimchuk, S. P. Kruchinin, V. M. Kalita and V. Korenivski, Control of the Memory Cell Magnetization by a Combined Pulse of Local Magnetic Fields, *Modern Physics Letters B*, V. 38, 2440001 (2024). <https://doi.org/10.1142/S0217984924400013>. (Q3)
2. Y. Dzhezherya, P. Polynchuk, A. Kravets and V. Korenivski, Ultrafast inertia-free switching of double magnetic tunnel junctions, *IEEE Transactions on Magnetism*, V. 60, 4400106 (2024). doi: 10.1109/TMAG.2024.3380467. (Q2)
3. Yu. Dzhezherya, V. Kalita, P. Polynchuk, A. Kravets, V. Korenivski, S. Kruchinin, S. Bellucci, Fast barrier-free switching in synthetic antiferromagnets, препринт ArXiv arXiv:2110.02138 [cond-mat.mes-hall] <http://arxiv.org/abs/2110.02138>. (прийнято до друку у Scientific Reports)

Публікації, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

4. Liedienov N. A., Polynchuk P. Yu., Pashchenko A. V., Dzhezherya Yu. I., Levchenko G. G. / Structural and magnetic properties of lanthanum-strontium manganite nanopowder // Abstract Book of the International research and practice conference “Nanotechnology and Nanomaterials” (NANO-2022, Lviv). – August 25-27, 2022. – P. 46.
5. Dzhezherya Yu. I., Kravets A. F., Kalita V. M., Polynchuk P. Yu., Korenivski V. / Magnetisation switching of a synthetic antiferromagnet by a magnetic field pulse // Abstract Book of the International research and practice conference “Nanotechnology and Nanomaterials” (NANO-2023, Bukovel). – August 16-19, 2023. – P. 33.
6. Джежеря Ю. І., Полинчук П. Ю., Герасимчук І. В., Кравець А. Ф. / Керування намагніченістю комірки пам'яті комбінованими імпульсами локальних магнітних полів // Тези доповідей IV конференції молодих вчених

“Сучасне матеріалознавство. Матеріали та технології” (СММТ-2023, Київ). – Жовтень 5-6, 2023. – С. 8.

7. Dzhezherya Yu., Polynchuk P., Kravets A. and Korenivski V. / Ultrafast inertia-free switching of double magnetic tunnel junctions // Proceedings of the XI-th International Conference “Topical problems of semiconductors physics”. – May 27-31, 2024. – P. 19.

Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації:

8. Ziyu Wei, A. V. Pashchenko, N. A. Liedienov, I. V. Zatovsky, D. S. Butenko, Qianjun Li, I. V. Fesych, V. A. Turchenko, E. E. Zubov, P. Yu. Polynchuk, V. G. Pogrebnyak, V. M. Poroshin and G. G. Levchenko, Multifunctionality of Lanthanum-Strontium Manganite Nanopowder, Physical Chemistry Chemical Physics, V. 21, P. 11817-11828 (2020). <https://doi.org/10.1039/d0cp01426e>. (Q1)

ДОДАТОК Б. Умови для отримання АП-конфігурації у площині САФ

Розглянемо систему рівнянь (2.7):

$$\begin{aligned} -\frac{d\chi}{dt} + \left[\omega_0(1 - \beta + 2A\sin^2\chi) + \alpha_G \frac{d}{dt} \right] l_z &= 0 \\ \frac{dl_z}{dt} + \alpha_G \frac{d\chi}{dt} - \omega_0[A + \bar{\gamma} - (N_y - N_x)\cos 2\Phi] \sin\chi \cos\chi &= 0 \end{aligned} \quad (\text{Б.1})$$

Враховуючи умову (2.1) та результати (2.12) і (2.14), неважко показати, що $\bar{\gamma} \approx \frac{N_y + N_x}{2} \gg N_y - N_x$.

Ця обставина дозволяє без суттєвої втрати точності, виключити залежність коефіцієнтів у рівняннях від кута Φ і представити систему (Б.1) у спрощеному вигляді:

$$\begin{aligned} -\frac{d\chi}{dt} + \left[\omega_0(1 - \beta + 2A\sin^2\chi) + \alpha_G \frac{d}{dt} \right] l_z &= 0 \\ \frac{dl_z}{dt} + \alpha_G \frac{d\chi}{dt} - \omega_0(A + \bar{\gamma}) \sin\chi \cos\chi &= 0 \end{aligned} \quad (\text{Б.2})$$

Як зазначалося в основному тексті, ця система може мати два типи стаціонарних розв'язків ($l_z = 0; \chi = \pi, 0$) та ($l_z = 0; \chi = \pm \pi/2$). З них розв'язок першого типу, χ_1 , відповідає феромагнітному впорядкуванню комірки САФ. Для визначення умов стійкості цієї конфігурації лінеаризуємо систему рівнянь (Б.2) в околі $\chi_1 = \pi, 0$ і зведемо пару рівнянь першого порядку до одного еквівалентного рівняння другого порядку:

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + 2\lambda_{FM} \frac{d}{dt} + \Omega_{FM}^2 \right) \begin{pmatrix} \delta\chi \\ l_z \end{pmatrix} = 0, \quad (\text{Б.3})$$

де $\delta\chi = \chi - \chi_1$; $2\lambda_{FM} = \alpha_G \omega_0(1 - \beta - A - \bar{\gamma})$; $\Omega_{FM}^2 = -\omega_0^2(1 - \beta)(A + \bar{\gamma})$. Під час запису (Б.3), як і в основному тексті, ми знехтували членами, пропорційними α_G^2 .

Рівняння (Б.3) описує динаміку малих збурень намагніченості, $\delta\chi, l_z$, в околі основного стану ($l_z = 0; \chi_1 = \pi, 0$). Для того, щоб ця конфігурація була стабільною, малі збурення мають бути ослаблені. Нехтуючи членами, пропорційними α_G^2 ,

необхідно і достатньо, щоб $\lambda_{FM} > 0$, $\Omega_{FM}^2 > 0$. Ця умова еквівалентна двом нерівностям, які представляють собою фізичні параметри задачі:

$$1 - \beta > 0; \quad A < -\bar{\gamma} \quad (\text{Б.4})$$

Таким чином, феромагнітне впорядкування в площині САФ можливе лише за наявності додаткової, достатньо сильної феромагнітної міжшарової обмінної взаємодії, і тільки якщо поле перпендикулярної анізотропії не перевищує порога $H_a < 4\pi M_s$.

Визначено параметри системи, які допускають існування стійкого антиферомагнітного впорядкування (АП стан у площині), ($l_z = 0$; $\chi_2 = \pm \pi/2$), використовуючи ту ж саму схему, що й раніше, а саме шляхом лінеаризації системи (2.7) в околі цієї АП-конфігурації. Одержимо

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + 2\lambda_{AFM} \frac{d}{dt} + \Omega_P^2 \right) \begin{pmatrix} \delta\chi \\ l_z \end{pmatrix} = 0, \quad (\text{Б.5})$$

де $2\lambda_{AFM} = \alpha_G \omega_0 (1 - \beta + 3A + \bar{\gamma})$; $\Omega_P^2 = \omega_0^2 (1 - \beta + 2A)(A + \bar{\gamma})$. У літературі параметр Ω_P відомий як частота резонансу САФ оптичного типу [82, 73, 74-75].

Умова стійкості антиферомагнітного стану в площині САФ має вигляд: $\lambda_{AFM} > 0$; $\Omega_P^2 > 0$, що еквівалентно

$$1 + 2A - \beta > 0, \quad A + \bar{\gamma} > 0. \quad (\text{Б.6})$$

Звідси випливає, що антиферомагнітна конфігурація у площині САФ не потребує наявності додаткових механізмів взаємодії і може бути реалізована при $A = 0$ на основі диполь-дипольного зв'язку, який завжди присутній у структурі САФ.

ДОДАТОК В. Стабільність магнітного стану у САФ

Стабільність магнітних станів САФ можна оцінити за значенням критичної температури, при якій випадкові теплові флуктуації намагніченості здатні переключити антиферромагнітну пару САФ через потенціальний бар'єр і таким чином змінити знак антиферромагнітного вектора в площині САФ.

Використаємо вираз для потенціальної енергії в кутових змінних (2.5), припускаючи, що виконуються умови антиферромагнітного впорядкування $1 + 2A - \beta > 0$, $A + \bar{\gamma} > 0$ та $\chi = \pi/2$; $l_z = 0$:

$$U = 4\pi M_s^2 V \left\{ -(A + \bar{\gamma}) + \frac{\cos 2\Phi}{2} (N_y - N_x - \gamma_y + \gamma_x) + m_z^2 (1 - \beta + 2A) - 2m_z h \right\}. \quad (\text{B.1})$$

На рис. В.1 схематично показано залежність потенціальної енергії U від кута Φ . Як зазначено в основному тексті, кут Φ описує синхронний (синфазний) рух пари магнітних моментів, який інтерпретується як коливання "акустичного типу" і може розглядатися як "м'який режим", оскільки потенціальний бар'єр для переходу з одного основного стану, $\Phi_1 = \pi/2$, до іншого, $\Phi_2 = 3\pi/2$, є відносно низьким:

$$\Delta U = 4\pi M_s^2 V (N_y - N_x - \gamma_y + \gamma_x) = 4\pi^2 M_s^2 L^2 \left(L + \frac{3d}{2} \right) \frac{a-b}{a+b}. \quad (\text{B.2})$$

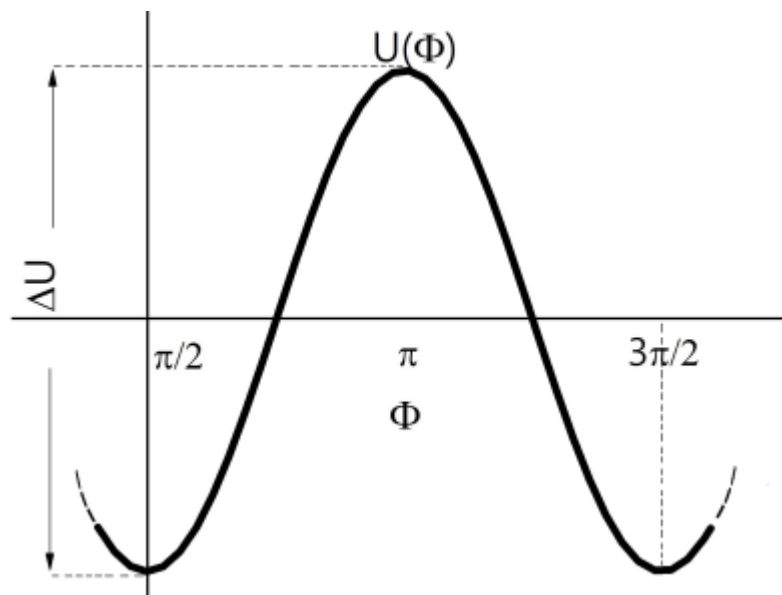


Рис. В.1 Схема залежності потенціальної енергії САФ U від кута Φ .

Можна оцінити критичну температуру T_C , при якій теплові флуктуації здатні змінювати магнітний стан САФ: $T_C \approx \Delta U/k_B$, де $k_B = 1.38 \cdot 10^{-16}$ ерг/К – стала Больцмана.

Приймаючи характерні параметри комірки САФ як $L = 5 \cdot 10^{-7}$ см, $d = 2 \cdot 10^{-7}$ см, $a = 3 \cdot 10^{-6}$ см, $a - b = 0.1$ а, $M_S = 500$ Гс (нікель), отримуємо $T_C \approx 540$ К. Це означає, що, незважаючи на відносно невеликий потенційний бар'єр, магнітні стани САФ-комірки мають високу стійкість до теплового збудження. Цей факт пояснюється великим ефективним "макроспіном" магнітних частинок, що входять до складу САФ. При оцінці стійкості до термічного впливу САФ на основі нікелю (M_S) розглядається як низька межа потенційного бар'єру; широко використовувані феромагнетики з вищим вмістом M_S , такі як пермалой або $CoFeB$, мали б вищу термічну стабільність.