НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ

**«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»**

Фізико-математичний факультет
Кафедра загальної фізики та моделювання фізичних процесів

«На правах рукопису»
УДК 537.6

«До захисту допущено»

Завідувач кафедри
Віталій КОТОВСЬКИЙ
(підпис) (ім'я, прізвище)
“___” _____20 21р.

Магістерська дисертація

зі спеціальності 104 – фізика та астрономія

Освітньо – професійна програма «Комп’ютерне моделювання фізичних процесів»

на тему: "Термоіндукований антиферомагнітний обмін в магнітній багатошаровій плівці "

Виконав (-ла): студент (-ка) другого (магістерського) рівня вищої освіти, групи ОФ-01мп
(шифр групи)

Козлов Олексій Анатолійович
(ПІБ) (підпис)

Науковий керівник д.ф.-м.н, професор Решетняк С.О.
(посада, науковий ступінь, вчене звання, ПІБ) (підпис)

Консультант II, IV к.ф.-м.н. Скирта Ю.Б
(назва розділу) (науковий ступінь, вчене звання, , ПІБ) (підпис)

Рецензент _____
(посада, науковий ступінь, вчене звання, ПІБ) (підпис)

Засвідчую, що у цій магістерській дисертації немає запозичень з праць інших авторів без відповідних посилань.
Студент _____
(підпис)

Київ – 20 21року

АНОТАЦІЯ

ДО МАГІСТЕРСЬКОЇ ДИСЕРТАЦІЇ

СТУДЕНТА ФМФ, другого (магістерського) рівня вищої освіти, гр. ОФ-01мп

Козлова Олексія Анатолійовича

(ПІБ)

На тему "Термоіндукований антиферомагнітний обмін в магнітній багатошаровій плівці "

Науковий керівник д.ф.-м.н, професор Решетняк Сергій Олександрович

(науковий ступінь, вчене звання, посада, ПІБ)

Актуальність теми можливість переходу між феромагнітним та антиферомагнітним станом в магнітних багатошарових плівках за рахунок невеликої зміни температури може призвести до появи нових типів спінових-термоелектроних приладів (наприклад нових видів пам'яті)

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами кафедри НДР № 2110-ф «Взаємодія спінових хвиль та спін-поляризованого струму з магнітними неоднорідностями в наноструктурованих феромагнітних матеріалах»

Об'єкт дослідження магнітні багатошарові плівки, що мають наступну структуру $Fe(2)/Cr(0.4)/Fe_{15}Cr_{85}(0.7)/Cr(0.4)/Fe(2)$ та $Fe(2)/Cr(0.4)/Fe_{10}Cr_{90}(0.7)/Cr(0.4)/Fe(2)$

Предмет дослідження різкий термоіндукований перехід від феромагнетика в антиферомагнетик

Мета роботи отримання залежностей електричного опору та магнітного моменту зразка від температури в області переходу від феромагнітного стану в антиферомагнітний

Методи дослідження метод ван дер Пау

Відомості про обсяг звіту, кількість ілюстрацій, таблиць, додатків і літературних найменувань за переліком використаних використаної літератури – 134, сторінок: – 118, рисунків – 37, таблиць – 1

Мета індивідуального завдання, використані методи та отримані результати Було створено установку на основі елментів Пельтьє, яка дозволяє контролювати нагрів зразка та знімати залежность електричного опору від температури плоских зразків. Проведені тестові виміри залежностей, електричного опору і магнітної проникності від температури в монокристалі $Ni_{50.9}Mn_{29.43}Ga_{19.67}$ в області мартенситного фазового переходу. Потім в установці замінили контакти на притискні, щоб не пошкоджувати поверхню плівки. Але такі контакти дають більше шумів

Висновок створену установку можна буде модифікувати для досліджень багатошарових магнітних плівок

Перелік ключових слів Магнітні багатошарові плівки, антиферомагнетик

Підпис керівника _____

SUMMARY

TO THE REPORT TO SCIENTIFIC AND RESEARCHING PRACTICE

STUDENT OF FMF, 2 COURSE OF THE MASTER LEVEL, GR. OF-01mp

Oleksii Kozlov

(FULL NAME)

On the topic "Thermally induced antiferromagnetic exchange in magnetic multilayers"

Scientific supervisor Dr. Sc. (Phys.-Math.), Professor Serhiy Reshetniak

(scientific degree, academic status, position, FULL NAME)

Topicality sharp ferromagnetic to antiferromagnetic transitions appear quite sufficient functionally to be interesting for applications in thermally assisted spintronic devices, such as memory

Relationship of work with scientific programs, plans, themes cathedra Research work № 2110-ф «Interaction of spin waves and spin-polarized current with magnetic inhomogeneities in nanostructured ferromagnetic materials»

Object of research magnetic multilayers: $\mathrm{Fe}(2)/\mathrm{Cr}(0.4)/\mathrm{Fe}_{15}\mathrm{Cr}_{85}(0.7)/\mathrm{Cr}(0.4)/\mathrm{Fe}(2)$ та $\mathrm{Fe}(2)/\mathrm{Cr}(0.4)/\mathrm{Fe}_{10}\mathrm{Cr}_{90}(0.7)/\mathrm{Cr}(0.4)/\mathrm{Fe}(2)$

Subject of research sharp thermally induced switching between ferromagnetic and antiferromagnetic RKKY(Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) exchange in a spin-valve with the spacer incorporating a thin diluted ferromagnetic layer as the core

Purpose of work the temperature dependences of electrical resistance and magnetic permeability l in the area of sharp thermally induced switching between ferromagnetic and antiferromagnetic

Research methods Van der Pauw Method

Information about the volume of the report, the number of illustrations, tables, applications and literary names in the list of used ones used literature – 134, pages: – 118, pictures – 37, tables – 1

The purpose of the individual task, the methods used and the results obtained An experimental setup based on Peltier elements has been created, which allows to control the heating of the sample and to obtain the dependence of the electrical resistance on the temperature of the flat samples. Test measurements of the dependences, electrical resistance and magnetic permeability on temperature in the $Ni_{50.9}Mn_{29.43}Ga_{19.67}$ single crystal in the area of the martensitic phase transition have been carried out

Conclusion the created experimental setup can be further modified for the purpose of the research of magnetic multilayers

Keyword list Magnetic multilayer, antiferromagnetism

Signature of the head _____

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут
імені Ігоря Сікорського»

Інститут/факультет фізико-математичний
(повна назва)

Кафедра загальної фізики та моделювання фізичних процесів
(повна назва)

Рівень вищої освіти – другий (магістерський) за освітньо-професійною програмою «Комп'ютерне моделювання фізичних процесів»

Спеціальність 104 – фізика та астрономія

ЗАТВЕРДЖУЮ
Завідувач кафедри
_____ Віталій КОТОВСЬКИЙ
(підпис) (ім'я, прізвище)
«___»_____20___р.

ЗАВДАННЯ
на магістерську дисертацію студенту

Козлову Олексію Анатолійовичу
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема дисертації "Термоіндукований антиферомагнітний обмін в магнітній багатошаровій плівці "

Науковий керівник дисертації д.ф.-м.н, професор Решетняк С.О.
(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання),

затверджені наказом по університету від «16» листопада 2021 р. №37957-с

2. Строк подання студентом дисертації 14.12.2021

3. Об'єкт дослідження Термоіндуканий антиферомагнітний обмін в магнітних багатошарових плівках

4. Предмет дослідження багатошарові структури Fe/Cr/FeCr/Cr/Fe

5. Перелік завдань, які потрібно розробити Дослідити магнітні властивості зазначених структур, розроботи установку для вимірювання транспортних характеристик зразків.

6. Перелік графічного (ілюстративного) матеріалу графіки магнітометрії зразків при кімнатній та при зниженій температурі

7. Орієнтовний перелік публікацій Козлов О.А., Скирта Ю.Б., Решетняк С.О. До історії термоелектрики / Збірник праць XIX Міжнародної молодіжної науково-практичної конференції «Історія розвитку науки, техніки та освіти» за темою «Фізика та формування нової світової реальності». – Київ, 15 квітня 2021 р. – С.79-81.

8. Консультанти розділів дисертації*

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв
II, IV	Скирта Юрій Борисович, науковий співробітник Інституту магнетизму		

9. Дата видачі завдання 01.09.21

Календарний план

№ з/п	Назва етапів виконання магістерської дисертації	Строк виконання етапів магістерської дисертації	Примітка
1	Проходження інструктажу з техніки безпеки та охорони праці	01.09.21	
2	Ознайомлення з місцем роботи	03.09.21	
3	Вивчення літературних джерел,складання огляду літератури	03.06.21-09.07.21	
4	Пошук і добір фактичних матеріалів, їх групування	10.07.21-07.09.21	
5	Наукові дослідження за темою МД	01.09.21-20.10.21	
6	Аналіз отриманих результатів	20.10.21-27.10.21	
7	Підготовка розділів МД на основі	28.10.21-15.11.21	

	отриманих даних по темі МД		
8	Підготовка звіту з МД та оформлення презентацій до захисту	15.11.21-29.11.21	
9	Надання роботи на перевірку керівнику МД	29.11.21	
10	Отримання відгуку від керівника МД	01.12.21	
11	Перевірка МД на плагіат	01.12.21	
12	Формування плану публікацій по темі МД або документів по впровадженню (лист з підприємства або подання проекту впровадження в «КПІ ім. Ігоря Сікорського»)	01.12.21	
13	Подання МД на рецензію	05.12.21	
14	Здача МД на нормо-контроль (додержання вимог до оформлення МД)	10.12.21	
15	Попередній захист МД	06.12.21	
16	Виправлення матеріалу МД згідно з зауваженнями комісії на попередньому захисті	06.12.21-14.12.21	
17	Здача МД (друкований та електронний варіанти),Відгуку та Рецензії на кафедру загальної фізики та МФП	14.12.21	
18	Відправка анотації МД на сайт кафедри загальної фізики та МФП	13.12.21	
19	Остаточний захист МД	20.12	
20	Відправка матеріалів МД у бібліотеку «КПІ ім. Ігоря Сікорського» та сайт кафедри загальної фізики та ФТТ	14.12.21	

Студент _____ _____
(підпис) (ініціали, прізвище)

Науковий керівник дисертації _____ _____

РЕФЕРАТ

Актуальність теми *можливість переходу між феромагнітним та антиферомагнітним станом в магнітних багатошарових плівках за рахунок невеликої зміни температури може призвести до появи нових типів спінових-термоелектроних приладів (наприклад нових видів пам'яті)*

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами *НДР № 2110-ф «Взаємодія спінових хвиль та спін-поляризованого струму з магнітними неоднорідностями в наноструктурованих феромагнітних матеріалах»*

Об'єкт дослідження *магнітні багатошарові плівки, що мають наступну структуру* $Fe(2)/Cr(0.4)/Fe_{15}Cr_{85}(0.7)/Cr(0.4)/Fe(2)$ *та* $Fe(2)/Cr(0.4)/Fe_{10}Cr_{90}(0.7)/Cr(0.4)/Fe(2)$

Предмет дослідження *різкий термоіндукований перехід від феромагнетика в антиферомагнетик*

Мета роботи *отримання залежностей електричного опору та магнітного моменту зразка від температури в області переходу від феромагнітного стану в антиферомагнітний*

Методи дослідження *метод ван дер Пау*

Задачі дослідження *дослідити магнітні властивості вищезазначених структур, розробити установку для вимірювання транспортних характеристик зразків*

Наукова новизна одержаних результатів *Особливістю роботи стало дослідження магнітних характеристик подібних структур, але такого складу, який дозволяє досягати переходів «феромагнетик – антиферомагнетик» навіть при незмінному зовнішньому магнітному полі, а лише за рахунок зміни температури, причому склад мультишарової структури можна підібрати так, що відповідні переходи спостерігатимуться при температурах порядку кімнатної.*

Практичне значення одержаних результатів *створену установку можна буде модифікувати для досліджень багатошарових магнітних плівок*

Апробація результатів дисертації *Було створено установку на основі елментів Пельтьє, яка дозволяє контролювати нагрів зразка та знімати залежность електричного опору від температури плоских зразків. Проведені тестові виміри залежностей, електричного опору і магнітної проникності від температури в монокристалі* $Ni_{50.9}Mn_{29.43}Ga_{19.67}$ *в області мартенситного фазового переходу. Потім в установці замінили контакти на притискні, щоб не пошкоджувати поверхню плівки. Але такі контакти дають більше шумів*

Публікації автора МД *Козлов О.А., Скирта Ю.Б., Решетняк С.О. До історії термоелектрики / Збірник праць XIX Міжнародної молодіжної науково-практичної конференції «Історія розвитку науки, техніки та освіти» за темою «Фізика та формування нової світової реальності». – Київ, 15 квітня 2021 р. – С.79-81.*

Ключові слова *Магнітні багатошарові плівки, антиферомагнетик*

В роботі наведено: використаної літератури – 134, сторінок: – 118, рисунків – 37, таблиць – 1.

ABSTRACT

Actuality of theme *sharp ferromagnetic to antiferromagnetic transitions appear quite sufficient functionally to be interesting for applications in thermally assisted spintronic devices, such as memory*

Relationship of work with scientific programs, plans, themes *Research work № 2110-ф «Interaction of spin waves and spin-polarized current with magnetic inhomogeneities in nanostructured ferromagnetic materials»*

Object of research *magnetic multilayers:* $Fe(2)/Cr(0.4)/Fe_{15}Cr_{85}(0.7)/Cr(0.4)/Fe(2)$ *ma* $Fe(2)/Cr(0.4)/Fe_{10}Cr_{90}(0.7)/Cr(0.4)/Fe(2)$

Subject of research *sharp thermally induced switching between ferromagnetic and antiferromagnetic RKKY(Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) exchange in a spin-valve with the spacer incorporating a thin diluted ferromagnetic layer as the core*

Purpose of work *the temperature dependences of electrical resistance and magnetic permeability l in the area of sharp thermally induced switching between ferromagnetic and antiferromagnetic*

Research methods *Van der Pauw Method*

Tasks of research *to study the magnetic properties of the abovementioned structures, to establish a setup for measuring the transport characteristics of samples*

Scientific novelty of the results *The peculiarity of the work is the study of the magnetic characteristics of such structures, but of such a composition that allows to achieve transitions "ferromagnet - antiferromagnet" even with constant external magnetic field, only by means of the temperature change, with the composition of the multilayer structure being selected in such a way that such transitions can be observed at room temperature.*

The practical significance of the results *the created experimental setup can be further modified for the purpose of the research of magnetic multilayers*

Approbation of the results of the dissertation *An experimental setup based on Peltier elements has been created, which allows to control the heating of the sample and to obtain the dependence of the electrical resistance on the temperature of the flat samples. Test measurements of the dependences, electrical resistance and magnetic permeability on temperature in the* $Ni_{50.9}Mn_{29.43}Ga_{19.67}$ *single crystal in the area of the martensitic phase transition have been carried out*

Publications *O. Kozlov, Y. Skyrta., S. Reshetniak. To the history of thermoelectricity / Proceedings of the XIX International Youth Scientific and Practical Conference "History of Science, Technology and Education" on "Physics and the formation of a new world reality." – Kyiv, April 15th, 2021 - P.79-81.*

Keywords *Magnetic multilayer, antiferromagnetism*

The article contains: used literature – 134, pages: – 118, pictures – 37, tables – 1.

Зміст

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ....10
ВСТУП....11
РОЗДІЛ І ТЕОРІЯ МАГНІТНИХ МАТЕРІАЛІВ....13
1.1 Магнетизм атому....13
1.2 Температурні характеристики магнітоневпорядкованих речовин....21
1.3 Діамагнетизм....23
1.3 Парамагнетизм....25
1.5 Температурні характеристики феромагнетиків....31
Висновок до розділу І....32
РОЗДІЛ ІІ ГІГАНТСЬКИЙ МАГНІТООПІР....33
2.1 Гігантський магнітоопір в багатошарових магнітних плівках....33
2.2 Гігантський магнітоопір у гранульованих твердих тілах....40
2.3 Системи GMR....45
2.4 Застосування систем GMR....48
2.5 Гібридні структури....68
Висновки до розділу ІІ....77
РОЗДІЛ ІІІ ЕФЕКТ СПІНОВОГО ТРАНСФЕРУ....78
3.1 Мікромагнітний підхід до моделювання....78
3.2 Рівняння Ландау-Ліфшиця-Гілберта....83
3.3.Динаміка, керована спіновим моментом у наближенні макроспіна....92
3.4 Експериментальні дослідження динаміки керованої переносом спінового моменту....102
Висновок до розділу ІІІ....105
РОЗДІЛ ІV ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ....106
4.1 VSM-магнітометрія....106
4.2 МОКЕ магнітометрія....108
4.3 Транспортні виміри....115
Висновки до розділу ІV....118
ВИСНОВКИ....119
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАНЬ....120

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

F – феромагнітний шар в багатошаровій плівці
N – немагнітний шар в багатошаровій плівці
P – парамагнітний шар в багатошаровій плівці
F*- шар із феромагнетику з низькою точкою Кюрі, слабкий феромагнетик
N/P/N – композитний шар немагнітний/ парамагнітний/ немагнітний шар
N/F*/N – композитний шар немагнітний/слабкий феромагнітний/ немагнітний шар
S – прокладка
S= P, F*, … - прокладка, що являє собою парамагнітний, слабкий феромагнітний шар тощо.
Fe_xCr_{100-x}- сплав заліза з хромом з вмістом $x\%$ заліза
FeCrx – плівка $Fe(2\text{нм})/Cr(0.4\text{нм})/Fe_xCr_{100-x}(0.7\text{нм})/Cr(0.4\text{нм})/Fe(2\text{нм})$
$RKKY$ – непряма обміна взаємодія Рудемана — Кіттеля — Косуя — Іосіди
ГМО – гігантський магнітоопір

ВСТУП

Майже 30 років тому назад було відкрито ефект гігантського магнітоопір в багатошарових магнітних структурах[1,2],а саме в Fe/Cr що складаються з феромагнітних шарів розділеними шарами провідних немагнітних металів.В відсутності зовнішнього поля значний внесок дає обмінне взаємодія антиферомагнітного характеру, що призводить до антипаралельної орієнтації намагніченості феромагнітних шарів. Якщо прикласти до структури зовнішнє магнітне поле, то феромагнітні шари орієнтуються паралельно, що призводить до збільшення опору структури

Поясняти зростання опору можна через наявність у електронів спіну, так електрони розсіюються, коли проходять через шар намагнічений антипаралельно спіну, так як електрони змушені проходити, через серію антипаралельно намагнічених шарів, то розсіювання електронів значне.

Ефект гігантського магнітоопору дуже швидко знайшов за стосунок в техніці. Так спінові-вентилі (F/N/F – найпростішої структура спінового вентиля) вже широко використовуються в техніці, особливо в системах запису та зчитування інформації [3, 47].

Пізніше було показано, що можна змінювати напрямок намагніченості феромагнітного шару за допомогою спін-поляризованого струму [4], що дало технологіям, що базуються на спінових вентилях виграш в компактності перед напівпровідниковими аналогами.

В цій дипломній роботі досліджені спінові вентилі структури (F/N/F*/N/F), а саме Fe/Cr/FeCr/Cr/Fe. Їх головною особливістю є, те що зміна переходу від конфігурації антипаралельно намагнічених феромагнітних шарів до конфігурації паралельно намагнічених шарів може відбуватись не тільки за рахунок зміні

зовнішнього магнітного поля або під дією спін поляризованого струму, а й за рахунок невеликої зміни температури.

Ефект досягається при фазовому переході Fe_xCr_{100-x} з феромагнітного в парамагнітний стан. Нижче температури фазового переходу домінує міжшаровий обмін феромагнітного типу (прямий), при якому магнітні моменти всіх шарів впорядковані паралельно. При вищій температурі цей обмін розривається і домінуючим стає непрямий обмін RKKY типу, при якому магнітні моменти Fe шарів впорядковуються антипаралельно.

В статті 2017 року[5] опубліковані експериментальні дослідження магнітних властивостей FeCrx, через рік вийшла стаття в якій описан гігантський магнітокалоричний ефект[6].

Нам доступні зразки FeCr15 та FeCr10. Метою дослідження є дослідити залежність опору від температури. Ми плануємо вперше дослідити транспортні характеристики данної структури і виявити ефект гігантського термоопору в районі точки Кюри FeCr.

РОЗДІЛ І ТЕОРІЯ МАГНІТНИХ МАТЕРІАЛІВ

1.1 Магнетизм атому

Історія вивчення магнітних моментів елементарних частинок почалась в 1921 році з відомого досліду Штерна-Герлаха [7]. В цьому і наступних експериментах було показано, що магнітний момент е атомів срібла приймає рівна два значення, які збігаються з величиною магнетона Бора ±e$\hbar$/(2m_e). Тільки через декілька років, коли Г. Уленбек та С. Гоудсміт припустили існування спіна у електрона [8] і стало зрозуміло, що магнітний момент атомів срібла формується спіном одного валентного електрона [9], з'ясувалось, що в досліді Штерна-Герлаха вперше був поміряний спін електрона. Треба відмітити, що А. Комптон ще в 1921 році припустив існування спіну електрона і наявності власного магнітного моменту для пояснення ефекту феромагнетизму [10]

Магнітний момент μ елементраної частинки массою m пов'язані з її спіном s відношенням:

$$\mu = g\left(\frac{q\hbar}{2m}\right)s \tag{1.1}$$

Де g –гіромагнітне відношення, q- заряд частинки.

З результатів вимірів випливало, що з електрона g_s — 2, що удвічі перевищувало значення, очікуване з класичної межі для орбітальних моментів. Релятивістське рівняння Дірака [11]. запропоноване 1928 р., пояснило і наявність спина електрона, і величину гіромагнітного відношення. Друга світова війна

призвела до швидкого прогресу у розвитку мікрохвильової техніки. Використання нової техніки у фізичних лабораторіях дозволило на кілька порядків підвищити точність вимірів. У 1947 р. у ряді точних вимірювань надтонкої структури атомних переходів [12, 13] було показано, що розщеплення рівнів дещо перевищує передбачене значення і це може свідчити про те, що де трохи відрізняється від 2. Гіромагнітне відношення прийнято записувати в вигляді,g=2(1+a)

де безрозмірну величину називають аномальним магнітним моментом. Зокрема, з вимірів [14] випливало, що $a_e = (1{,}15 \pm 0{,}04)10^{-3}$. Ю. Швінгер у роботах [15, 16] першим показав, що відмінність де від 2 пов'язана з радіаційними поправками, і обчислив аномалний магнітний момент електрона в першому порядку теорії збурень: a= $\alpha/2\pi = 1{,}16 \times 10^{-3}$, що у блискучому згоді з результатами вимірів. Цей результат, а також обчислення величини лембовського зсуву, теж відкритого [17] 1947 р., стали тріумфом нової теорії електродинаміки (КЕД).

Для того, щоб фізично описати магнітні особливості різних матеріалів, для початку варто дослідити властивості «елементарних магнітів» з яких складається матеріал.

Отже магнетизм атома обумовлений трьома причинами:

1) орбітальним рухом електрона;

2) власним моментом електрона;

3) власним моментом атомного ядра.

В цьому підрозділі детально описаний магнетизм атома с точку зору класичної та квантової фізики

Орбітальний магнітний момент електрона с точки зору класичної фізики

Розглянемо рух електрона по круговій орбіті навколо ядра атома:

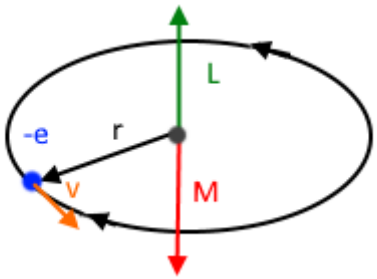


Рисунок 1.1 – Класична модель магнетизму атому, викликаного орбітальним рухом електрона навколо ядра

Будемо вважати, що електрон рухається за часовою стрілкою, тоді струм, що створюється електроном буде направлений проти часової стрілки. Так як вектор швидкості електрона в кожен момент часу напрямлений по дотичній до кругової орбіті та перпендикулярний радіус-вектору, то орбітальний момент імпульсу **L** перпендикулярний площині в якій обертається електрон.

Струм що створюється завдяки руху заряду по круговій орбіті можна визначити через період обертань T :

$$i = -\frac{e}{T} \tag{1.2}$$

Або якщо врахувати, що $T = \frac{2\pi r}{v}$, (r-радіус орбіти електрона, а v- модуль швидкості електрону), то:

$$I = -\frac{e}{2\pi r}v \tag{1.3}$$

Модуль орбітального магнітного моменту електорна:

$$|\boldsymbol{M}| = IS = -\frac{e}{2\pi r}v\pi r^2 = -\frac{e}{2}vr \tag{1.4}$$

Орбітальний момент імпульса електрона

$$\boldsymbol{L} = [\boldsymbol{r}, \boldsymbol{p}] = [\boldsymbol{r}, m_{\mathrm{e}}\boldsymbol{v}] = m_{\mathrm{e}}[\boldsymbol{r}, \boldsymbol{v}];\ |\boldsymbol{L}| = m_e rv; \tag{1.5}$$

Домноживши і розділивши рівняння (1.4) на m_{e} отримаємо

$$|\boldsymbol{M}| = -\frac{e}{2m_{\mathrm{e}}}|\boldsymbol{L}| \tag{1.6}$$

Враховуючи напрямки векторів:

$$\boldsymbol{M} = -\frac{e}{2m_{\mathrm{e}}}\boldsymbol{L} \tag{1.7}$$

Орбітальний магнітний момент з точки зору квантової механіки

Трьохвимірний рух в мікросвіті, як і в класичній механіці не завжди можна звести до трьох незалежних одновимірних рухів. В мікросвіті трьохвимірний рух має деякі якісні відмінності від класичної механіки.

Момент імпульсу матеріальної точки в класичній механіці виражається через координату і імпульс, через відношення $\boldsymbol{L} = [\boldsymbol{r} \times \boldsymbol{p}]$, в квантовій механіці відповідна величина називається орбітальним моментом і їй відповідає ермітов оператор:

$$\hat{L} = [\boldsymbol{r} \times \hat{\boldsymbol{p}}] \tag{1.8}$$

В квантовій механіці неможливо вказати визначене значення $\boldsymbol{L}$, через спільну невимірюваність його декартових компонент:

$$\left[\hat{L}_x, \hat{L}_y\right] = i\hbar\hat{L}_z, \left[\hat{L}_x, \hat{L}_z\right] = i\hbar\hat{L}_y, \left[\hat{L}_y, \hat{L}_z\right] = i\hbar\hat{L}_x \tag{1.9}$$

Одно частно вимірювальними величинами є тільки $\boldsymbol{L^2}$ та проекція моменту на деякий заданий напрямок, наприклад L_z. Власне значення $\hat{L}_z$ квантується і дорівнює цілому числу постійних Планка: $L_z = m\hbar, m = 0, \pm 1, \pm 2$ ...

В сферичних координатах оператор орбітального моменту містить тільки кутові змінні: $\hat{L}_z = -i\hbar\frac{\partial}{\partial\varphi}$ тоді $\hat{\boldsymbol{L}}^2 = -\hbar^2\nabla^2_{\theta\varphi} = -\hbar^2\left[\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{\sin^2\varphi}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\right]$

Запишемо рівняння для власних функцій та власних значень оператора $\hat{\boldsymbol{L}}^2$ в сферичних координатах:

$$-\hbar^2\left[\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{\sin^2\varphi}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}\right]\Psi(\theta,\varphi) = (L^2)\Psi(\theta,\varphi) \tag{1.10}$$

Граничні умови до рівняння (1.10) зводяться до періодичності :

$$\Psi(\theta,\varphi) = \Psi(\theta,\varphi + 2\pi); \quad \Psi(\theta,\varphi) = \Psi(\theta + \pi,\varphi); \tag{1.11}$$

Розв'язок рівняння будемо шукати в факторизованому вигляді:

$$\Psi(\theta,\varphi) = \Psi_{ml}(\theta,\varphi) = \Theta_{ml}(\theta)e^{im_l\varphi} \tag{1.12}$$

де m_l- магнітне квантове число, що відповідає відношеню $L_z = m_l\hbar$

Підставивши в рівняння (1.10) отримуємо звичайне диференціальне рівняння для $\Theta_{ml}(\theta)$:

$$\frac{1}{\sin\theta}\frac{d}{d\theta}\left(\sin\theta\frac{d\Theta_{ml}(\theta)}{d\theta}\right)-\frac{m_l^2}{\sin^2\varphi}\Theta_{ml}(\theta)+\lambda\Theta_{ml}(\theta)=0 \qquad (1.13)$$

де $\lambda=\frac{(L^2)}{\hbar^2}$

Виконуючи заміну $t=\cos\theta$, $\sin\theta=\pm\sqrt{1-t^2}$

$$\left[\frac{d}{dt}(1-t^2)\frac{d}{dt}-\frac{m_l^2}{1-t^2}+\lambda\right]Q_{ml}(t)=0 \qquad (1.14)$$

де $Q_{ml}(t)=\Theta_{ml}(\theta)$

Рівняння має регуряльні в особих точках $t=\pm1$ розв'язки при дискретних значенях λ:

$$\lambda=\lambda_l=l(l+1),\text{де } l=|m_l|,|m_l|+1,\ldots \qquad (1.15)$$

Врешті можна отримати вираз для власних значень $\boldsymbol{L^2}$

$$(L^2)=\hbar^2 l(l+1),l=0,1,\ldots\ \ldots \qquad (1.16)$$

l називають орбітальним квантовим число При заданом орбітальному числу магнітне число m_l може приймати значення $0,\pm1,\ldots,\pm l$. Власні числа $\boldsymbol{L^2}$ не залежать від магнітного квантового числа тому вони будуть вироджені з кратність $2l+1$. Магнітне квантове число відповідає значенням L_z. Тому власне значення $\mathbf{L^2}$ вироджені по величині L_z, що є наслідком інваріантності оператора відносно повороту системи координат.

Також треба відмітити що при $|m|=l$ рівність $(\boldsymbol{L}^2)_l=\max L_z^2=\hbar^2 l$, так як з цього слідувало що $L_x,L_y=0$, що протирічало б сумісній невимірності декартових компонент **L**.

Таким чином в будь-якому стані вектор $\boldsymbol{L}$ з ненулевою ймовірності відхиляється від

осі z, так що $\langle \hat{L}_x \rangle = \langle \hat{L}_y \rangle = \frac{\hbar^2 l}{2}$. З ростом обітальльного квантового числа така невизначеність стає слабкішою $(L^2 - L_z^2)/L^2 \sim \frac{1}{l}$

Власний момент електрона

Як було сказано раніше, 1921 р Штерн і Герлах спостерігали квантування магнітного момента атомів, пропускаючи атомні пучки через неоднорідне магнітне поле. Зокрема, було виявлено симетричне розщеплення пучка атомів водню, що знаходяться в s-стані. В s-стані механічний, а разом з ним і магнітний орбітальний моменти дорівнює нулю. Тим часом факт симетричного розщеплення пучка атомів в магнітному полі на дві компоненти показує, що атоми мають магнітний моментом і в s-станах, а проекція цього моменту на виділений напрям (вісь квантування) може приймати тільки два значення, що розрізняються знаком. Результати вимірювань показували, що абсолютна величина такого магнітного моменту дорівнює магнетону Бора ($\mu_B = \frac{e\hbar}{2cm_e}$)

1.2 Температурні характеристики магнітоневпорядкованих речовин

В залежності від внутрішньої магнітної структури можна поділити речовини на магнітновпорядковані й магнітноневпорядковані.

Магнітовпорядковані речовина – це речовина у якої більшість атомних магнітних моментів розташовані паралельно.

Магнітні властивості магнітновпорядкованих речовин проявляються «сильно», тоді як магнетизм магнітноневпорядкованих твердих тіл дуже «слабкий».

Під «слабкими» речовинами будемо мати наувазі речовини магнітна проникність, яких μ ≈ 1, наприклад для міді ($\mu_{Cu} = 0{,}999912$). У «сильних» магнетиків значення μ може досягати сотень, наприклад для заліза $\mu_{Fe} = 200$

Температурні характеристики магнітоневпорядкованих станів

Температурну залежність магнітної сприйнятливості χ для різних магнітоневпорядкованих матеріалів магнетизму показано на рис. 2.1.

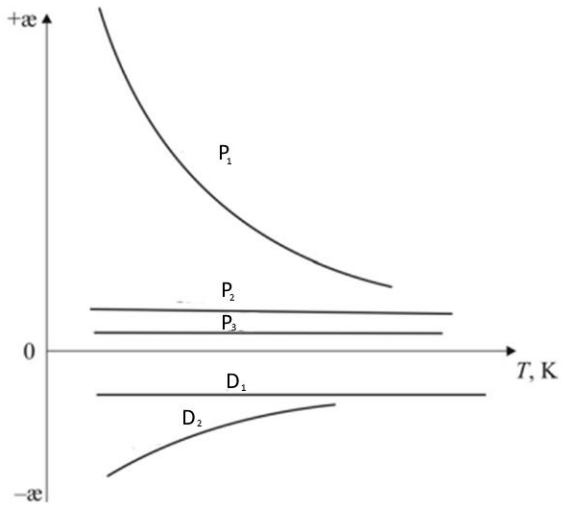


Рисунок 1.2 – Температурна залежність магнітної сприйнятливості магнітоневпорядкованих речовин:

P_1– парамагнетизм за Ланжевеном (Закон Кюрі); P_2 – парамагнетизм у металах;
P_3 – Ван-Флеківський парамагнетизм; D_1– діамагнетизм; D_2 – діамагнетизм в нанотрубках

1.3 Діамагнетизм

Рух електрона по орбіті, під впливом зовнішнього магнітного поля змінює свою траєкторію так, що нова траєкторія його руху стає спіралеподібною. Саме із цим явищем пов'язаний діамагнетизм. Згідно з класичним уявленням фізична природа діамагнетизму полягає у виникненні індукованих зовнішнім магнітним полем незатухаючих мікроскопічних струмів унаслідок спірального обертання електронів з змінною кутовох швидкістх.

Діамагнетик «виштовхує» із себе магнітне поле, але ефект діамагнетизму дуже слабкий, тому $\mu = 0{,}99999 \ldots \approx 1$, Механізмом намагнічування для всіх речовин є ларморівський діамагнетизм, що виникає за рахунок прецесії електронних орбіталей атомів та іонів. Така прецесія в зовнішньому магнітному полі H відбувається завжди, як прояв властивостей заряжених частинок, що рухаються круговим орбітам в зовнішньому магнітному полі.

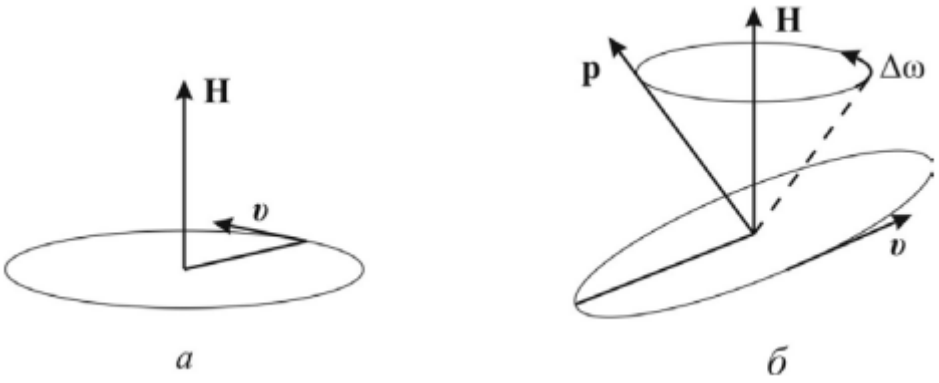


Рисунок 1.3 – Прецесія Лармора електронної орбіти в магнітному полі є причиною діамагнетизму:

а – площина орбіти електрона, що рухається υ, перпендикулярна до магнітного поля;

б – площина орбіти нахилена так що призводить до прецесіх.

Таким чином, діамагнетизм пов’язаний з орбітальним рухом електронів(як в атомах так і в іонах).Спробуємо якісно описати цей ефект.. Рух електрона по замкненій орбіті будемо вважати замкненим струмом. Коли ми заносимо контур зі струмом в зовнішнє магнітне поле виникає електрорушійна сила, що змінює силу струму в контурі,створючи додатковий момет. Відповідно принципу Ле-Шательє цей момент має бути направлений так щоб протидіяти індукціх(проти поля). З принципу Ле-Шательє також випливає, що діамагнетик має виштовхуватися з магнітного поля. Оскільки електронні оболонки атомів та іонів майже не залежать від температурних коливань кристалічної ґратки, то й діамагнітна напрямленість, маючи від’ємне значення, слабко змінюється залежно від температури (рис. 2.1, крива Д1). У цьому сенсі діамагнетизм, наведений зовнішнім магнітним полем Н, нагадує електричну поляризацію зміщення електронних орбіталей, індуковану зовнішнім електричним полем Е.

1.3 Парамагнетизм

Парамагнетизм характерний для тих речовин, структурні частинки (атоми, молекули, іони, атомні ядра) яких мають власний магнітний момент, але без дії зовнішнього поля ці моменти *орієнтовані хаотично*, тому в цілому намагніченість дорівнює нулю ($M = 0$). У зовнішньому магнітному полі H магнітні моменти структурних частинок парамагне- тика орієнтуються переважно у напрямку поля, причому з підвищенням інтенсивності прикладеного поля намагніченість парамагнетиків лінійно зростає (див. формулу (1.2)).

Якщо зовнішнє магнітне поле стає достатньо великим, то всі магнітні моменти парамагнітних частинок орієнтуються строго по полю, тому й залежність $M(H)$ стає нелінійною, у результаті чого спостеріга- ється *магнітне насичення* (рис. 1.4).

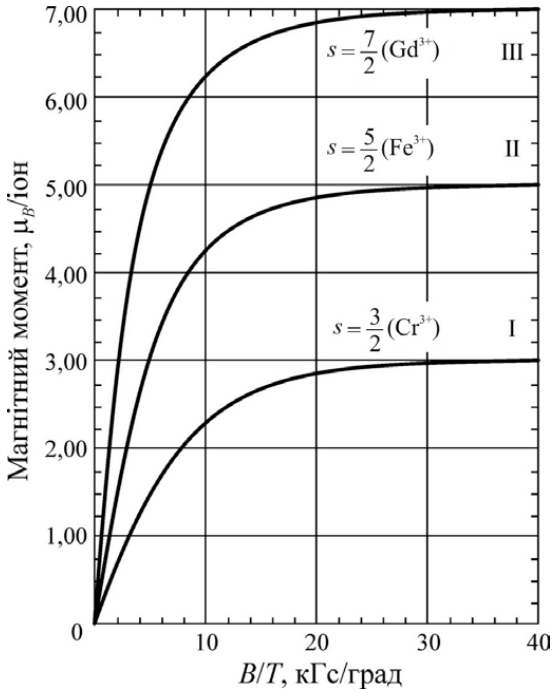


Рисунок. 1.4 – Залежність магнітного моменту в парамагнетиках від сильного магнітного поля: I – хромокалієвий галун; II – залізоамонієвий галун; III – сульфат гадолінію;

Магнітні моменти в атомах або іонах, які зумовлюють парамагнетизм речовин, можуть спричинятись як спіновим моментом самих елек- тронів (*спіновим парамагнетизмом*), так і рухом електронів навколо ядра атома (*орбітальним парамагнетизмом*). Слід зазначити, що маг- нітні моменти ядер атомів приводять до *ядерного парамагнетизму*, але ядерний ефект набагато слабший від електронного, оскільки магнітний момент частинки тим менший, чим більша її маса. У результаті цього сумарні магнітні моменти атомів, іонів, молекул створюються переваж- но їх електронами, моменти яких у тисячі разів перевищують магнітні моменти атомних ядер.Температурну залежність парамагнітної сприйнятливості для трьох найбільш важливих механізмів електронного парамагнетизму атомів показано на рис. 1.2.

Відповідно до механізму Ланжевена–Кюрі парамагнітна сприйнят- ливість підвищується у процесі охолодження кристала за законом Кюрі: æ ~ K/T, де K – константа Кюрі. У разі механізму Паулі парамагнітна сприйнятливість хоч і перевищує діамагнітну, але не залежить від темпе- ратури. Відомий також парамагнетизм Ван Флека (характерний для де- яких молекулярних сполук), за якого магнітна сприйнятливість æ теж не- велика й від температури майже не залежить.

Механізм Ланжевена–Кюрі

Причиною існування власних магнітних моментів атомів та іонів є передусім нескомпенсовані в *незаповнених d-* або *f-орбіталях* спінові моменти електронів. Наприклад, у *перехідних металах*, поданих у табл. 1

(для спрощення розглянуто лише вільні атоми), магнітні моменти генеруються 3*d*-електронами в *M*-оболонці атомів. Наведені міркування можна поширити й на тверді тіла, в 1 $см^3$ яких міститься близь- ко 10^{23} атомів.

Електронна будова атомів з *d*-орбіталями

Таблиця 1 – Елетрона будова деяких елементів

Елемент		*K* (*n* = 1)		*L* (*n* = 2)		*M* (*n* = 3)		*N* (*n* = 4)	
Символ	Атомний Номер	1*s*	2*s*	2*p*	3*s*	3*p*	3*d*	4*s*	4*p*
K	19	2	2	6	2	6	–	1	–
Ca	20	2	2	6	2	6	–	2	–
Sc	21	2	2	6	2	6	1	2	–
Ti	22	2	2	6	2	6	2	2	–
V	23	2	2	6	2	6	3	2	–
Cr	24	2	2	6	2	6	5	1	–
Mn	25	2	2	6	2	6	5	2	–
Fe	26	2	2	6	2	6	6	2	–
Co	27	2	2	6	2	6	7	2	–
Ni	28	2	2	6	2	6	8	2	–
Cu	29	2	2	6	2	6	10	1	–
Zn	30	2	2	6	2	6	10	2	–

Точні розрахунки ймовірності розподілу 3*d*-електронів є складними, однак важливі наслідки розподілу цих електронів можуть бути ви- ражені правилами Хунда, згідно з якими 3*d*-електрони мають тенденцію розміщуватися відповідно до їх магнітних спінів.

Правила Хунда, застосовані до електронів електронної оболонки певного атома, визначають характер заповнення електронами енерге- тичних рівнів у атомі. Відповідно до цих правил для основного стану мають виконуватися такі вимоги:

1) максимальне значення повного спіну S згідно принципу Паулі;
2) максимальне значення орбітального моменту кількості руху L (орбітального кутового моменту) – узгоджуватися зі значенням S;
3) значення повного моменту кількості руху J (повного кутового моменту) – відповідати $|L - S|$, якщо оболонка заповнена електронами менш ніж наполовину, і $L + S$, якщо оболонка заповнена електронами більш ніж наполовину. (Коли в оболонці заповнено рівно половину місць, то застосування першого правила приводить до $L = 0$, тобто $J = S$). В основу першого правила Хунда покладено принцип Паулі й куло- нівське відштовхування між електронами. Принцип Паулі не допускає, щоб в одному й тому самому місці в певний момент перебували два елект- рони з однаковими напрямками спінів. Вони мають бути розділеними у просторі, тоді їх буде більше, порівняно з електронами протилежних на- прямків спінів.

Потенцільна енергія паралельно орієнтованих спінів може бути меншою, ніж антипаралельних. Наприклад, у 3*d*-оболонці іона Mn^{2+} є п’ять електронів, а отже вона заповнена рівно наполовину. Спіни цих електронів можуть бути паралельними (однонапрямленими), якщо електрони займають різні стани, тобто є п’ять різних дозволених станів, що характеризуються орбітальними

квантовими числами m = 2, 1, 0, –1, –2. Кожен із цих станів може бути зайнятим одним

електроном.

Орієнтацію спінів у першому періоді перехідних металів схематично показано на рис. 1.5. Гранична кількість 3*d*-електронів – десять, тому в *d*-оболонці до п’яти електронів (як у разі марганцю і хрому) можуть мати ***однакову орієнтацію спінів***, перш ніж почнеться заповнення рівня елект- ронами з протилежною орієнтацією. Квантово-механічні розрахунки пока- зують, що для перехідних металів однакова орієнтація спінів п’яти елект- ронів у *d*-оболонці відповідає меншій енергії (більш стабільному стану). У разі хрому, наприклад, виникає електронна конфігурація $3d^5 4s^1$, а не $3d^4 4s^2$, аналогічно атом міді має конфігурацію електронів $3d^{10} 4s^1$, а не $3d^9 4s^2$, як можна було б припустити.

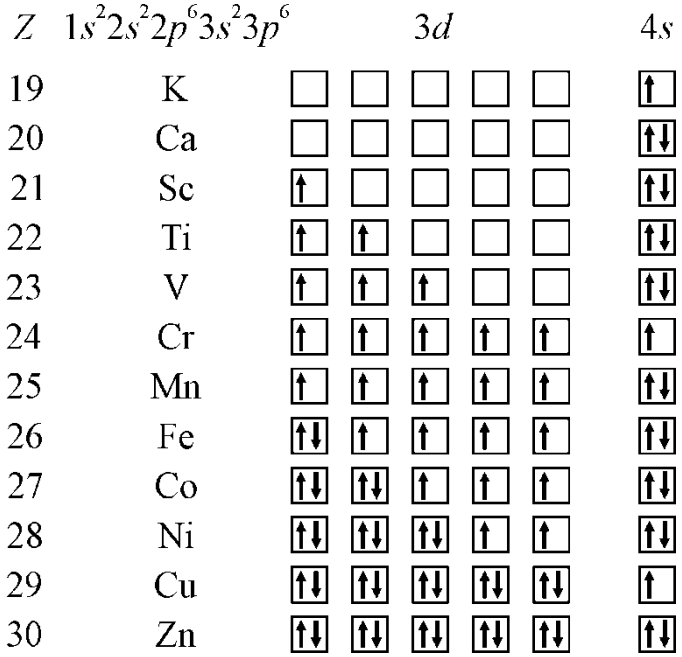


Рисунок 1.5. – Розміщення спінів електронів у орбіталях перехідних металів

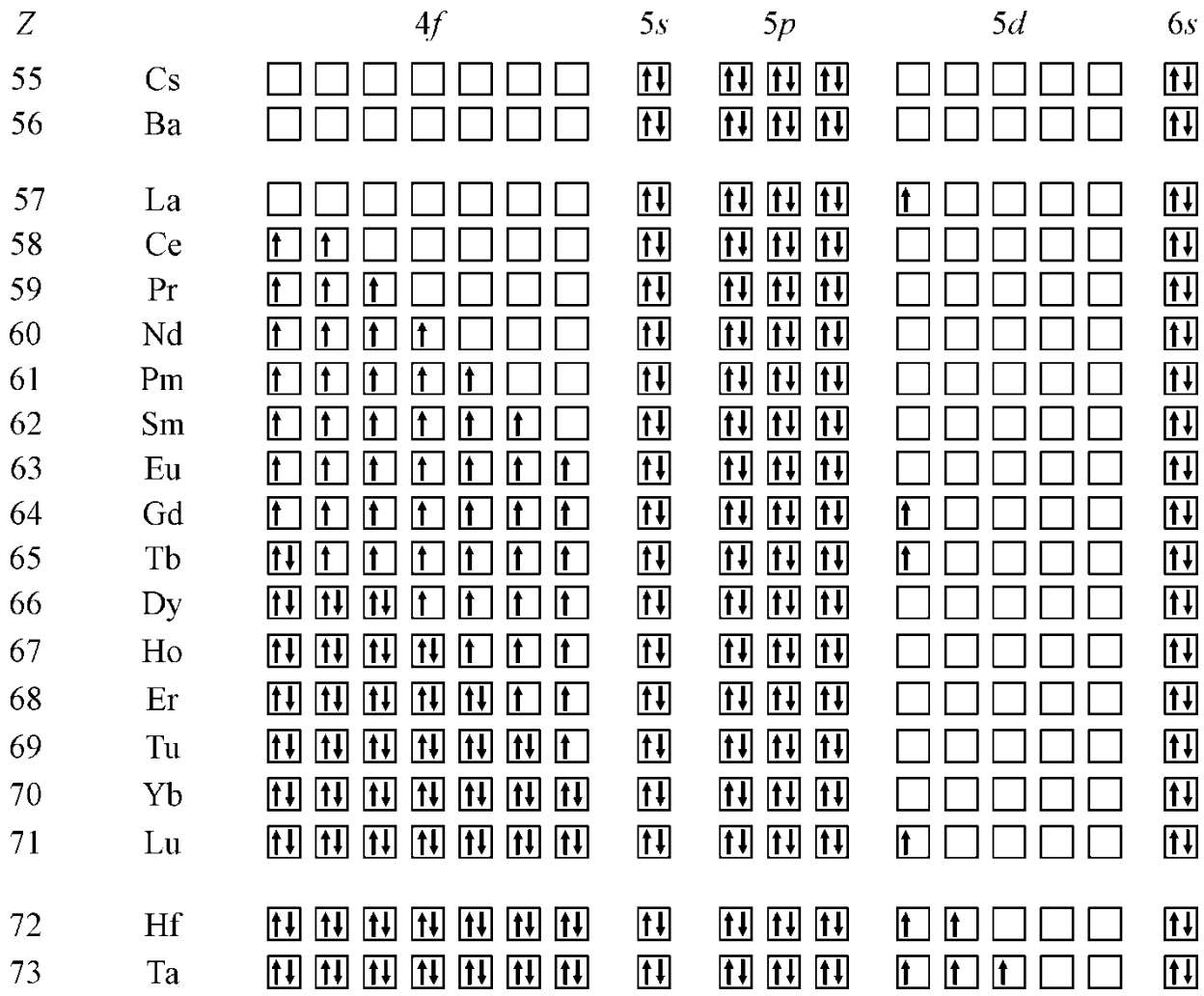


Рисунок. 1.6 – Розміщення спінів електронів у орбіталях лантаноїдів

1.5 Температурні характеристики феромагнетиків

Температурна залежність магнітної сприйнятливості. Охолоджуючи феромагнетик з температур парамагнітного стану можна спостерігати, як його магнітна проникність зростає та досягає максимуму в момент переходу в феромагнітний стан за температури Кюрі T_C (рис. 1.8).

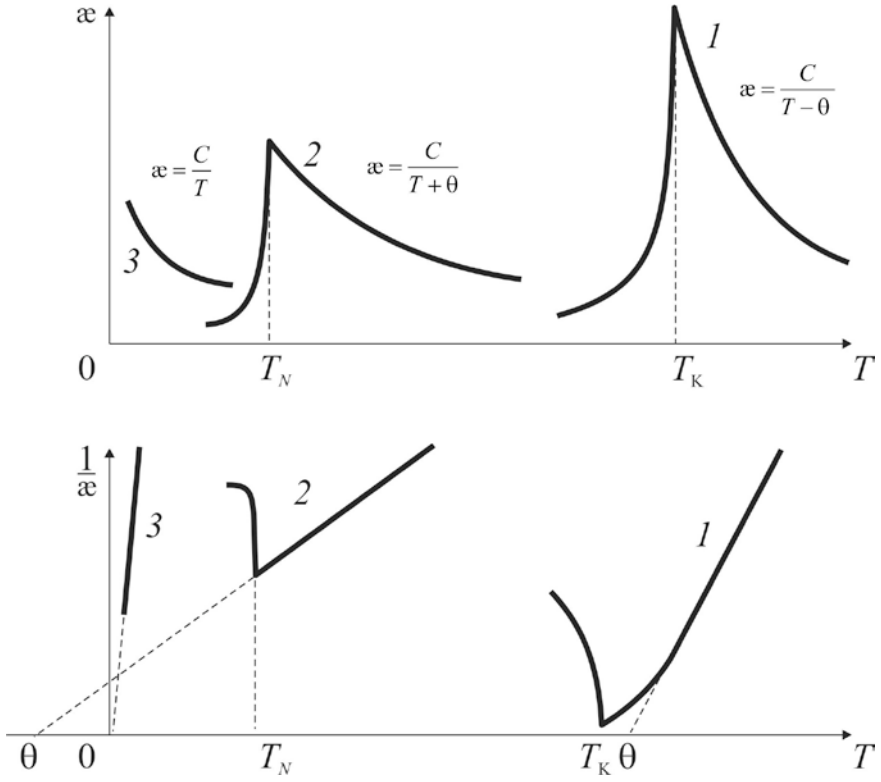


Рисунок 1.8 – Температурна залежність магнітної сприйнятливості й оберненої сприйнятливості для різних магнітних матеріалів:

$T_{N\theta}$ – температура Кюрі–Вейсса; T_K – температура Кюрі; T_N – температура Неєля;

1 – феромагнетик; 2 – антиферомагнетик; 3 – парамагнетик

Висновок до розділу I

1. Причиною магнетизму атому є магнетизм електронів та магнетизм ядра атому.
2. Магнітний момент електрона складається з двух компонент: власного магнітного моменту та орбітального магнітного моменту
3. Магнітні властивоті матеріалу визначаються інуванням чи відсутностью впорядкованості магнітних моментів
4. Описати магнітні властивості матеріалів можна в термінах елементарних атомних магнітних моментів

РОЗДІЛ II ГІГАНТСЬКИЙ МАГНІТООПІР

2.1 Гігантський магнітоопір в багатошарових магнітних плівках

Ефект гігантського магнітоопору є зміною електропровідності в системі металевих шарів, коли зовнішнє магнітне поле змінює намагніченість феромагнітних шарів по відношенню один до одного. Паралельне вирівнювання, як видно на Рис. (2.1а), має , як правило, нижчий опір, ніж антипаралельне вирівнювання, Рис. (2.1б). Величина ефекту визначається наступним чином:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}} \tag{2.1}$$

де $R_{\uparrow\uparrow}$ і $R_{\uparrow\downarrow}$ є опорами для відповідно паралельного і антипаралельного вирівнювання. У якості альтернативи, відношення іноді визначається з $R_{\uparrow\downarrow}$ у знаменнику. Ефект походить від спін-залежного транспорту електронів в магнітних металах.

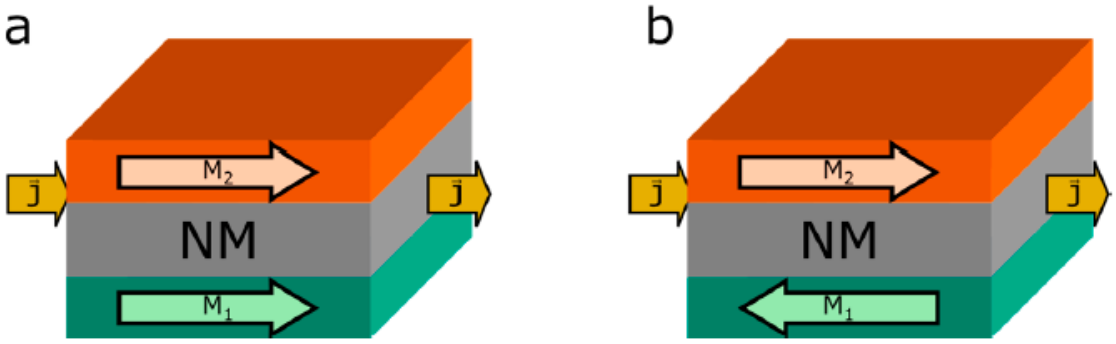


Рисунок 2.1 – Подвійний шар ГМО у конфігурації Current in Plane (CIP) - струм паралельний площині шарів.
(**a**) намагніченість шарів паралельна; (**b**) антипараллельна по відношенню один до одного.

У цьому розділі ми представимо підхід, за якого використовується рівняння Больцмана для трактування ефекту ГМО в мультишарах у класичному розумінні. Існує також багато публікацій, що представляють квантово-механічні методи трактування ГМО, які не будуть охоплені нами. Кубо формалізм [18] використовує теорію узагальненої сприйнятливості, щоб розрахувати вплив невеликих електричних полів на токи. Прикладами цього анзацу є роботи Кемблонга [19], Кемблонга, Леві і Чжан [20] і Леві, Чжан і Ферта [21]. Детальний опис та додаткову літературу можна знайти у обширному трактуванні CPP (Current perpendicular-to-plane – струм перпендикулярний площині шарів) конфігурації ГМО у мультишарах за Гійсом і Бауером [22].

Теорія

Для опису транспорту електронів у металах використовується напівкласичне рівняння Больцмана. Модель ґрунтується на результатах роботи Фукса і Сондхаймера, які використовували його , щоб розрахувати залежність товщини плівки від провідності тонких металевих плівок [23 , 24]. Теорія Больцмана описує розподіл носіїв, в даному випадку електронів, хвильового вектора $\boldsymbol{k}$ поблизу позиції **r** з функцією розподілу $f_k(\boldsymbol{r})$. Функція розподілу змінюється через процеси дифузії$\left(\frac{\partial f_k(\boldsymbol{r})}{\partial t}\right)_{diff}$, вплив зовнішнього поля $\left(\frac{\partial f_k(\boldsymbol{r})}{\partial t}\right)_{field}$ і через розсіювання $\left(\frac{\partial f_k(\boldsymbol{r})}{\partial t}\right)_{scatt}$. Загальна швидкість зміни у випадку постійного стану зникає, з чого випливає:

$$\left(\frac{\partial f_k(\boldsymbol{r})}{\partial t}\right)_{diff} + \left(\frac{\partial f_k(\boldsymbol{r})}{\partial t}\right)_{field} = -\left(\frac{\partial f_k(\boldsymbol{r})}{\partial t}\right)_{scatt} \tag{2.2}$$

або після того, як ми вставимо відповідні вирази:

$$\boldsymbol{v_k}\boldsymbol{\nabla} f_k(\boldsymbol{r}) + e\left(\frac{\partial f_k(\boldsymbol{r})}{\partial E_k}\right)\boldsymbol{v_k}\boldsymbol{E} == -\left(\frac{\partial f_k(\boldsymbol{r})}{\partial t}\right)_{scatt} \tag{2.3}$$

Де v_k– швидкість, E_k – енергія, e– заряд електронів і **E** - електричне поле. На даному етапі опис різниться в залежності від наявної системи. У випадку геометрії CIP (струм паралельний площині шарів), див. Рис. 2.1 б, де струм прикладається паралельно шарам, електричне поле **E** буде

однорідним в усіх шарах, що значно спрощує рівняння. У випадку CPP геометрії (струм перпендикулярний площині шарів), Рис 2.1б, електричне поле у шарах різне. Цей опис буде обмежуватися простим CIP випадком, трактування CPP геометрії можна знайти у джерелі [25].

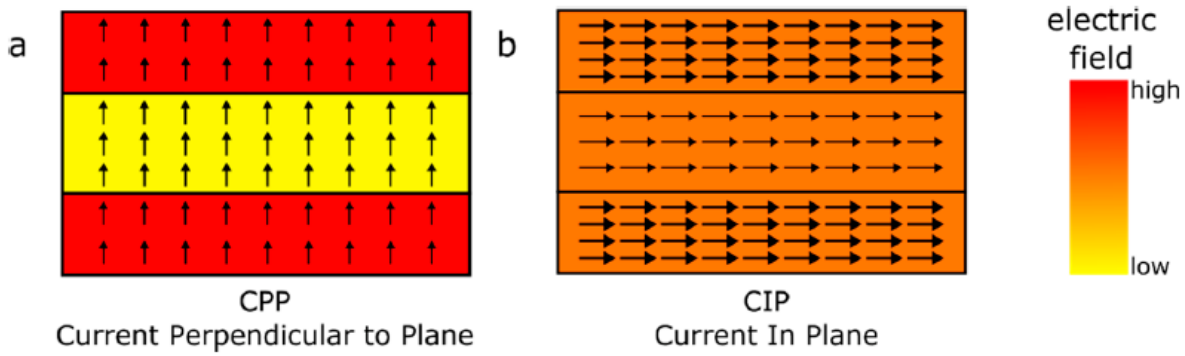


Рисунок 2.1 – Прості двошарові стеки в конфігурації CPP (a) і CIP (b).

CPP призводить до однорідної густини струму (стрілки), тоді як електричне поле є неоднорідним, а CIP проявляє однорідне електричне поле при неоднорідній густині струму.

Припускаючи, що електричне поле вносить лише невеликі збурення в розподіл електронів, f_k можна виділити у:

$$f_k(\boldsymbol{r}) = f_k^0 + g_k(\boldsymbol{r}) \tag{2.4}$$

де $g_k(\boldsymbol{r})$ позначає відхилення розподілу від рівноважного розподілу f_k^0, що задається за допомогою розподілу Фермі-Дірака $f_k^0 = \left[1 + \exp\left(\frac{E_k - E_F}{kT}\right)\right]^{-1}$. Більш того, якщо припустити, що температурами можна знехтувати, спін-

фліп розсіювання можна опустити, що дає нам наступний вираз розсіювання:

$$\left(\frac{\partial f_k(\boldsymbol{r})}{\partial t}\right)_{scatt} = \sum_{k\prime}[P_{kk'}(1-f_k)f_{k'} - P_{k'k}(1-f_{k'})f_k\,] \tag{2.5}$$

де f_k є скороченням від $f_k(\boldsymbol{r})$, $P_{kk'}$ є ймовірністю того, що електрон з імпульсом k буде розсіяно на k' і навпаки. Якщо врахувати принцип мікроскопічної оборотності, виражений як $P_{kk'} = P_{k'k}$, вставити Рівняння (2.4), та припустити еластичне розсіювання, ми отримаємо:

$$\left(\frac{\partial f_k(\boldsymbol{r})}{\partial t}\right)_{scatt} = \sum_{k\prime}[P_{kk'}(g_{k'}(\boldsymbol{r}) - g_k(\boldsymbol{r})] \tag{2.6}$$

Вираз розсіювання можна спростити і більше, якщо ми введемо термін релаксації, $\tau = \Sigma_{k'}P_{kk'}$, у якому процесами зворотного розсіювання знехтувано. Це наближення терміну релаксації роз'єднує рівняння Больцмана, і лінеаризація шляхом відкидання терміна другого порядку $E_{g_k}(\boldsymbol{r})$ дає нам лінеаризоване рівняння Больцмана:

$$\boldsymbol{v_k}\boldsymbol{\nabla} g_k(\boldsymbol{r}) + e\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{v_k}\left(\frac{\partial f_k^0(\boldsymbol{r})}{\partial E_k}\right) = -\frac{g_k(\boldsymbol{r})}{\tau_k} \tag{2.7}$$

Вирішивши це рівняння для g_k , ми отримаємо густину електричного струму **J** (**r**):

$$\boldsymbol{J}(\boldsymbol{r}) = -\frac{e}{\Omega}\sum_{k}\boldsymbol{v_k} g_k\,(\boldsymbol{r}) \tag{2.8}$$

де Ω – об'єм системи. Припускаючи, що є g_k розподілом, що залежить від напрямку x, напрямку, паралельного напрямку струму, і розбиваючи на вираз із компонентом швидкості *z, який* є позитивним $g_k^+(\boldsymbol{r})$ або від'ємним $g_k^-(\boldsymbol{r})g_k(\boldsymbol{r}) = g_k^+(\boldsymbol{r}) + g_k^-(\boldsymbol{r})$, загальний розв'язок рівняння (2.7) є наступним:

$$g_k^+(x) = e\tau_k \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{v_k}\left(\frac{\partial f_k^0(\boldsymbol{r})}{\partial E_k}\right)\left[1 + A_k^{\pm}\exp\left(\mp\frac{x}{\tau_k|v_x|}\right)\right] \tag{2.9}$$

Коефіцієнти $A_k^{\pm}$ визначаються граничними умовами, встановленими на зовнішніх поверхнях і внутрішніх поверхнях. Виведення також можна знайти в [26].

Розгорнуте трактування цього підходу в геометрії CIP дають Худ і Фаліков [27]. Вони використовують дзеркальне та дифузійне розсіювання на зовнішніх границях, що налаштовані за параметром $1 > P_\sigma > 0$, де 1 дорівнює повному дзеркальному розсіянню. Металеві інтерфейси передбачають параметр трансмісії T_σ і відображення $R_\sigma = 1 - T_\sigma$, обидва з яких можуть бути дзеркальні або дифузні в залежності від від параметра $1 > S_\sigma > 0$. Крім того, вони розглянули випадки, коли часи релаксації однакові τ_k для всіх шарів і спінів, магнітні шари мають однакову товщину d_f і ефективні маси електронів m . Вони дійшли наступних висновків:

(а) $\frac{\Delta R}{R}$ зростає зі збільшенням дзеркального розсіювання на самих зовнішніх границях, якщо розсіяння на внутрішніх шарах не є повністю дзеркальними для обох спінових каналів.

(б) $\frac{\Delta R}{R}$ загалом мале, якщо тип розсіювання на внутрішніх поверхнях для обох спінових каналів є рівним $S_{\sigma=\uparrow} = S_{\sigma=\downarrow}$

(в) залежність$\frac{\Delta R}{R}$ - від товщини d_f магнітних шарів загалом залежить від параметрів розсіювання, але її асимптотне значення , як функції від d_s , товщина немагнітного шару є нульовою $\frac{\Delta R}{R}(d_s \to \infty) = 0$, так само як і для $\frac{\Delta R}{R}\left(d_f \to \infty\right) = 0.$

(d) $\frac{\Delta R}{R}$ зростає із збільшенням часу релаксації τ до максимуму , а потім залишається на постійному рівні, або повільно зменшується, якщо різниця в шансах дзеркального розсіяння $s_\uparrow$ і $s_\downarrow$ є високою.

Для CPP геометрії Валет і Ферт виявили, що спін-залежне розсіювання на внутрішніх поверхнях є основним внеском до ГМО, якщо ці шари є тонкими, тобто для товщини в пару сотень ангстрем внесок об'ємного розсіювання стає переважаючим [25]. На відміну від попередніх CIP трактувань, геометрія CPP створює опір внутрішньої поверхні. Крім того, електрони меншини спіна накопичуються в магнітних інтерфейсах і збільшують спін-фліп шанс електронів в зону провідності більшості. Крім того, ця невідповідність зменшується за рахунок зворотного спін-фліп розсіювання, що враховується

введенням довжини спінової дифузії l_{sf}. Для довжини спін-дифузії l_{sf}, яка є значно більшою, ніж товщина шару, було встановлено, що проста схема резистора є адекватним описом процесу, що дає нам наступний ГМО ефект:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_p - R_{ap}}{R_{ap}} = \frac{(R_\uparrow - R_\downarrow)^2}{4R_\uparrow R_\downarrow} \tag{2.10}$$

де R_p і R_{ap} є опорами системи шарів з паралельною і антипаралельною намагніченістю відповідно, а $R_\uparrow$ і $R_\downarrow$є опорами більшості і меншості електронів у магнітному шарі.

Нарешті Устинов і Кравцов представили уніфіковану теорію паралельного і перпендикулярного ГМО на основі рівняння Больцмана [25]. Вони виявили, що у більшості випадків CPP GMR вищий, ніж CIP GMR, але певний зв’язок між ними відсутній. Вони виявили ГМО навіть у випадках, коли магнітні шари не вирівняні антипаралельно в нульовому магнітному полі, якщо кут між намагнічуваннями перевищує критичний. Було виявлено різну залежність ГМО ефекту від прикладеного магнітного поля у випадках CPP і CIP, так як $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{CIP}(H) = \left(\frac{R(0)-R(H)}{R(H)}\right)_{CIP} < \mu^2$, де $\mu = \frac{M(H)}{M_s}$ є відносною намагніченістю ($M_s -$ намагніченість насичення) , а у CPP геометрії такої межі не існує.

2.2 Гігантський магнітоопір у гранульованих твердих тілах

Ефект гігантського магнітоопору проявляється не лише в магнітних мультишарах, але також може бути виявлений в системах з кількома феромагнітними моментами, які паралельно вирівнюються в зовнішніх магнітних полях. Прикладом цього є гранульовані системи провідної немагнітної матриці з вбудованими магнітними провідними частинками. Загалом, без впливу зовнішнього магнітного поля, розподіл магнітних доменів у цих системах випадковий, що спричинено дипольною взаємодією і залежить від відстані між частинками, Рудерман-Кіттель-Касуя-Йошіда (RKKY) зчеплення. Застосовуючи зовнішнє поле, магнітні частинки можна вирівняти у відповідному напрямку, результатом чого стає зменшення опору загалом в гранульованій системі (див. Рис.2<u>3</u>). Експериментально було виявлено, що глобальна відносна намагніченість $\mu(H) = \frac{M(H)}{M_s}$ є гарною змінною для опису ГМО в гранульованих системах:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_0(\mathrm{P}) - R(H)}{R(H)} \approx A\mu^2(H) \qquad (2.11)$$

де А визначає амплітуду ефекту і має вимірюватися окремо для кожної експериментальної установки [29].

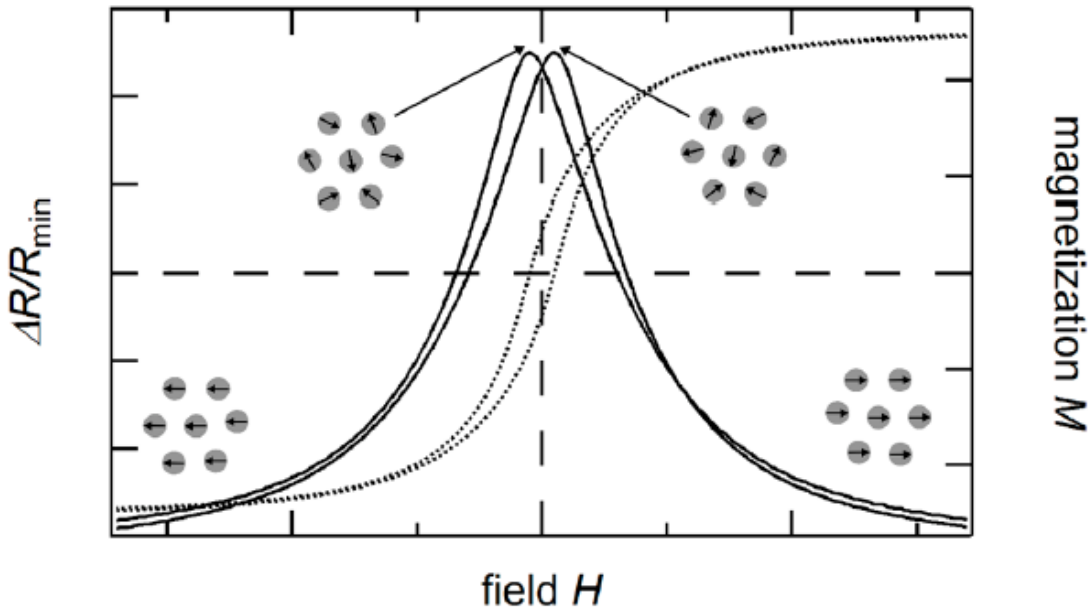


Рисунок 2.3 –Схематична ілюстрація гранулярного ГМО (суцільна лінія) в залежності від прикладеного поля та намагніченості зразка (пунктир). Гранулярний ГМО демонструє найбільший опір у коерцитивному полі, оскільки магнітні моменти частинок орієнтовані там випадковим чином. Пунктирні лінії є орієнтиром для очей.

Існують пара моделей, які намагаються оцінити параметр A на теоретичній основі. Кім *та ін.* [30] запропонував модель, засновану на формалізмі Кубо. Вони змоделювали магнітні зерна як центри для потенційних бар'єрів. Вони виявили, що їхня модель узгоджується з даними Сяо, Цзяна та Чієна [29], але коли μ наближається до 1, ГМО відхиляється від $\frac{\Delta R}{R} \propto \mu^2(M(H) \to M_s)$.

Крім того, вони дослідили залежність GMR від розміру гранули порівняно з експериментами Сяо *та інших* [31] і Сіонг *та інших*. [32]. Вони знайшли оптимальний розмір гранули (порівняйте Рис 2.4). Ефект ГМО швидко зростає, поки не досягне максимуму при оптимальному розмірі зерна, а потім повільно зменшується. Вони припускалиб що це спричинено тим, що більш великі зерна виконують роль провідного середовища, а не лише центрів розсіювання

.

Занг і Леві використовують формалізм, подібний до CPP, який вони вивели раніше [33 , 34]. Вони виявили наступне:

(а) Магнітоопір зростає із збільшенням довжини вільного пробігу електронів у матеріалі матриці.

(б) Магнітоопір збільшується зі співвідношенням між спін-залежними і спін-незалежними потенціалами, які, як вони очікують, будуть співставними з тими, що проявляються в багатошарах.

(в) Магнітоопір зростає із залежною від спіну шорсткістю розсіяння внутрішніх поверхонь.

(г) Магнітоопір збільшується зі зменшенням розміру зерна, якщо зовнішнє магнітне поле достатньо сильне, щоб наситити всі гранули.

(д) Магнітоопір збільшується з концентрацією гранул до тих пір, поки гранули не утворюють магнітні домени при високих концентраціях.

(е) Магнітоопір залежить від розподілу розмірів зерен і має бути точно відомим з метою порівняння теорії та експерименту.

(є) Магнітоопір відрізняється від $\frac{\Delta R}{R} \approx A\mu^2(H)$, коли розподіл розміру зерна є широким, оскільки μ наближається до 1.

Феррарі, да Сілва та Кнобель виявили, що гранульовані системи демонструють поведінку, подібну до CPP GMR у мультишарах, у випадку, коли провідність гранул набагато більша, ніж провідність матриці [35,36].

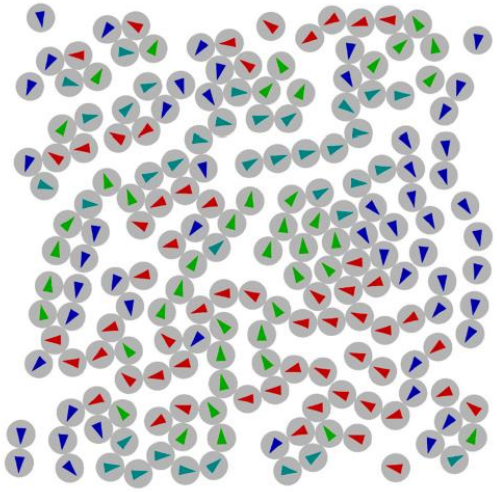


Рисунок 2.4 – Мікромагнітне моделювання наночастинок (20 нм) у поєднанні з моделюванням молекулярної динаміки для моделювання кластеризації частинок, див. [37].

Усі ці моделі використовують якесь усереднення магнітних моментів систем, яке, здається, працює добре, якщо концентрація зерен досить низька. Як тільки відстань між зернами стає малою, їх дипольні взаємодії призводять до складання феромагнітних або антиферомагнітних доменів, або до більш складного впорядкування. Тейх та ін. [37] використовували мікромагнітне моделювання для розрахунку основних магнітних станів для зосереджень магнітних частинок, приклад можна побачити на Рис. 2.4. Ці області магнітного впорядкування, ймовірно, впливають на електропровідність системи. Наскільки нам відомо, на даний момент немає досліджень щодо цього впливу. Систематичне додавання частинок різної форми або видалення частинок може призвести до збільшення ГМО і пристосування гранульованої системи до конкретних потреб.

2.3 Системи GMR

Перший багатошаровий стек ГМО підготували у 1988 році Ферт та ін. [1]. Вони переріряли характеристики системи $[Fe/Cr]_N$, щоб дослідити походження ефекту ГМО. Завдяки потенційному застосуванню ефекту для створення датчиків в автомобільній промисловості та промисловості зчитувальних головок, з тих пір було проведено численні дослідження з метою покращення характеристик ГМО [38]. Основною метою було вдосконалення матеріалів і товщин шарів для визначення оптимальних мікроструктурних і магнітних властивостей, які підвищують амплітуду ефекту ГМО в багатошарових системах і, отже, досягти більш високої чутливості для сенсорних застосувань. Шорсткість внутрішньої поверхні є однією з таких мікроструктурних характеристик, що визначає потенціал

ГМО і інтенсивно вивчається . Крім того, необхідно враховувати розмір зерна [39,40]. Було виявлено, що ГМО мультишару не визначається ні розміром кристалітів, ні шорсткістю поверхні внутрішнього шару окремо, а лише поєднанням обох аспектів. Повідомляється, що комбінація великих зерен із помірною шорсткістю поверхні є ідеальною для хорошого GMR [39,41,42]. На шорсткість внутрішнього шару можна вплинути, використовуючи відповідний буферний шар, тоді як відповідну товщину буферного шару необхідно обирати залежно від використовуваних матеріалів і кількості подвійних шарів. На Рис. 2.5 показано вплив кількості подвійних шарів $Co_{1.1nm}/Cu_{2.0nm}$ на амплітуду ГМО для двох різних товщин буферного шару Py. Для невеликої кількості бішарів збільшення товщини буферного шару є сприятливим для отримання більшої амплітуди GMR за рахунок посилення антиферомагнітного зв'язку в самих нижніх бішарах.

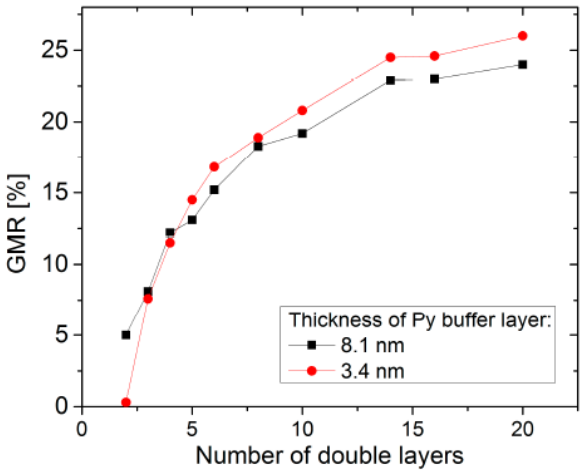


Рисунок 2.5 – Амплітуда GMR, виміряна при кімнатній температурі, як функція кількості подвійних шарів N $Co_{1.1nm}/Cu_{2.0nm}$ для двох товщин буферного шару Ру 3,4 нм (червоний) і 8,1 нм (чорний), відповідно. Дані взяті з [43].

Ця концепція зазнає невдачі при розпиленні великої кількості бішарів, оскільки шунтування більш товстого буфера або бішару компенсує або навіть знищує ефект більшої фракції антиферомагнітно зв'язаного шару [44]. Однак через великий масштаб ГМО і, отже, чутливість до малих змін магнітних полів, системи ГМО є дуже привабливими для сенсорного застосування у промисловості.

2.4 Застосування систем GMR

Інформаційні технології

Перше промислове застосування тонкоплівкових систем ГМО після відкриття ефекту відбулося в області інформаційних технологій: реалізація головок зчитування жорстких дисків на основі ГМО у 1997 році [38]. Тут датчик GMR використовується для визначення напрямку намагнічування бітів на магнітному носії запису, яким присвоєно логічний 0 або 1 відповідно. У зв'язку з постійним підвищенням щільності зберігання, а отже, зменшенням розміру бітів, необхідними вимогами є хороша масштабованість і висока чутливість сенсорного елемента. Крім того, вирішальними факторами є лінійна характеристика датчика для надійного виявлення бітів і довготривала стабільність. Для виявлення переходу між бітами зазвичай використовуються датчики обертового клапана ГМО, які вперше були запропоновані Дієні та іншими. [44]. Як схематично показано на Рис. 2.6a, ці спінові клапани складаються з трьох функціональних шарів: феромагнітного (FM) шару з фіксованим напрямком намагніченості (система відліку), немагнітного (NM) проміжного шару та іншого феромагнітного шару, напрямок намагніченості якого може вільно вирівнюватися із зовнішніми магнітними полями (вільний шар). Для досягнення максимальної стабільності системи відліку проти зовнішніх полів вона зазвичай складається зі штучного антиферомагнетика (AM) із закріпленим шаром і антиферомагнітно зв'язаним еталонним шаром. Таким чином, намагніченість еталонного шару може бути зафіксована в певному напрямку, використовуючи ефект обмінного зміщення [45]. Поле обмінного зміщення

залежить від температури і змінюється для різних матеріалів. Для того, щоб вільний шар міг повторювати зміни зовнішнього магнітного поля, товщину немагнітного прошарку необхідно вибрати так, щоб забезпечити мінімальне магнітне зчеплення магнітних шарів.

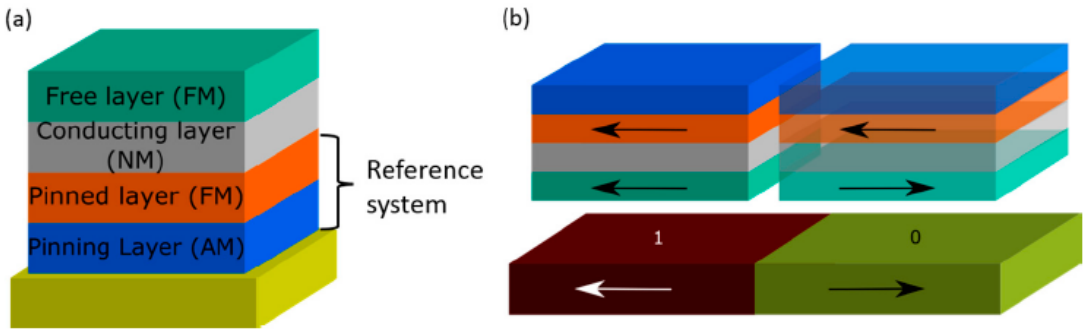


Рисунок 2.6 – (a) Схематичне налаштування конфігурації стека датчика обертового клапана ГМО; (b) Концептуальна дія зчитувальної головки GMR: коли датчик обертового клапана рухається через внутрішні поверхні між двома бітами з магнітними моментами, орієнтованими в протилежному напрямку (позначені «1» і «0»), магнітний момент вільного шару переорієнтовано відповідно до орієнтації наступного біта.

Переміщуючи спіновий клапан через межу розділу між двома бітами з протилежним напрямком намагніченості, орієнтація намагніченості вільного шару змінюється відповідно до поля розсіяних розрядів, що призводить до зміни опору всієї структури зчитування (порівняйте Рис. 1.6b) . Зміна опору

викликає зміну струму, що протікає через електронні схеми, підключені до зчитувальних структур. Ця зміна струму фіксується і декодується, щоб розкрити інформацію, що зберігається на диску.

Важливим параметром для визначення невеликих магнітних полів є відстань між джерелом розсіяного поля та сенсорним елементом, оскільки напруженість поля розсіяного впливу сильно падає зі збільшенням відстані [36]. На Мал. 7 показана напруженість магнітного розсіяного поля як функція від відстані z, що ілюструє залежність $\frac{1}{z^3}$. Тому зчитувальна головка повинна підтримувати постійну відстань до обертової поверхні жорсткого диска, яка має бути якомога меншою.

Датчики зчитують конструкції. Ця зміна струму виявляється і декодується для виявлення інформації, що зберігається на диску.

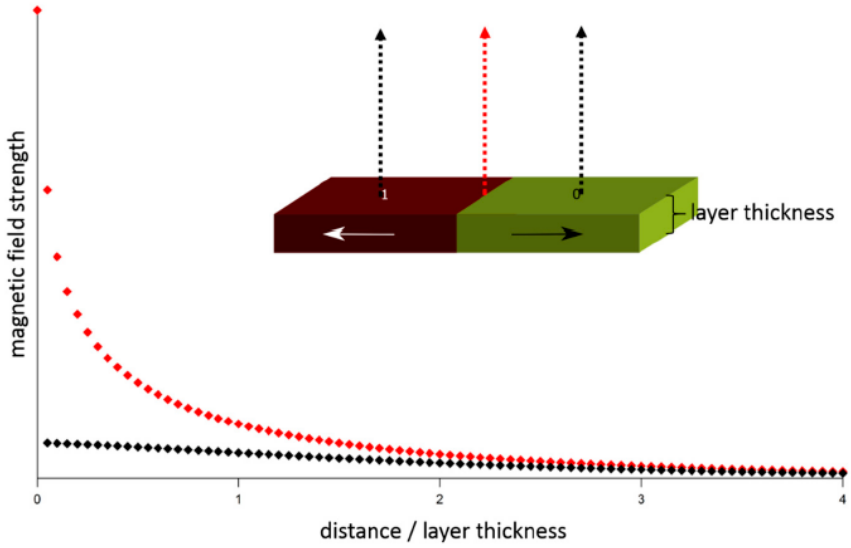


Рисунок 2.7 – Напруженість розсіяного магнітного поля як функція відстані від поверхні шару, розрахована для розрядної структури з протилежними магнітними моментами, як показано на ескізі. Стрілки на ескізі позначають позиції обчислень поля розсіяних повідомлень (чорна крива: середина бітів, червона крива: інтерфейс між бітами).

Останнім часом на ринок вийшли жорсткі диски, які використовують *He* у якості заповнюючого газу між дисками та зчитувальними головками , щоб зменшити турбулентність, і це у свою чергу дозволяє зменшити відстань між дисками та їх зчитуючими головками. У поєднанні з, наприклад, черепичною технікою магнітного запису на жорстких дисках, коли доріжки даних перекриваються суміжними доріжками, як черепиця, технологія ГМО дозволяє реалізувати жорсткі диски з ємністю до 10 Тбайт [47].

Застосування в автопромисловості

Автомобільна промисловість пропонує доволі широку область застосування датчиків ГМО, наприклад визначення швидкості обертання, кута та положення [48–50]. Щоб зробити технологію ГМО сумісною для застосування в автопромисловості, необхідно виконати кілька технічних вимог: лінійні та негістерезисні характеристики ГМО, висока чутливість, малий температурний дрейф і довготривала стабільність в умовах застосування. Наприклад, для застосування в датчиках швидкості обертання зазвичай використовуються датчики з обертовим клапаном, щоб забезпечити бажані характеристики датчика та чутливість до малих магнітних полів. Для

цього вільний шар спін-клапанної системи повинен мати вісь анізотропії, на яку бажано орієнтувати намагніченість, якщо немає зовнішнього магнітного поля. Цю вісь можна реалізувати за допомогою кристалічної анізотропії або шляхом регулювання геометрії структури GMR та використання анізотропії форми. Щоб отримати високий рівень анізотропії, а отже і сильне вирівнювання, необхідно досягнути високого співвідношення сторін GMR-структури. Наприклад, для реалізації ліній лінійного переходу в діапазоні кількох ^{mT,} ширину пристрою ГМО необхідно структурувати до розмірів 1 μm і нижче [51,52]. Конфігурацією, яка враховує ці аспекти, є розташування меандроподібних ГМО-датчиків у мосту Уітстона [53]. Така конфігурація мінімізує вплив температури та збурюючих магнітних полів. Більш того, у такій конфігурації ефекти гістерезису можна мінімізувати, наприклад, незначною зміною напрямків закріплення за межами первинної орієнтації 90°. У [53] повідомляється про зменшення гістерезису приблизно на 1/5 первинного значення. Однак завдяки цій геометрії чутливість ГМО зменшується, і, нарешті, для оптимізації датчиків ГМО завжди потрібно знайти компроміс між чутливістю та характеристикою реверсії магніту з огляду на застосування датчика.

Оскільки багато автомобільних магнітних датчиків реалізовано у функції, що стосуються безпеки, важливо, щоб магнітна поведінка датчиків ГМО була стабільною в умовах застосування. Основним фактором тут є термостабільність через вплив високих температур у діапазоні 200–360° C під час виробництва, а також тривалої дії температур до 200° C протягом до 40 000 годин роботи, які датчиком повинен переносити без втрати продуктивності. Багато досліджень повідомляють про початкове збільшення

величини ГМО порівняно з підготовленими зразками після короткочасного відпалу при помірних температурах від 250-380° С [54–59]. Таке посилення ефекту ГМО пов’язане з покращенням якості внутрішніх поверхонь між магнітними/немагнітними шарами, а також відновленням дефектів за допомогою дифузійних процесів [55,58,60].

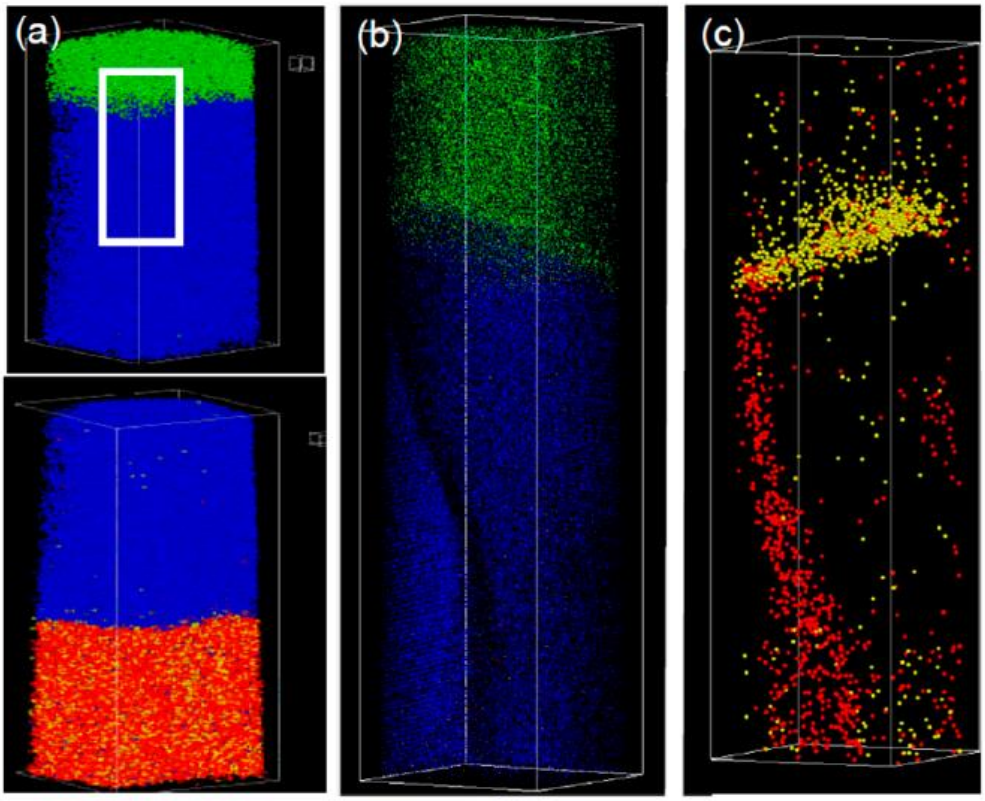


Рисунок 2.8 – 3D-реконструкція атомної зондової томографії тришару Fe (червоний) Ni (жовтий)/Cu (синій)/Co (зелений): (a) підготовлена суміжна поверхня Co/Cu (верхнє зображення), а також суміжна поверхня Cu/Py (нижнє зображення); (b) і (c) показують розподіл елементів після відпалу при 350 °C протягом 30 хв для позначеної області суміжної поверхні Co/Cu в (a) (адаптовано з [61]).

Оптимальна температура залежить від вибору матеріалів шару, товщини, можливо буферного шару, який використовується, та матеріалів підкладки. В рамках даної роботи ми фокусуємо увагу на системах шарів на основі Co/Cu. Наприклад, якщо товщину окремих шарів оптимізовано для першого максимуму антиферомагнітного зв'язку (АФЗ), то оптимальною зареєстрованою температурою була температура близько 150 °C [62], тоді як для систем, оптимізованих для другого максимуму АФЗ, критична температура спостерігається на рівні близько 375 °C [63]. Для процесів відпалу із застосуванням температури вище критичної спостерігається збій амплітуди ГМО. У наукових публікаціях висувалися різні причини такого погіршення ГМО в мультишарах Co/Cu: за допомогою польової іонної мікроскопії та трансмісійної (просвічуючої) електронної мікроскопії (ТЕМ) було описано спостереження містків Co крізь шари Cu [64,65]. Такі дефекти шаруватої структури спостерігалися в системах з високим рівнем шорсткості внутрішньої суміжної поверхні навіть у підготовленому стані, що призводило до сильного феромагнітного зчеплення сусідніх шарів Co. ТЕМ-дослідження багатошарових зразків Co/Cu, про які повідомляли Ретцке та інші, демонструють транспорт Cu в шари Co вздовж меж зерен [57]. Альтернативним методом спостереження за механізмом погіршення ГМО є атомно-зондова томографія (АЗТ) [61,66,67]. На Рис 2.8a продемонстровано тривимірну реконструкцію тришару $Py_{25nm}/Cu_{20nm}/Co_{10nm}$, отриману за допомогою АЗТ. Після відпалу при 350 °C протягом 30 хв. (Рис. 2.8 b,c) добре видно, що атоми Ni з буферного шару Py відокремлюються вздовж меж зерен у шар Cu (червоні точки на Рис.2.8 c). Цей шлях сегрегації утворює початкову стадію утворення точкових отворів і викликає

феромагнітні містки через немагнітний шар зв’язку, погіршуючи ефект ГМО [61].

Хейтман та інші запропонували спосіб уникнути цих ефектів і покращити температурну стабільність багатошарових систем Cu/Co [68]: Для багатошарової системи [$Py_{3nm}/Cu_{6nm}/Co_{3nm}/Cu_{6nm}$]20 було продемонстровано, що відпал при 500 °C протягом 24 годин ініціював повну перекристалізацію зразка з домінуючою полікристалічної [121] текстури підготовленого стану до [110] квазімонокристалічного стану після відпалу. Найбільш вражаючим аспектом такої мікроструктурної зміни є збереження шаруватої структури (порівняйте Рис.2.9 а,б). Така кристалографічна переорієнтація викликана мінімізацією пружної енергії невідповідності ґратки: при однаковій деформації пружна енергія в [111] орієнтованому CoCu матеріалі вища, ніж енергія в структурі [100] через пружні властивості матеріалів. Шляхом перекристалізації в структурі [100] досягається зниження пружної енергії порядку 0,8 еВ на атом внутрішньої суміжної поверхні [33,59]. Але важливо зазначити, що попередній відпал зразка при помірних температурах призводить до значного зменшення дислокацій в процесі відновлення, в той час як температура є недостатньо високою для активації процесу перекристалізації, а подальше підвищення температури вже не обов’язково буде ініціювати рекристалізацію. Це пояснюється зменшенням рушійної сили [70]. Таким чином, перекристалізація може відбуватися тільки після безпосереднього нагрівання зразка до достатньої температури. Вимірювання ГМО, наведені на малюнку 9d, для перекристалізованого Co/Cu мультишару показують, що ефект ГМО залишається стабільним при подальшій термічній обробці нижче початкової температури відпалу протягом 64 годин.

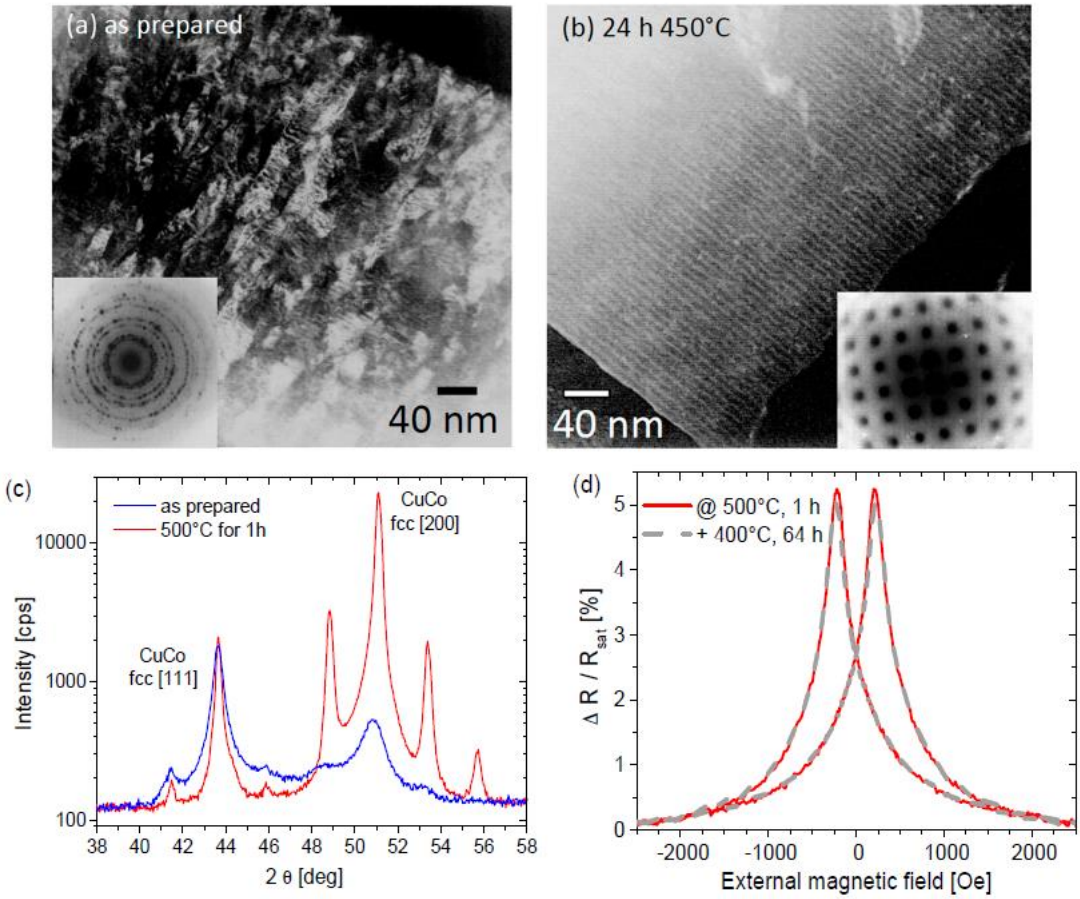


Рисунок 2.9 – Порівняння ТЕМ-зображень мультишару $[Py_{3nm}/Cu_{6nm}/Co_{3nm}/Cu_{6nm}]_{20}$ у підготовленому стані (а) та після відпалу при 450 °C протягом 24 год (б). Вставки демонструють відповідну вибраній ділянці дифракційну картину. Мікрофотографії доводять, що шарувата структура зразка зберігається під час відпалу, а мікроструктура змінюється від полікристалічної до квазімонокристалічної, орієнтованої в гранецентровано кубічному напрямку (ГЦК) [110]; (с) Рентгенівська дифрактограма багатошарової системи Co/Cu до і після відпалу, що

демонструє ефект перекристалізації; (d) Вимірювання ГМО при кімнатній температурі для перекристалізованого мультишару Co/Cu: ефект ГМО залишається стабільним при подальшій термічній обробці при 400 °C протягом 64 годин [43].

Біосенсори

Завдяки здатності систем ГМО бути чутливими навіть до малого магнітного поля, увагу привернув до себе потенціал ГМО-сенсорів для виявлення магнітних кульок (мікроносіїв), що дало поштовх до розвитку ще одного технологічного напрямку — розробки магнітних біосенсорів для застосування у природничих науках. Лише через десять років після відкриття ГМО перший магнітний біосенсор був представлений Базельтом та іншими [71].

На Рис 2.10 продемонстровано принцип виявлення. На поверхні сенсора іммобілізуються специфічні білки. Для виявлення використовуються суперпарамагнітні наночастинки або кульки, які особливо прикріплені до цільового антитіла. На етапі промивання незв’язані магнітні маркери видаляють і вимірюють кульки, зв’язані з молекулами антигену.

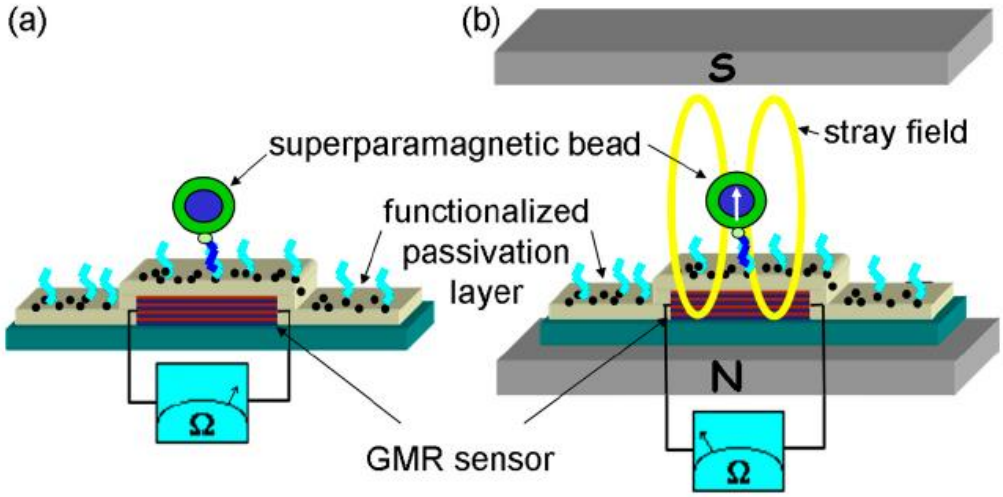


Рисунок 2.10 – Схематичне зображення магнітного біосенсора: (a) суперпарамагнітна кулька, функціоналізована молекулою рецептора, гібридизується з цільовою молекулою, прикріпленою до поверхні сенсора; (b) зовнішнє поле вирівнює магнітний момент кульки, і розсіяне магнітне поле можна виявити датчиком ГМО (адаптовано з [72]).

Суперпарамагнітна природа кульок дозволяє вмикати їх розсіяне магнітне поле за допомогою однорідного зовнішнього магнітного поля, орієнтованого перпендикулярно до поверхні датчика, див. Мал. 10 б. Таким чином, компоненти розсіяного поля магнітних маркерів у чутливій зоні датчика можуть бути виявлені за падінням електричного опору датчика ГМО. Для оптимального виявлення кульок необхідні датчики ГМО з ізотропними сигналами та високою чутливістю. У джерелах [72,73] повідомлялося про

використання багатошарового стека $Py_{1.6nm}[Cu_{1.9nm}/Py_{1.6nm}]_{10}/Ta_{3nm}$ для виявлення магнітних кульок. Для запобігання будь-якому впливу магнітної анізотропії використовуваних матеріалів на характеристики ГМО була обрана спіралеподібна структура. На малюнку 11a показана майже ізотропна структура ГМО, характерна для двох перпендикулярно орієнтованих у площині магнітних полів. Для такого типу датчиків досягнута чутливість 0,6% на кА/м у плоских магнітних полях, що дозволяє встановити межу виявлення концентрації ДНК на рівні лише 16 $pg/\mu L$, що вирепеджає стандартні методи виявлення, засновані на флуоресценції [73]. Залежність зміни опору $\frac{\Delta R}{R}$ від покриття частинками поверхні датчика показано на рисунку 2.11b. При низьких концентраціях частинок спостерігається майже лінійна поведінка вихідного сигналу [72].

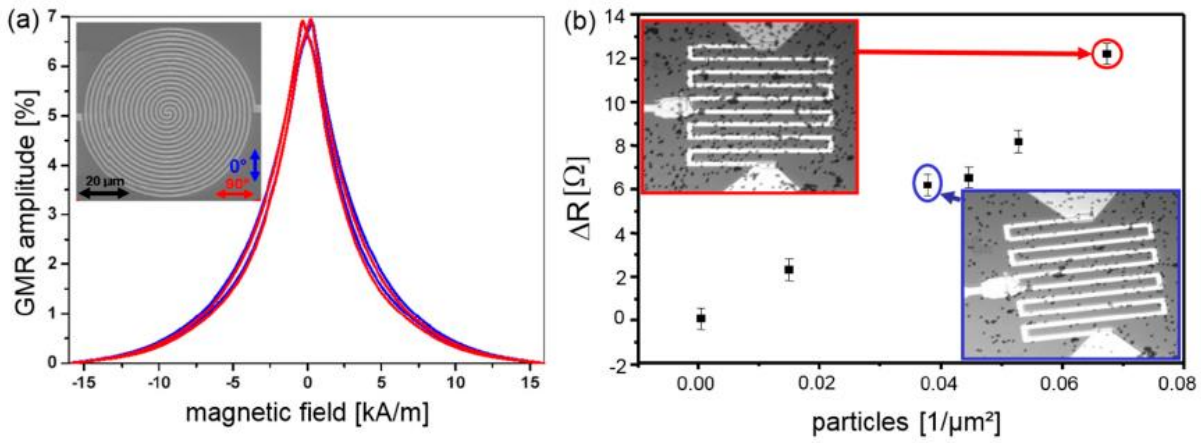


Рисунок 2.11 – (a) Ізотропна характеристика ГМО, виміряна при кімнатній температурі для датчика ГМО у формі спіралі для двох полів у площині, що орієнтовані перпендикулярно одне одному; (b) Зміна опору меандроподібни

ГМО-сенсорів, кожен із площею 100 × 100 μm^2, як функція густоти частинок. Зображення, отримані за допомогою сканувального електронного мікроскопу (SEM), показують покриття частинками датчиків, що відповідають вимірюванням, відміченим кольоровими кружечками (дані взято з [72]).

На шляху від простого виявлення кульок до повністю інтегрованого, легкого у використанні, ручного пристрою «лабораторія на чіпі» для застосування в людській або ветеринарній діагностиці, необхідно подолати кілька проблем:

(1) Магнітний сердечник магнітних маркерів необхідно стабілізувати, щоб зберегти їх магнітні властивості. Зазвичай це досягається вбудовуванням суперпарамагнітних наночастинок магнетиту в полімерну матрицю. Хімічно синтезовані наночастинки FeCo також є гарним варіантом навіть для виявлення окремої молекули через їх чудове насичення намагніченості і, отже, більші поля розсіяння [74];

(2) необхідно налаштувати взаємодію між хімією та біологією для кожного застосування, щоб зробити можливою конкретну функціоналізацію маркерної та сенсорної поверхонь, наприклад, для виявлення міченої біотином ДНК можна використовувати частинки, вкриті стрептавідином [75, 76]; (3) датчики ГМО мають бути вбудовані в рідкі середовища, що дозволяє магнітним маркерам пропускати поверхні датчика на близьку відстань, щоб забезпечити зв’язування з поверхнею протягом прийнятного часового проміжку [77].

Завдяки магнітній природі маркерів, сили магнітного притягання, створені, наприклад, провідними лініями на чіпі або тонкими магнітно структурованими плівками, можуть використовуватися для притягування кульок до сенсорів [78–85]. Іншим способом концентрації кульок на сенсорній поверхні є використання ультразвукових стоячих хвиль всередині системи мікрорідинних каналів [86, 87], або ж сама мікрорідинна система може бути використанан для транспортування кульок до поверхні датчика, наприклад, шляхом розробки рамоподібної структури [77,88].

Нова концепція транспортування магнітних частинок у середовищі «лабораторії на чіпі», що не потребує застосування зовнішніх сил, як-от мікрорідинних насосів, — це магнітний храповий механізм [89,90]. У такому механізмі поєднаннння асиметричного магнітного потенціалу та броунівського руху магнітних кульок переміщує частинки через пристрій. Асиметричний магнітний потенціал досягається поєднанням зовнішнього магнітного поля з просторово періодичним масивом провідних ліній. При застосуванні асиметричного поля частинки рухаються до мінімумів потенціалу. Після вимкнення починається процес дифузії. Завдяки асиметричній формі потенціалу частинки транспортуються до наступних мінімумів, коли поле реактивується, і таким чином досягається чистий процес транспортування [89].

Реалізацію лабораторного прототипу пристрою «лабораторія на чіпі» можна побачити на Рис.2 12. Масив із 32 меандроподібних ГМО-датчиків у поєднанні з відповідною мікрорідинною конструкцією, що оптимізує швидкість захоплення кульок. Вимірювання охоплення окремого датчика можна покращити шляхом застосування захисної процедури. У цій процедурі

використовується додатковий підсилювач, який перемикає напругу на сусідніх рядках датчиків, забезпечуючи рівний потенціал рядів (див. Мал. 12 d,e). За умови, що опори елементів матриці мають однакову величину і набагато більші, ніж опір ліній живлення, вимірювальний струм не буде розширюватися на інші шляхи, і кожен опір матриці датчика може бути розглянутий окремо.

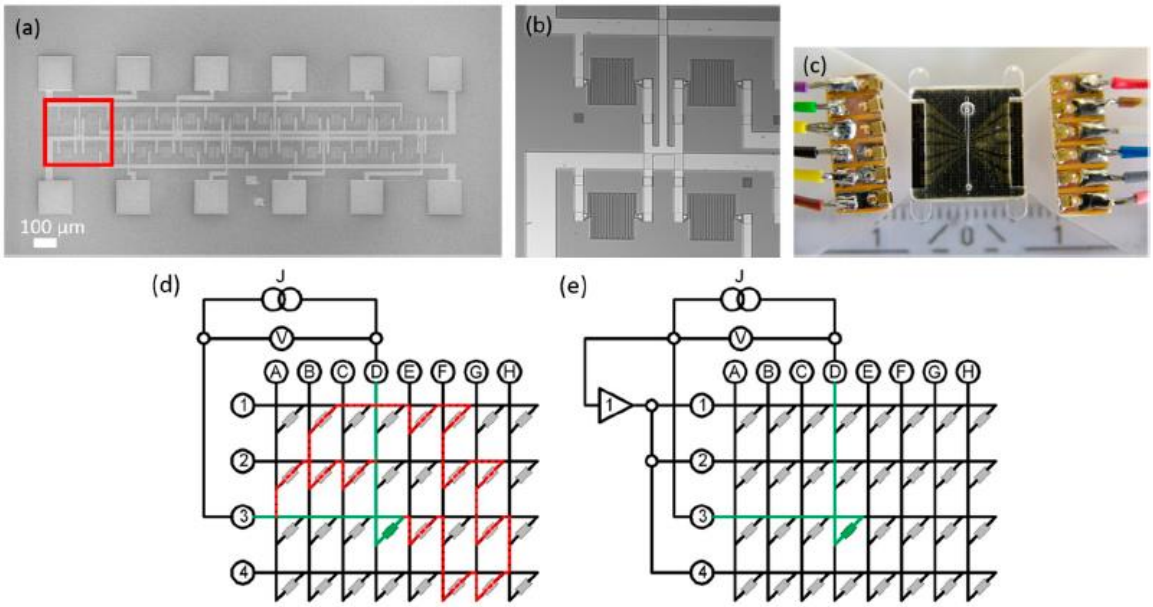


Рисунок 2.12 – Лабораторний прототип пристрою «лабораторія на чіпі»: (a) SEM-зображення серцевини пристрою, що складається з 32 ГМО-сенсорів. Позначена область чотирьох меандроподібних датчиків ГМО показана збільшеною на (b); (c) фотографія підключеного пристрою; (d,e) демонструють переваги захисної процедури для аналізу матриці з 32 датчиків. Необхідно вимірювати лише сенсорний елемент, позначений зеленим (рядок 3, стовпець D). Інші можливі шляхи течії позначені червоним

кольором; (d) незахищена матриця; (e) коли застосовується захисний підхід

.

Гранульовані насипні системи

Через чотири роки після відкриття ефекту ГМО в багатошарових структурах групи учених, очолюваня Берковіцем та Сяо заявили, що ГМО не обмежується тонкоплівковими системами, але також зустрічається в гетерогенних об’ємних сплавах [29,91]. Обидві групи використовували магнетронне розпилення або спінінг з розплаву для створення феромагнітних осадів Co в немагнітній Cu матриці, відповідно. Основні фізичні механізми, які можуть викликати утворення таких гранульованих об'ємних ГМО-структур в сплавах, узагальнено на схематичній фазовій діаграмі, показаній на Мал. 13. Для утворення магнітних осадів (метал A) в немагнітних матричних матеріалах (метал B) спостерігалися різні типи розкладання: (1) розкладання шляхом класичного зародження та зростання, наприклад, у системах Ag-Co [31,92,93]; (2) когерентний або спінодальний розпад, наприклад, у системах Cu-Co [94,95] і (3) евтектичний розпад, наприклад, у сплавах Au-Co [96,97]. Проте очікується, що поведінка систем Ag-Co та Cu-Co буде схожа на поведінку розкладених систем через великий вміст Co [98].

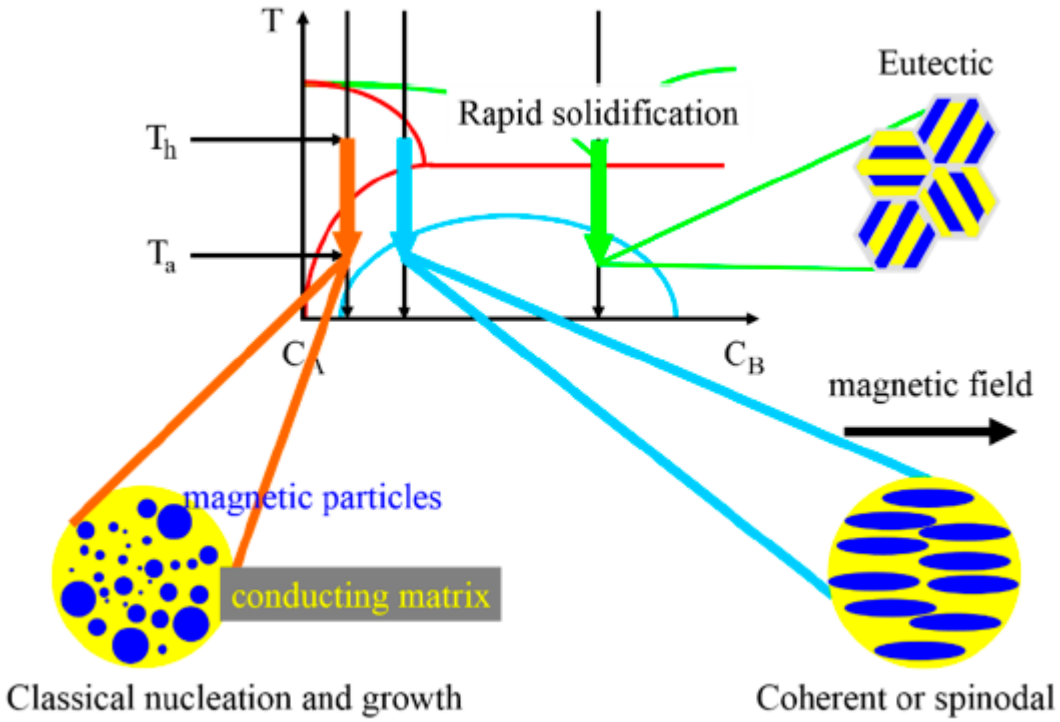


Рисунок 2.13 – Схематична фазова діаграма двох металів A (магнітний) і B (немагнітний), що ілюструє різні типи розкладання, що може викликати ефект ГМО в гетерогенних об'ємних сплавах: (1) класичне зародження та зростання осадів; (2) когерентний або спінодальний і (3) евтектичний розпад, який утворює пластинчасту мікроструктуру, подібну до багатошарової.

Застосовуючи зовнішнє магнітне поле під час процесу розкладання (див. Рис. 2.13, випадок 2), можна одержати подовжені магнітні осади. Це було продемонстровано Хюттеном на іншими дослідниками в об'ємних сплавах $AlNiCo_5$ [99]. Було продемонстровано, що ймовірність спінового розсіювання вдвічі вища, якщо напрям струму перпендикулярний до напрямку подовження частинки.

Характеристики ГМО в цих гранульованих системах тісно корелюють з магнітною поведінкою зразків. Завдяки ТЕМ дослідженням ми знаємо, що відпал гранульованих систем спричиняє огрубіння магнітних осадів і збільшення міжчасткових відстаней, як наприклад у випадку з Cu-Co [29,98] і Au-Co [97, 100]. Крім того, у роботі [98] за допомогою застосування мікроскопії Лоренца було підтверджено, що однодоменні частинки Co існують у загартованих стрічках $Au_{71.6}$ $Co_{28.4}$, а багатодоменні частинки Co у відпалених стрічках відповідно. Зміни розміру зерен і утворення багатодомених частинок відображаються в магнітних вимірюваннях і, отже, в характеристиках ГМО. У той час як деякі групи вчених спостерігали постійне зменшення зернистого ГМО зі збільшенням розміру частинок [91,101,102], в роботах інших дослідників [29,103–105] демонструється, що гранульований ГМО спочатку збільшується до максимального значення приблизно за довжиною вільного пробігу електронів λ, а потім зменшується (див. Рис.2.14). В обох випадках гранульований ГМО зменшується наближено до оберненої залежності від розміру частинок. Було зроблено висновок, що зменшення зернистого ГМО виникає внаслідок зменшення спін-залежного міжфазного розсіювання електронів, оскільки відношення поверхні до об’єму зменшується зі збільшенням розміру [33,106]. Ге та ін. зробили висновок, що при низьких температурах відпалу зменшуються дефекти, невпорядкованість і акценти невідповідності [104]. Таким чином, загальний опір плівки зменшується, що призводить до збільшення зернистого ГМО. При вищих температурах частинки ростуть досить швидко в порівнянні з виправленням дефектів плівки, а гранульований ГМО деградує. Щодо залежності гранульованого ГМО від розміру частинок, слушним є зауваження Ванга та інших, що це залежить від того, чи є частинки

суперпарамагнітними, однодоменними феромагнітними чи багатодоменними феромагнітними. У той час як їхні розрахунки показують постійне зменшення для суперпарамагнітних частинок, максимум було зафіксовано у випадку однодоменних феромагнітних частинок [103].

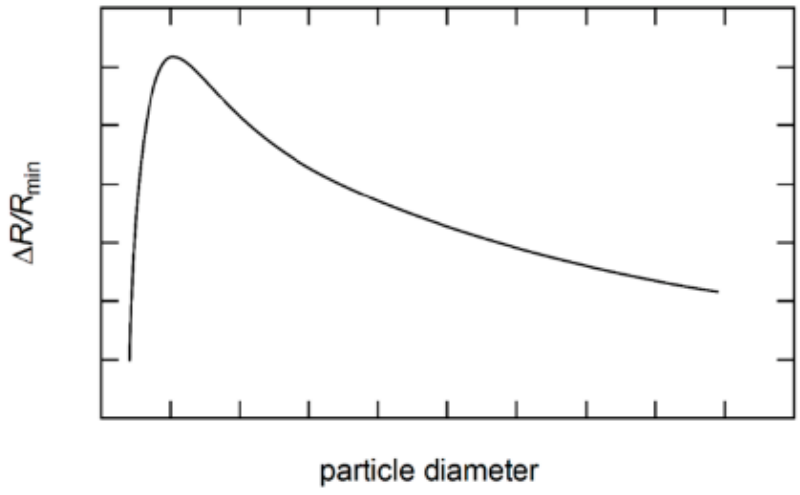


Рисунок 2.14 – Схематична ілюстрація ефекту гранульованого ГМО в залежності від розміру частинок.

Залежність гранульованого ГМО від феромагнітної об’ємної частки можна порівняти із залежністю від розміру частинок: при низьких об’ємних частках феромагнітних частинок частинки малі й їх кількість невелика, тому можна виміряти лише невеликий гранульований ГМО. Зі збільшенням феромагнітної об’ємної частки гранульований ГМО збільшується, поки не досягне оптимального значення при об’ємній частці феромагніту від 15% до 30%, залежно від системи використаних матеріалів. Після цього воно зменшується зі збільшенням об’ємної частки феромагніту, оскільки частинки

стають більшими і щільнішими, зменшуючи відношення поверхні до об’єму. Крім того, можуть виникати багатодоменні частинки, і дипольні взаємодії між сусідніми феромагнітними частинками набувають більшого значення. Нарешті, частинки утворюють велику сполучну мережу з феромагнітними доменами на порозі перколяції 55% і можна спостерігати лише анізотропний магнітоопір (AMR) [103–105,107–114].

Підсумовуючи результати багатьох досліджень, можна стверджувати, що розмір, розподіл і кількість феромагнітних частинок, а також шорсткість поверхні розділу визначають результуючий ефект ГМО у гранульованих сплавах [97,98,100,115]. Тому важливо контролювати ці параметри для покращення ефекту ГМО у гранульованих системах

2.5 Гібридні структури

ГМО не обмежується лише тонкими плівками або об’ємними системами. Він також зустрічається в чистих окремих системах і гібридних матеріалах, що містять тонкі плівки, а також магнітні кластери. Ці гібридні структури можуть бути отримані, наприклад, шляхом нагрівання плівок або шляхом формування багатошарів з надтонкими, а отже, розривними магнітними шарами [106–110]. Холоді та ін. продемонстрували, що гібридні системи Co/Py мають переваги для застосувань у датчиках, наприклад бічна розв'язка в кластерному шарі в поєднанні з низьким коерцитивним полем [106]. На жаль, вищезгадані методи підготовки гібридних матеріалів зазвичай призводять до великих розподілів розмірів кластерів, що ускладнює дослідження таких аспектів, як розмір кластера, відстань та концентрація на результуючу характеристику ГМО. У роботі [110] була представлена ідея використання методу «знизу вгору» шляхом заміни феромагнітного електрода тришару тонкої плівки на попередньо визначені магнітні наночастинки. В цьому випадку тонкоплівкова система $Co_{3nm}/Ru_{0,8nm}/Co_{4nm}$ була підготовлена шляхом розпилення в якості еталону, що демонструє амплітуду ГМО 0,36% при кімнатній температурі (див. чорну криву на Мал. 15). Товщина проміжного шару Ru була обрана відповідно до найкращого міжшарового обмінного зв'язку. Для підготовки гібридної системи, за допомогою вологого хімічного синтезу були отримані наночастинки Co із середнім діаметром 12 нм [111,112]. Моношар цих частинок був нанесений зверху проміжного шару Ru, таким чином замінивши плівку Co товщиною 4

нм як магнітний електрод. Відповідна характеристика ГМО (див. червону криву на Мал. 15) демонструє подібну поведінку порівняно з еталонною системою з амплітудою ефекту 0,28% при кімнатній температурі.

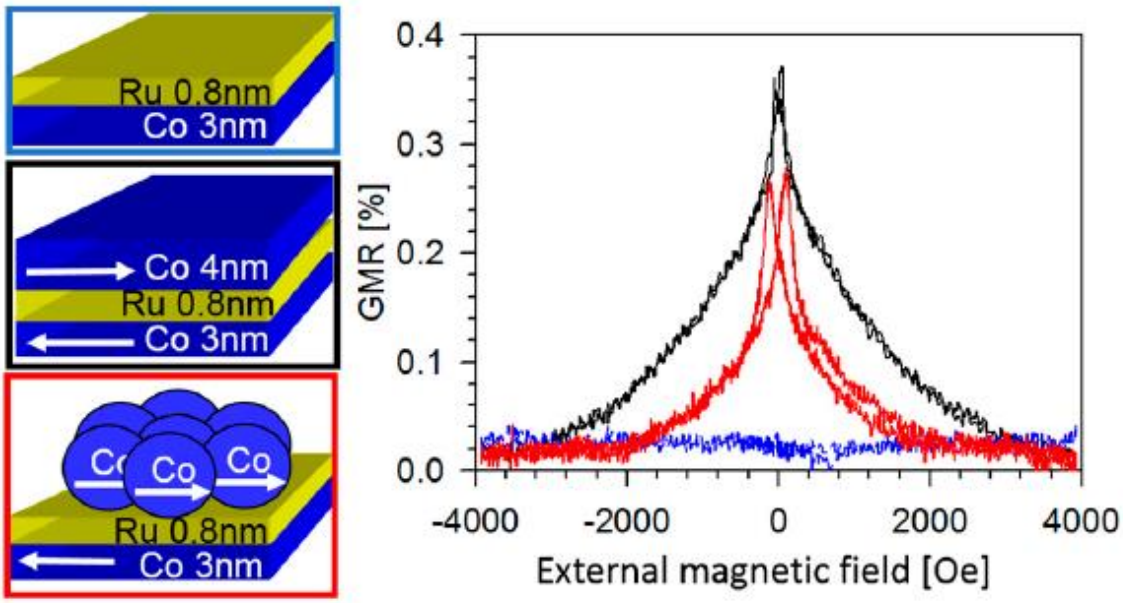


Рисунок 2.15. Доказ ідеї про те, що наночастинки Co можуть бути з'єднані з шаром Co за допомогою зв'язку проміжного шару Ru. У якості еталону наведено характеристики ГМО шаруватого зразка $Co_{3nm}/Ru_{0,8nm}/Co_{4nm}$ (чорна крива) та системи $Co_{3nm}/Ru_{0,8nm}$ (синя крива). Отримана крива ГМО (червона), виміряна при кімнатній температурі гібридної системи часток $Co_{3nm}/Ru_{0,8nm}/Co$ (діаметр: 12 нм), чітко показує характер спін-клапана (адаптовано з [110]).

Це вказує на те, що магнітні наночастинки Co можуть бути з'єднані з шаром Co за допомогою з'єднання проміжного шару. Менше поле насичення гібридної структури вказує на менше зчеплення проміжного шару порівняно з шаруватою системою такої ж товщини проміжного шару, але через більший магнітний момент наночастинок Co розміром 12 нм порівняно з плівкою Co товщиною 4 нм, вплив енергії Зеемана також вищий. Таким чином, у випадку гібридної системи це поле насичення менше, ніж для шаруватої структури за передбачуваної рівної сили зв'язку. Тим не менш, цей метод, здається, дозволяє точніше налаштувати характеристики ГМО гібридних систем, що представляє великий інтерес з точки зору практичного застосування.

Наночастинні системи ГМО

Зазвичай гранульовані матеріали готуються методами «згори донизу», такими як спільне напилення або спільне випаровування матриці та матеріалів, що випали, а також металургійними методами [97,113–115]. Розмір частинок, об’ємна частка та магнітна конфігурація частинок повинні контролюватися через залежність ГМО від цих параметрів. Ці вимоги можна легше виконати, використовуючи підходи «знизу вгору» для підготовки гранульованих систем, наприклад вбудовування готових магнітних наночастинок в немагнітні матричні матеріали. Цей підхід був вперше застосований Дюпюї та ін., які використовували збірні частинки Co та Fe в газовій фазі, одночасно наносячи Ag як матеріал матриці на холодні підкладки [116]. Ця методика дозволяє незалежно варіювати розміри частинок та об’ємні співвідношення і, отже, вивчати залежність ГМО від цих параметрів. Крім того, різні матеріальні системи можуть бути реалізовані простим способом [116–118]. У 2007 році Тан та інші продемонстрували, що

хімічно синтезовані магнітні наночастинки FeCo, стабілізовані лігандом, можуть бути використані для отримання магніторезистивних гранульованих суперкристалів [119]. У цьому випадку електрично ізолююча оболонка ліганду діє як тунельний бар’єр. Заявлялося, що у цих наночасткових системах спостерігалася амплітуда ефекту тунельного магнітоопору до 3000% при низьких температурах [120]. У роботі [121] такі стабілізовані лігандом наночастинки були використані для створення двовимірних гранульованих структур ГМО. Тому суперпарамагнітні наночастинки Co із середнім діаметром 8 нм були розміщені в моношарі на підкладці SiO за допомогою процесу самоскладання. Ізолюючі оболонки ліганду були видалені за допомогою процесу відпалу в атмосфері відновного газу. Після цього, не порушуючи вакууму, поверх наночастинок був нанесений тонкий шар Cu, щоб встановити електричний контакт між частинками. На Мал. 16 показаний результат вимірювання ГМО при кімнатній температурі. Характеристика ГМО у формі дзвону в основному відповідає очікуваній поведінці частинок, що не взаємодіють, виведених із перемагнічування за рівнянням (11) (червона крива, Рис. 2.16).

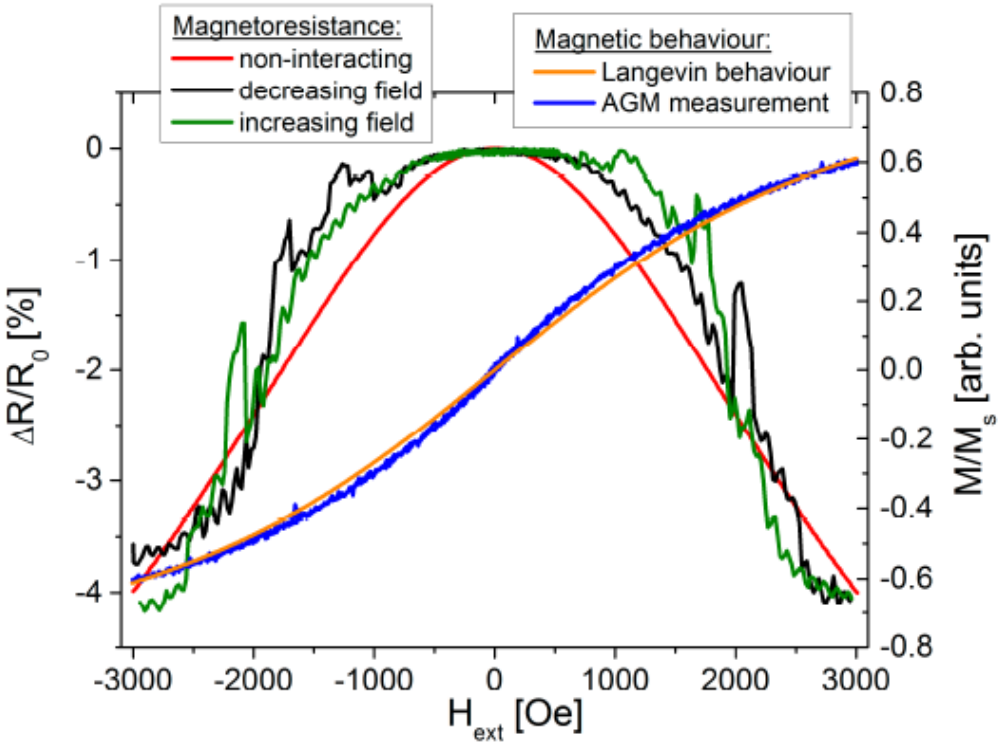


Рисунок 2.16 – Характеристика ГМО моношару наночастинок Co розміром 8 нм, виміряна при кімнатній температурі із зовнішнім магнітним полем у площині (струм зразка: 1 мА, R_0: 1,6 $k\Omega$). Вимірювання можна порівняти з очікуваною поведінкою невзаємодіючих частинок (червона крива). Додатково показано відповідне магнітне вимірювання (синя крива) (адаптовано з [121]).

Крім очікуваної характеристики магнітного опору, додаткові ознаки з'являються симетрично для збільшуваного і зменшуваного зовнішніх полів, які можуть бути пов'язані з внутрішнім магнітним розташуванням у скупченні частинок. Викликані диполярним сполученням суміжних

частинок, магнітні домени можуть утворюватися з антипаралельним розташуванням магнітних моментів, що зберігає більш високу стійкість проти зовнішніх впливів порівняно з невзаємодіючими частинками [121].

Варгас та інші створили модель для симкляції дипольного зв'язку між феромагнітними частинками та його впливу на зернистий ГМО [122]. Вони показали, що частинки феромагнітно з’єднуються в ближньому полі, тоді як у далекому полі проявляється антиферомагнітний зв’язок. Розглядаючи модельну систему з двох паралельних ланцюгів частинок, де моменти частинок вирівняні в одному напрямку всередині кожного ланцюга, але протилежно орієнтації моментів сусіднього ланцюга, очікувалося, що ГМО буде на 20% вищим порівняно з не взаємодіючими наночастинками. Для того, щоб реалізувати таку наночастинну модельну систему ГМО, Мейєр та інші включили покриті вуглецем наночастинки Co в провідні агарозні гелі як немагнітну матрицю [123]. Ці системи дозволяють вирівнювати феромагнітні частинки Co вздовж силових ліній прикладеного зовнішнього магнітного поля. Агарозний гель нагрівають вище температури плавлення, і наночастинки поширюються в рідкій фазі гелю. Під час охолодження гелю нижче температури гелеутворення можна прикласти зовнішнє магнітне поле. Таким чином, ця методика дозволяє ініціювати різні варіанти розташування частинок у провідній матриці, які фіксуються після застигання гелю. Отже, можна запобігти зміні характеристики ГМО при кожному вимірюванні, що викликається зміною положень частинок під час перемикання зовнішнього поля, яку можна спостерігати у випадку рідкої гелевої матриці, наприклад суміші гліцерин-вода [123]. На Рис.2.17 а,б відповідно можна побачити

зображення зразка, підготовленого без впливу однорідного магнітного поля під час процесу охолодження, під оптичним мікроскопом. Порівняння відповідних вимірювань ГМО, виконаних при кімнатній температурі, наведено на Рис 2.17. Добре помітний вплив розташування частинок на ефект наночастинок ГМО. Більш високу амплітуду ГМО у випадку зразка з охолодженим полем, порівняно зі зразком із випадково розподіленими частинками, можна пояснити більшою об'ємною часткою частинок уздовж шляху струму, коли струм подається паралельно полю [123].

Однак щільність частинок всередині цих надструктур різна. Отже, дипольний зв'язок всередині цих надструктур змінюється, як демонструє спін-динамічне моделювання для однорідного та обертового поля зразка [27]. Оскільки в зразку обертового поля присутня вища щільність частинок, відстань між частинками менша, а отже, у порівнянні зі зразком однорідного поля, присутні все більші площі феромагнітних зв'язаних частинок. Як припускають Варгас та ін., ці різні дипольні зв'язки також можуть мати додатковий вплив на гранульований ефект ГМО [122]. Для подальшого підвищення стабільності наночастинного ГМО на основі агарозного гелю рекомендується використовувати змінний струм (AC) замість постійного струму (порівняйте Мал. 18). При цьому гальмується електроліз іонів у гелі та утворення подвійних електричних шарів [123]. Це призводить до підвищення відтворюваності наночасткових ефектів ГМО і, отже, відкриває шлях до реалізації високочутливих датчиків, які можна друкувати, без необхідності фото- або електронно-променевої літографії [67].

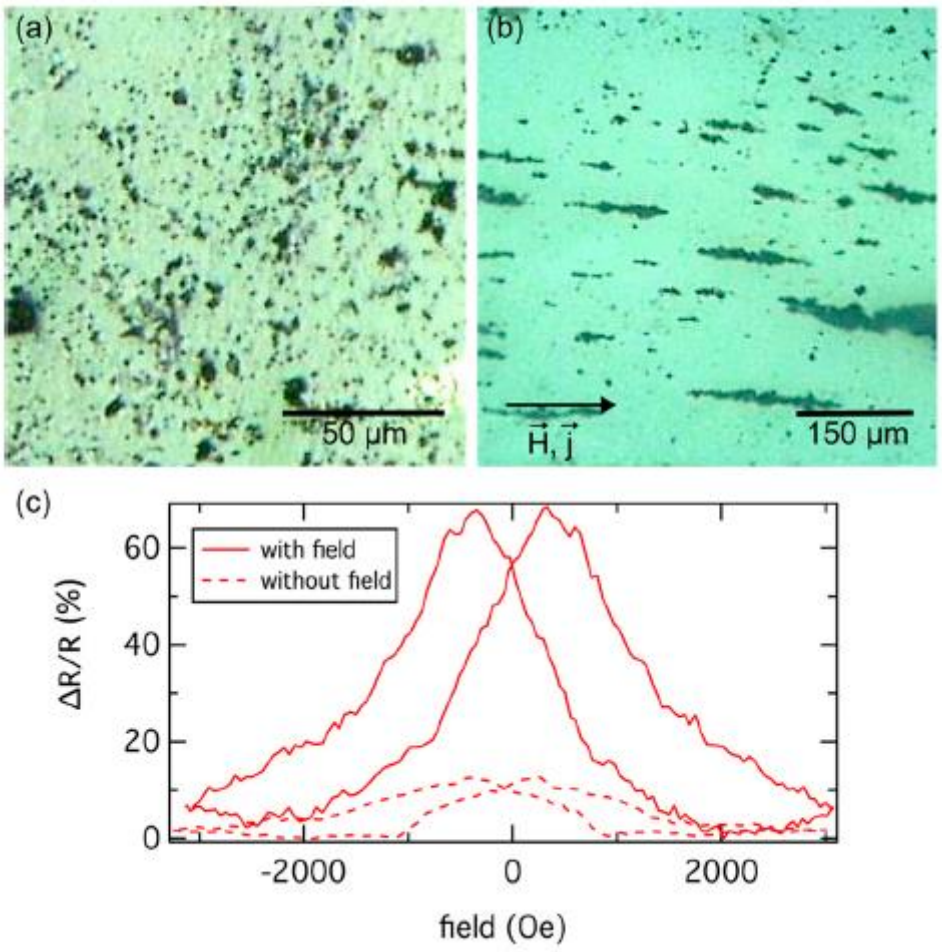


Рисунок 2.17 – Зображення, отримане за допомогою оптичного мікроскопа: частинки Co розміром 18 нм з вуглецевим покриттям в агарозному гелі, підготованому без (а) і з однорідним (б) зовнішнім магнітним полем, прикладеним під час процесу охолодження. Кластери частинок випадковим чином розподіляються у зразку без поля, а ланцюжки частинок утворюються під час впливу однорідного поля. Гранулярний ГМО виміряно при кімнатній температурі для обох зразків і продемонстровано на (с) (дані взяті з [123]

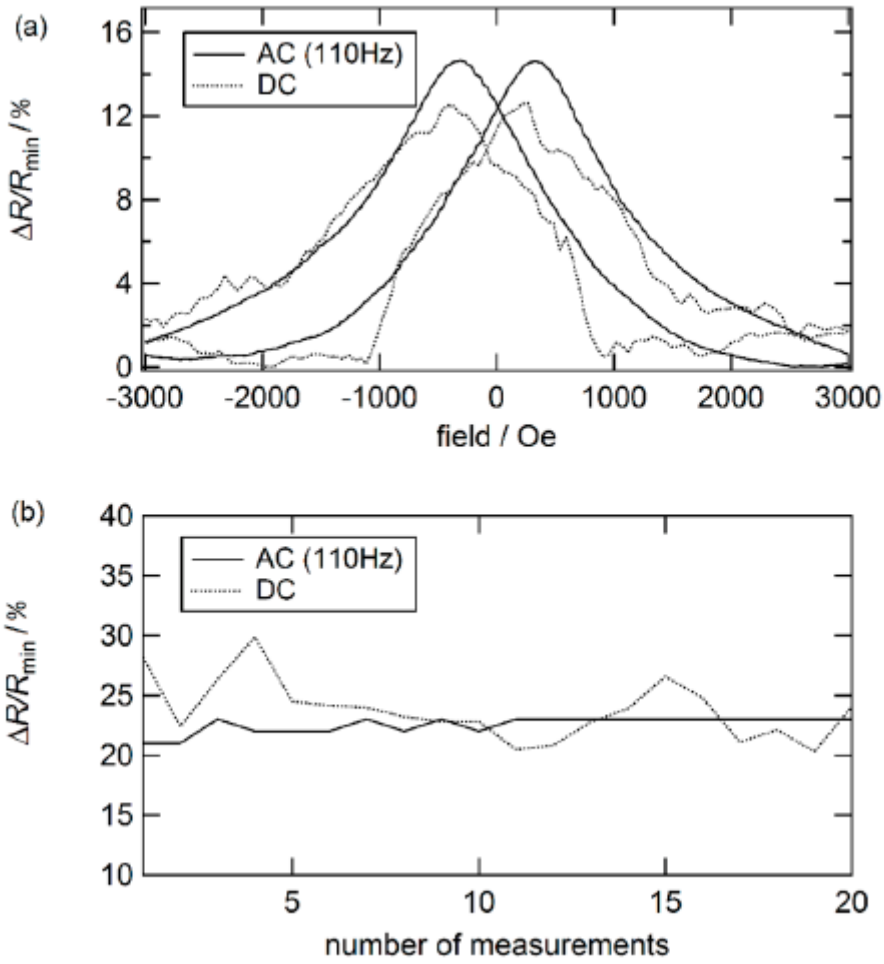


Рисунок 2.18 – (a) Порівняння вимірювань наночасткового ГМО при кімнатній температурі з постійним і змінним струмом при 110 Гц; (b) Розвиток ефекту ГМО під час ряду вимірювань для постійного та змінного струму при 110 Гц (дані взяті з [124]).

Висновки до розділу II

1) Ефект ГМО виникає в магнітних матеріалах, починаючи від гетерогенних об’ємних систем над багатошаровими тонкими плівками до магнітних наночастинок, синтезованих методами «знизу вгору».
2) Вирішальну роль для пробудження повного потенціалу ефекту ГМО у всіх системах відіграють мікроструктурні та магнітні особливості.
3) Показано, що з огляду на майбутні наночасткові системи ГМО, чіткий контроль розташування частинок і магнітної конфігурації буде ключем до успішного створення сенсорних пристроїв, які можна буде надрукувати для застосування у промисловості.

РОЗДІЛ ІІІ ЕФЕКТ СПІНОВОГО ТРАНСФЕРУ

3.1 Мікромагнітний підхід до моделювання

Відповідно до інтуїтивного підходу до мікромагнетики, феромагнетик можна розглядати як сукупність локалізованих диполів, що регулюються обмінними взаємодіями Гейзенберга, диполь-дипольними взаємодіями, а також анізотропією, – характеристикою магнітних тіл, тісно пов’язаною з властивостями орбітального моменту. Розподіл намагніченості всередині крихітних магнітних острівців, вирощених на сприятливих субстратах у надвисокому вакуумі (наприклад, [1]), можна дослідити таким чином [2]. Класична мікромагнетика [3, 4, 5] розглядає намагніченість у межі континууму; за умови постійної намагніченості насичення для робочої температури розподіл намагніченості всередині феро- або феримагнітного тіла стає таким чином векторним полем $SM(r) = M\ m(r)$, де $m(r)$ може перебувати лише на одиничній сфері $m(r) = 1$. Дипольно-дипольні взаємодії замінюються магнітостатикою, формальним еквівалентом електростатики з тією необхідною умовою, що сума магнітних «зарядів» має дорівнювати нулю, подібно до простого диполя. Магнітні «заряди» виникають або через розбіжності векторного поля намагніченості в об’ємі феромагнітного тіла ($\nabla m(r) \neq 0$), або, припускаючи застосування умов так званих «вільних кордонів», якщо вектор магнетизації не є паралельним до вільної поверхні або межі розділу ($(m \cdot n) \neq 0$, де n – зовнішня нормаль до поверхні або межі

розділу). Обмінні взаємодії типу Гейзенберга беруться в безперервній межі і вважаються ізотропними. Таким чином, один параметр описує стійкість поля вектора намагніченості до деформацій, будь то вигин, розгинання або скручування. Анізотропія описується на чисто феноменологічній основі. Нарешті, починаючи з рівноважного розподілу намагніченості, намагніченість може бути приведена в рух під дією зовнішнього поля, яке часто називають прикладеним полем, або спін-поляризованого струму [6, 7]. Обидва фактори включаються до намагніченості, як додаковий момент.

Густина енергії пов’язана з кожним типом взаємодії всередині магнітного тіла, за винятком спінового моменту. Таким чином, розподіл намагніченості є результатом вимог, що суперечать одна одній. Обмінні взаємодії сприяють рівномірному розподілу намагніченості. З іншого боку, встановлення умови $(m \cdot n) = 0$ уздовж меж магнітного тіла обов’язково призводить до нерівномірного розподілу. Розглянемо, наприклад, плоску циліндричну пластину мікронного розміру: застосування умови $(m \cdot n) = 0$ означає, що намагніченість повинна залишатися в площині та по дотичній до краю пластини. Накладення умови $\nabla m(r) = 0$ означає, що на відстані від обідка намагніченість повинна залишатися ортогональною до будь-якого радіуса, проведеного від осі циліндра до обідка. Однак при наближенні до осі циліндра такий круговий розподіл намагніченості, який називається вихром, призводить до посилення обмінних взаємодій, а невдовзі і до розбіжності обмінної енергії. Через обмеження $m(r) = 1$ намагніченість має вискочити з площини. Через симетрію напрям намагнічування вздовж ядра вихору може бути тільки перпендикулярним до площини пластини, направленим вгору або вниз. Перехід від орієнтації намагніченості в площині до позаплощинної

відбувається на відстанях, що не перевищують кількох нанометрів (див., наприклад, [8] для короткого вступу до вихрів). Загалом, за відсутності будь-якого спін-поляризованого струму розподіл намагніченості досягає рівноваги, коли енергія досягає свого мінімального значення. Будь-який розподіл намагніченості енергетично еквівалентний розподілу, отриманому за допомогою перетворення $m(r) \rightarrow -m(r)$, якщо на нього не діє прикладене поле або спін-поляризований струм. Додаткове виродження може виникнути внаслідок геометричної симетрії магнітних елементів мікронного або субмікронного розміру.

Чисельна мікромагнетика виявляється достатнім інструментом для точного опису розподілу намагніченості при залишковій намагніченості в скінченних магнітних тілах або їх перетворення під дією стаціонарного поля (нещодавні огляди чисельних методів див. у [9]). Наведемо лише один приклад: розподіли намагніченості спостерігаються (експерименти MFM та X-PEEM) у товстих, гранітних, монокристалічних островах Fe, вирощених на поверхні Mo (110) [10], хоча на перший погляд дуже незвичним здається той факт, що вони точно відповідають мікромагнітному моделюванню враховуючи особливості форми цих (майже) ідеальних кристалів. Хоча експериментально це ще повністю не було виявлено, очікується, що внутрішня структура стінки все-таки виявиться складною. Далі ми припускаємо, що основні параметри матеріалу, такі як намагніченість насичення MS при робочій температурі, константи анізотропії, такі як Kun (характеристика одновісної анізотропії), K1 і K2 (характеристика кубічної анізотропії) тощо, і константа обміну A, відомі з точністю, достатньою, щоб не погіршити результати моделювання. Такі величини, в принципі, можуть

бути виявлені незалежно за допомогою, наприклад, СКВІД-магнітометрії, магнітометрії спінового моменту та аналізу спінових хвиль відповідно.

Основною метою цієї «Перспективи» є оцінка здатності мікромагнетики описувати динаміку намагніченості при спіновому збудженні. Проте, перш за все у якості передумови здається доцільним вивчити, чи залишається чисельна мікромагнетика точно прогностичною в динамічному режимі, що керується полем. Крім перерахованих вище параметрів матеріалу, тепер також необхідно, як показано нижче, мати у розпорядженні адекватну оцінку гіромагнітного відношення γ, а також константи загасання α. Існує надзвичайно мало таких експериментів, де всі величини, які входять до рівняння руху намагніченості Ландау-Ліфшица або Ландау-Ліфшица-Гільберта, точно відомі. Наприклад, у своєму дослідженні мод у вихровому стані Буесс та інші заявляють про високий рівень узгодженості між експериментальними даними та мікромагнітним моделюванням з експериментальною точністю вище 10% [11]. Проте вибір авторами значення вільного електрона для γ, швидше за все, не відповідає дійсності. Проте, можливо, їхній вибір досить високої намагніченості насичення для пермалою при кімнатній температурі цілком може компенсувати ймовірну похибку 5% або більше в гіромагнітному відношенні. Цікавим результатом цього дослідження є те, що коли намагніченість «відхиляють» від її початкової орієнтації, а потім дозволяють ослабити до рівноваги за відсутності будь-якого прикладеного поля, тоді можна отримати те саме значення параметра загасання, незалежно від активного режиму (α 0,008 для досліджуваних зразків). Новосад та інші дослідники [12] також змогли знайти хорошу відповідність між частотою обертання вихрів і

чисельним моделюванням, також у дисках із пермалою (під обертанням ми маємо на увазі вихровий рух по траєкторії, що по суті є круговою замкнутою орбітою). Тут експериментальні дані є середнім значенням для великої кількості подібних магнітних елементів. Моделювання покладається на досить знижену (дуже тонкі зразки) намагніченість насичення, виміряну незалежно, і на значення гіромагнітного відношення вільних електронів, а також на «стандартне» значення параметра загасання в пермалої ($\alpha = 0{,}01$). Якщо частоти власних мод найчастіше становлять кілька ГГц, то частоти обертання вихрів залежать для заданої товщини, а також від діаметра диска і не перевищують кількох сотень МГц.

3.2 Рівняння Ландау-Ліфшиця-Гілберта

Майже всі мікромагнітні моделювання, що включають динаміку намагніченості, спираються на рівняння руху намагніченості Ландау-Ліфшица-Гільберта, що представлено нижче (за умови використання одиниць СІ):

$$d\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t) = -\gamma_0\left[\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t) \times \boldsymbol{H}_{eff}(\boldsymbol{r},t)\right] + \alpha\left[\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t) \times \frac{d\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t)}{dt}\right] \tag{3.1}$$

$$\boldsymbol{H}_{eff}(\boldsymbol{r},t) = -\frac{1}{\mu_0}\frac{\delta\varepsilon}{\delta\boldsymbol{M}} \tag{3.1.a}$$

де $\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t)$ і $\boldsymbol{H}_{eff}(\boldsymbol{r},t)$ — намагніченість і ефективне поле відповідно. Обидва є функціями простору і часу. ε позначає функціонал густини енергії, $\gamma_0 = \mu_0(g\mu_B/\hbar)$, $\gamma_0 \cong 2{,}211 \cdot 10^5 mA^{-1}s^{-1}$ для вільного електрона), μ_B — магнетон Бора, а α — параметр загасання. Ефективне поле — це сума прикладених, анізотропних і розмагнічувальних полів, доповнених компонентами поля, що виникають внаслідок обмінних взаємодій. Рівняння (3.1) означає, що прецесія навколо локального ефективного поля є основним рухом намагніченості. Зауважте, однак, що ефективне поле рухається разом з намагніченістю, і, таким чином, проста ідея прецесії навколо поля з фіксованим напрямком може виявитися вкрай оманливою. Для вирівнювання намагніченості вздовж діючого поля потрібне демпфування: форма Гілберта,

використана в (3.1), узгоджується з диссипацією типу Релея. Як неодноразово помічалося раніше, рівняння (3.1) строго дорівнює:

$$\frac{d\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t)}{dt} = -\frac{\gamma_0}{1+\alpha^2}\left[\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t) \times \boldsymbol{H}_{eff}(\boldsymbol{r},t)\right] + \frac{\alpha}{M_s}\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t) \times \left[\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t) \times \boldsymbol{H}_{eff}(\boldsymbol{r},t)\right] \tag{3.2}$$

таким чином відновлюючи початкову формулу демпфування рівняння Ландау-Ліфшица за рахунок перенормування (як правило, незначного, оскільки α 1) як гіромагнітного відношення, так і параметра загасання. Рівняння (3.2) також може бути записано як:

$$\frac{d\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t)}{dt} = -\frac{\gamma_0}{1+\alpha^2}\left[\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t) \times (\boldsymbol{H}_{eff}(\boldsymbol{r},t) \times \boldsymbol{H}_{damp}(\boldsymbol{r},t)\right]$$

$$\boldsymbol{H}_{eff}(\boldsymbol{r},t) = -\frac{1}{\mu_0}\frac{\delta\varepsilon}{\delta\boldsymbol{M}} \tag{3.3}$$

$$\boldsymbol{H}_{damp}(\boldsymbol{r},t) = \frac{\alpha}{M_s}\left[\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t) \times \boldsymbol{H}_{eff}(\boldsymbol{r},t)\right]$$

Як помітив Н. Сміт [19], рівняння (1.3) розглядає на рівних засадах два терміни поля: ефективне поле, яке є консервативним(потенціальним) (воно випливає з функціоналу густини енергії) і поле, яке, за визначенням, є неконсервативним (енергія передається до зовнішнього резервуару).

За наявності електричного струму на намагніченість всередині тонкого феромагнітного шару може діяти додатковий момент, що виникає в першу

чергу в результаті пропускання та відбиття вхідних електронів з моментами під довільними кутами до намагніченості [6, 20, 21, 22]. В результаті відбитий і пропущений спінові струми практично не мають компонентів, поперечних до намагніченості. Іншими словами, цей чистий балістичний ефект призводить до майже повного поглинання поперечного спінового струму, який сам є джерелом обертового моменту спін-перенесення (огляд концепцій див. у [23]). У стеку CPP-GMR електрони набувають спінової поляризації або тому, що вони спочатку перетинають закріплений (або жорсткий) шар стека, або тому, що вони відбиваються від останнього. Нехай p і Sm = M / M — одиничні вектори вздовж намагніченості закріпленого та м'якого шарів стека відповідно. З цих причин обертальний момент передачі спіну пропорційний синусу кута між p і m або у векторному позначенні до [m×[m×p]] . Момент передачі спіну також пропорційний кванту кутового моменту, який переноситься одним електроном, помноженому на щільність носіїв за одиницю часу, зважену поляризацією електронів P, тобто 2 JP e ∝ m× m×p , де J — густина струму та e заряд електрона (e < 0).

У стеках CPP-GMR на поляризацію електронів на межі розділу між звичайним металевим спейсером і вільним феромагнітним шаром впливають залежні від спіну транспортні характеристики всього стека через (i) спінову релаксацію всередині маси шарів або на межі розділу та (ii) накопичення спінів [24]. У 2002 році Слончевський запропонував елегантний підхід до цієї проблеми, коли розсіювання спін-переворотом не допускається всередині проміжного шару [25]. Ця модель «повного прийняття» може бути розроблена в просту теорію ланцюга, яка веде до виразів, що можна одразу використовувати, як для CPP-GMR, так і для обертового моменту передачі

обертів у конкретному випадку «симетричних» спінових клапанів, тобто стеків, де створені два шари FM з однакового матеріалу з однаковою товщиною, а дроти також виготовлені з унікального матеріалу і мають однакову довжину. З цих причин модель Слончевського «vintage'2002» незабаром стала популярною, хоча необхідно усвідомити, що виконання умови двох ідентичних феромагнітних шарів з ідентичним середовищем не легко узгодити із необхідністю закріпити або посилити намагніченість одного з феромагнітних шарів для того, щоб пристрій CPP-GMR працював. Згідно з цією моделлю Слончевського, обертовий момент передачі обертання можна записати як:

$$\frac{d\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r},t)}{dt} = -\gamma_0\left(\frac{\hbar}{2}\frac{1}{\mu_0 M_s^2}\frac{1}{d}\frac{J}{e}\right)\cdot\frac{p^{Sloncz}/2}{\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)+\frac{1}{1+\chi_a}\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}\cdot[\boldsymbol{M}\times[\boldsymbol{M}\times\boldsymbol{p}]\,] \tag{3.4}$$

, тоді як внесок ГМО є пропорційним до

$$\frac{1-cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{1+\chi_a\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \tag{3.5}$$

У рівняння(3.4) і (3.5), θ – кут між $\boldsymbol{m}$ і $\boldsymbol{p}$ $\left(cos\,\theta = (\boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{p})\right)$; параметр асиметрії χ_a і поляризація Sloncz P залежать від характеристик схеми стека і можуть бути виражені у вигляді комбінацій спін-залежних об'ємних опорів і

опорів межі розділу. Струм є негативним, коли електрони спочатку перетинають «закріплений», потім «вільний» шар, і позитивним в протилежному випадку. Нарешті, слід розуміти, що обертальний момент передачі спіну був розподілений по товщині d «вільного» або «м'якого» шару в рівнянні (3.4). Рівняння (3.4) і (3.5) містять основні компоненти спін-поляризованого транспорту в стеках CPP-ГМО, а саме асиметрію реакції ГМО, а також асиметрію обертального моменту. Більш детальні розрахунки [26] не виявили значних відхилень від моделі Слончевського для матеріалів і товщин, що входять до типових наностовпів CPP-ГМО. Більшість моделюваннь, які спираються на аналіз ефектів спінового моменту в магнітних наноструктурах Слончевського або Сяо/Зангвілла/Стайлза, нехтують значенням коефіцієнта поляризації і замінюють Sloncz $\left(\frac{P^{Slonch}}{2}\right)$ простим поляризаційним регульованим параметром P_{eff}. Необхідно зробити кілька додаткових зауважень: (i) громіздких фізичних констант можна уникнути за допомогою скорочення змінної величини. В одиницях CI, наступне визначення скорочених змінних $\chi = \frac{\hbar}{2}\frac{1}{\mu_0 M_s^2}\frac{1}{d}\frac{J}{e}P_{eff}; \tau = \gamma_0 M_s t; \boldsymbol{m} = \frac{\boldsymbol{M}}{M_s};$ $\boldsymbol{h} = \boldsymbol{H}/M_s$ приводить нас до простого рівняння динаміки намагніченості, включаючи спін-обертальний момент:

$$\frac{d\boldsymbol{m}}{d\tau} = -[\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{h_{eff}}] - \chi g(\boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{p})[\boldsymbol{m} \times [\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{p}]] + \alpha[\boldsymbol{m} \times \frac{d\boldsymbol{m}}{d\tau}] \qquad (3.6)$$

Зауважте, що і χ, і α є «малими» параметрами і що g(m,p) не сильно відхиляється від 1 для загальних значень параметрів асиметрії, що означає,

що траєкторії намагнічування будуть з гарним наближенням визначатися енергетичним ландшафтом.

(ii) Як згадувалося раніше, обговорюється справедливість терміну загасання Гілберта за наявності обертового моменту [27, 19]. Оскільки ця перспектива в першу чергу стосується тривалої прецесії в геометріях нано-стовпа та точкового контакту, наступний простий аргумент показує, що формулювання Гілберта (що містить весь dm/dτ) або формулювання Ландау-Ліфшица обмежується консервативним компонентом поля. , heff , не може призвести до суттєвих відмінностей. Починаючи з рівняння (3.6) і взявши перехресний добуток обох частин з dm / dτ, отримуємо:

$$\boldsymbol{h_{eff}} \cdot \frac{d\boldsymbol{m}}{d\tau} + \chi g(\boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{p})(\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{p}) \cdot \frac{d\boldsymbol{m}}{d\tau} - \alpha \left[\frac{d\boldsymbol{m}}{d\tau}\right]^2 \tag{3.7a}$$

Вираз (3.7a) означає, що робота ефективного поля, доповнена роботою поля еквіваленту спінового моменту, $\boldsymbol{h_{ST}} = \chi(\boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{p})(\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{p})$, врівноважується розсіюванням у будь-який довільний час і в будь-якому місці всередині феромагнітного тіла. Це картина Гілберта. Вираз (3.7a) також, відповідно до (3.2), можна записати так:

$$\left\{\boldsymbol{h_{eff}} + \boldsymbol{h_{ST}} + \alpha\left[\boldsymbol{m} \times \left(\boldsymbol{h_{eff}} + \boldsymbol{h_{ST}}\right)\right]\right\} \cdot \frac{d\boldsymbol{m}}{d\tau} = 0 \tag{3.7b}$$

стверджуючи, що робота повного поля, що діє на намагніченість, $\boldsymbol{h_{tot} = h_{eff} + h_{ST}}$, знову ж таки врівноважується роботою повного еквівалентного поля загасання. Співвідношення (3.7b) більше відповідає підходу Ландау-Ліфшица, який визначає необхідне додаткове поле загасання, щоб ослабити намагніченість до рівноваги без зміни величини намагніченості. У (3.7b), однак, поле загасання все ще виникає як із ефективного поля, так і з поля еквівалентного спін-крутного моменту. Оскільки ефективне поле є консервативним, для замкненої орбіти Г і за відсутності будь-якого залежного від часу прикладного поля співвідношення (3.7a) і (3.7b) зводяться до:

$$\oint \left[\chi g (\boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{p})(\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{p}) \cdot \frac{d\boldsymbol{m}}{d\tau} - \alpha \left[\frac{d\boldsymbol{m}}{d\tau} \right]^2 \right] = 0 \tag{3.8a}$$

$$\oint \left[\chi g (\boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{p})(\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{p}) \cdot \frac{d\boldsymbol{m}}{d\tau} + \alpha \left[\boldsymbol{m} \times \left(\boldsymbol{h_{eff}} + \boldsymbol{h_{ST}} \right) \right] \cdot \frac{d\boldsymbol{m}}{d\tau} \right] = 0 \tag{3.8b}$$

Перший вираз стверджує, що на замкнутій орбіті робота еквівалентного поля спін-крутного моменту точно скасовується певно-позитивним інтегралом загасання і, таким чином, допускає існування прецесійних станів лише під дією постійного струму (тобто за відсутності будь-якого залежного від часу поля чи струму). Другий встановлює зв’язок між роботою поля, еквівалентного спін-крутному моменту, і роботою заглушаючого поля, не піддаючись чіткій фізичної інтерпретації, як зазначено раніше [19], особливо якщо заглушення урізано до єдиного

ефективного поля. Але, виходячи з одних і тих самих положень, відносини (3.8a-b) не можуть мати різного значення.

До речі, сума обмінної, магнітостатичної та анізотропної енергії може зростати під час частини етапу руху по орбіті. Якщо вона зростає, частина енергії повертається системі на пізнішому етапі вздовж орбіти таким чином, що якщоінтегрування відбувається за один цикл, то рівняння (8a) або (8b) залишаються вірними. Подібні ситуації часто зустрічаються, наприклад, при зміні структур доменної стінки під час руху стінки під дією імпульсного поля. Енергія доменної стінки збільшується, коли стінка деформується у відповідь на змінене поле. Це збільшення зазвичай приховується, оскільки мікромагнітна енергія в цілому зменшується з часом, насамперед через зменшення енергії поля (або зеєманівської енергії) під час руху стінки. У той же час деформація стінок зазвичай призводить до збільшення інших компонентів енергії. Після закінчення імпульсу стінка повертається до більш стабільної конфігурації і вивільняє накопичену енергію, що викликає додатковий рух стінки, що називається перерегулюванням. Коли прикладене поле викликає спотворення і розширення доменної стінки, це поле забезпечує початковий крутний момент; коли спін-поляризований струм викликає спотворення, коливання та/або розширення, розподіл намагніченості розпочинається завдяки початковому крутному моменту, що забезпечується струмом.

Тепер прецесійні стани стають стабільними в нано-стовпах для значень χ/α, близьких до одиниці. Отже, ослаблення внеску спін-крутного моменту в загасання еквівалентно нехтуванню членом порядку 2α в процесі затухання. Чисельне моделювання підтверджує, що при роботі з прецесійними станами

в будь-якій із розглянутих тут геометрій форма Гілберта або підхід Ландау-Ліфшица з консервативним полем як єдиним джерелом загасання призводять до практично нерозрізнених результатів.

(iii) На процес загасання може впливати «спінове накачування» [28, 29], тобто передача кутового моменту через непружне розсіювання електронів з енергіями, близькими до енергії Фермі, що витікають з феромагнетика в звичайний металевий спейсер або **lead**. Практично це може бути враховано за допомогою специфічного механізму поверхневого затухання в рамках чисельної мікромагнітики. Як відомо авторам, ефекти поверхневого затухання ще не були включені в мікромагнітне моделювання.

(iv) Температура найчастіше вводиться через стохастичне теплове поле, що призводить до того, що зазвичай називають динамікою намагніченості Ланжевена, згідно з однією з найперших робіт в цей сфері – роботою Брауна [30], де цей метод вводиться для єдиного магнітного моменту. Обґрунтування такого підходу в рамках чисельної мікромагнетики, де існує декілька взаємодій між елементарними моментами (комірками дискретизації), детально обговорюється в [31]. Зазначимо також, що в системах, на які впливає обертовий момент з перенесенням, існує ще один аспект, а саме флуктуації спінового струму.

(v) Еквівалентне поле спін-крутного моменту може бути доповнено додатковим терміном, який випливає з розрахунків першого принципу [22] і пов'язаний з уявною частиною провідності змішування в теорії ланцюга (див. [32] та посилання в ньому). Це додаткове поле з очевидних геометричних причин може бути паралельним лише **p**. Загальне еквівалентне поле

обертового моменту має значення $\boldsymbol{h}_{ST} = \chi[g(\boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{p})(\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{p}) + \beta\boldsymbol{p}], \beta \ll 1$. Феноменологічно схожим є так званий «неадіабатичний» термін перенесення спіну, введений для пояснення руху стінки в нанодротах при низьких густинах струму [33, 34]. Включення такого додаткового терміну не розглядатиметься нижче (моделювання, проведене одним із авторів у минулому, показало, що для проблем, що нас цікавлять у даній роботі, додавання $\boldsymbol{h}_{\boldsymbol{ST}}^{\boldsymbol{add}} = \chi\beta\boldsymbol{p}$ не впливає суттєво на результати моделювання).

3.3.Динаміка, керована спіновим моментом у наближенні макроспіна

Розглянемо еліптичний магнітно-м'який елемент, позбавлений будь-якої анізотропії, індукованої зростанням. Анізотропія форми говорить нам, що довга вісь еліпса є віссю легкого намагнічування і що переміщення намагніченості за межі площини виявиться більш затратним, ніж віддалення намагніченості від легкої осі в площині. Функціонал енергії такого елемента можна звести до:

$$\varepsilon = K(1 - m_x^2) + \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 m_z^2 - \mu_0 b\boldsymbol{M}\cdot\boldsymbol{H}^{\boldsymbol{app}} \tag{3.9}$$

де $\hat{x}$ збігається з легкою віссю, а $\hat{z}$ перпендикулярна до площини елемента. Перший вираз у (9) є одновісною анізотропією ($K > 0; K \ll \mu_0 M_s^2$); другий член описує ефекти розмагнічування в межі тонкої плівки, третій — енергія Зеемана. Якщо зовнішнє поле застосовується вздовж легкої осі з одним компонентомH_x^{app} , то ефективне поле для цього елемента, що розглядається в межах одного обертання, буде виглядати так:

$$\boldsymbol{H_{eff}} = -\frac{1}{\mu_0 M_s}\frac{\delta \varepsilon}{\delta \boldsymbol{m}} = \left[H_x^{app} + H_K m_x, \quad 0, \quad -M_s m_z\right] \tag{3.10}$$

де$H_k = 2k/\mu_0 M_s$ — поле анізотропії. Далі припустимо, що обертальний момент є симетричним (а $\chi = 0$, тобто g(**m**·**p**) =1), а поляризація електронів вирівняна по довгій осі еліпса (**p** = $\hat{x}$). Розв'язавши (3.1) або (3.2), доповнене (3.3), тобто з додаванням спінового моменту, незабаром ми прийдемо до фазової діаграми, як показано на рис. 3.1 ($T = 0$).

Поки H_x^{app} залишається меншим за поле анізотропії, існує перехід між паралельним станом «P» (і «закріплений», і «м'який» шари намагнічуються в напрямку $\widehat{+x}$) і антипаралельним «AP» станом («закріплений» шар намагнічений уздовж$+\hat{x}$, а «вілний» шар уздовж $-\hat{x}$) для позитивного струму (тут прийнято вважати, що струм є позитивним, якщо він тече від «закріпленого» до «м'якого» або «вільного» шару; інакше, струм є негативним, якщо електрони перетікають із «закріпленого» до «вільного» шару). І навпаки, для негативних струмів відбувається перехід між станами «AP» і «P». Однак перехід не є прямим, за винятком патологічних точок $\chi/\alpha = -1/2; H_x^{app} = +H_k$ і $\chi/\alpha = 1/2; H_x^{app} = -H_k$; тривалі стани прецесії очікуються з простої теорії з орбітами типу «мушля» для густин струму $\chi_1 < \chi < \chi_2$ і орбітами поза площиною для $\chi > \chi_2$.

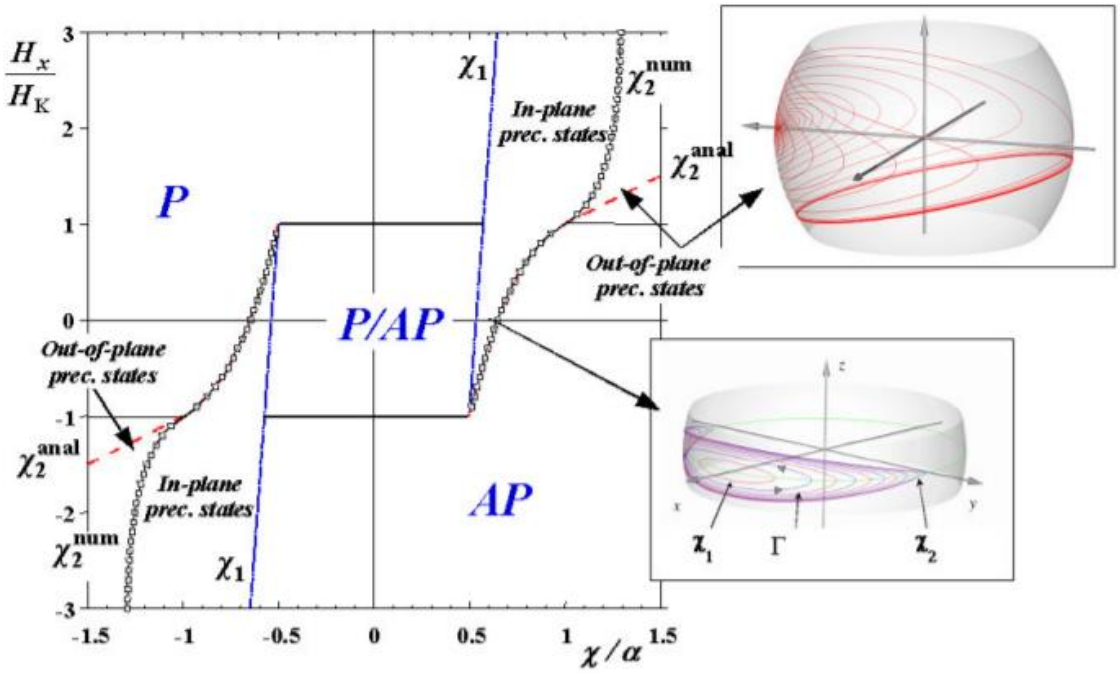


Рисунок 3.1 – Змодельована фазова діаграма в межі одного спіна при нульовій температурі як функція приведених координат χ/α і H_x/H_K. Струм є негативним, коли електрони спочатку перетинають «закріплений», а потім «вільний» шар. Фазова діаграма відокремлює області, де існує стабільний стан «P» або «AP», від областей, де існує або бістабільність «P/AP», або стійка прецесія лише під дією постійного струму. Межа єдиного спіна встановлює чітку різницю між орбітами «в площині» або «мушлями» та орбітами «поза площиною», які можна знайти при більшій густині струму для полів, що перевищують поле анізотропії (верхній правий і нижній- ліві області фазової діаграми, обмежені горизонтальним відрізком $H_x/H_K=1$ або -1 і обчислена межа фази χ_2^{num}). Сині та червоні лінії обчислюються аналітично (див. [23]), тоді як відкриті символи є результатами моделювання.

Наша головна мета тут полягає в тому, щоб продемонструвати, що насправді занадто спрощений макроспіновий підхід приводить такої до фазової діаграми для прикладеного поля вздовж осі легкої анізотропії, яка має багато спільного з експериментальною фазовою діаграмою, яку можна знайти, наприклад, у [35] (за винятком зміщення поля, що спостерігається на експериментальній фазовій діаграмі через магнітостатичний зв'язок між «м'яким» і «твердим» шарами). Тут варто зробити три додаткові зауваження: (i) очікується, що відбудеться округлення меж фазової діаграми внаслідок кінцевих температурних ефектів, а також областей, де стани накладаються один на одний [36], (ii) прецесійні стани спостерігалися не лише для $\left|H_x^{app}\right| > H_k$, але також в області $\left|H_x^{app}\right| < H_k$ [37, 38], (iii) за наявності поперечної складової в площині поля навіть при нульовій температурі, надійність фазової діаграми на рис.1 виявляється незначною [39].

Як згадувалося вище, односпінове наближення здатне охопити деякі фундаментальні аспекти динаміки намагніченості, індукованої спін-крутним моментом (STI). У деяких випадках навіть аналітичні розрахунки можуть бути проведені з масштабом достатнім для того, щоб визначити пороги для настання прецесійних станів і перемикань. Однак нещодавні експерименти [40] продемонстрували, що перемикання в цих системах виявляється складним, що фактично було уже передбачено всіма повними мікромагнітними моделюваннями, проведеними раніше. Слід, однак, зазначити, що критичні струми особливо високі в [40], що призводить до екзальтованого впливу поля Ерстеда, тобто поля, створеного струмом, що протікає через стовп. Щоб зрозуміти, чому макроспінова апроксимація може виявитись неуспішною, не дивлячись на те, що розміри багатьох систем, де

спостерігається динаміка намагніченості STI, дуже малі, спочатку згадаємо кілька важливих питань, що стосуються визначення критичних однодоменних розмірів.

III.2. Критичні розміри для достовірності наближення макроспіна

По-перше нагадаємо читачеві, що концепція «строго» однодоменної магнітної частинки (тіла) дійсно існує. Ми маємо на увазі частинку, яка залишається однорідно намагніченою незалежно від зовнішніх умов, таких як значення та напрям прикладеного поля (звичайно, температура все ще вважається значно нижчою Tc). Якісна оцінка критичного розміру для такої «строго однодоменної» поведінки ґрунтується на порівнянні між (i) конфігураціями намагніченості замкнутого потоку, що регулюються єдиною обмінною енергією E_{exch} та (ii) колінеарним станом, що характеризується $E_{\text{exch}} = 0$ та $E_{\text{dem}} > 0$, де E_{dem} – магнітостатична енергія (див. розділ 3.3 у [4] та посилання в ньому). Густина енергії обміну закритої **M(r)**-конфігурації, очевидно, збільшується зі зменшенням розміру частинок (градієнти намагніченості стають більшими), що призводить до того, що лише колінеарний стан намагніченості є енергетично стабільним нижче критичного розміру lcr, який масштабується разом із довжиною обміну $l_{\text{exch}} = \sqrt{2A/\mu_0 M_S^2}$. Попутно зазначимо, що енергія анізотропії в ці міркування не входить; загалом, для монокристалічного феромагнетика, очікується, що ця анізотропія стабілізує однорідний стан намагніченості, таким чином збільшуючи l_{cr}. Точне значення l_{cr} може бути визначено лише шляхом строгого чисельного моделювання. Це залежить від багатьох фізичних факторів, і серед них, насамперед, від форми частинок. Також воно залежить

від неколінеарного стану, який використовується для обчислення E_{exch}, і в більшості випадків становить $l_{cr} \approx (4-8) \cdot l_{exch}$. Довжина обміну становить близько l_{exch} 5 нм або менше для більшості феромагнетиків, тому *верхня* межа для однодоменного порогу становить l_{cr} 40 нм. Це означало б, що майже для всіх експериментів із спін-крутним моментом (не враховуючи стороні дані, отримані про точкові контакти, які будуть обговорюватися нижче) розмір бічного елемента набагато перевищує l_{cr}**,** що робить недійсним наближення макроспіна і ставить під питання те, що таке наближення взагалі може дати якісь розумні прогнози. Для того, щоб дати відповідь на це питання зокрема та досягти подальшого методологічного прогресу загалом, необхідно врахувати декілька факторів:

(i) Наведена вище оцінка l_{cr} базується виключно на порівнянні енергії між різними конфігураціями. Таким чином, її не можна використовувати, щоб передбачити, чи дійсно відбудеться перехід з однодоменного стану в багатодоменний під час процесу перемагнічування, оскільки цей перехід часто вимагає подолання енергетичного бар'єру. Це означає, що приблизно однорідний (однодоменний) стан намагніченості, будучи лише метастабільним при деяких конкретних зовнішніх умовах, все ще може існувати, оскільки перехід, наприклад, до деякої закритої конфігурації намагніченості з меншою енергією вимагає подолання надто великого енергетичного бар'єру. Справді, моделювання показало, що для певних форм частинок майже колінеарні стани намагніченості зберігаються протягом усього процесу перемагнічування для наноелементів з боковими розмірами до кількох сотень нанометрів в однорідному зовнішньому полі.

(ii) Більшість розрахунків, що ведуть до наведеної вище оцінки $l_{cr} \approx (4-8) \cdot l_{exch}$, було виконано для частинок з розмірами однакового порядку у всіх трьох вимірах (куби, сфери тощо). Для тонкоплівкового елемента, товщина якого значно менша, ніж його бічні розміри, як енергії обміну, так і енергії розсіяного поля можуть мати різну залежність від розміру, що, у свою чергу, може істотно вплинути на l_{cr}.

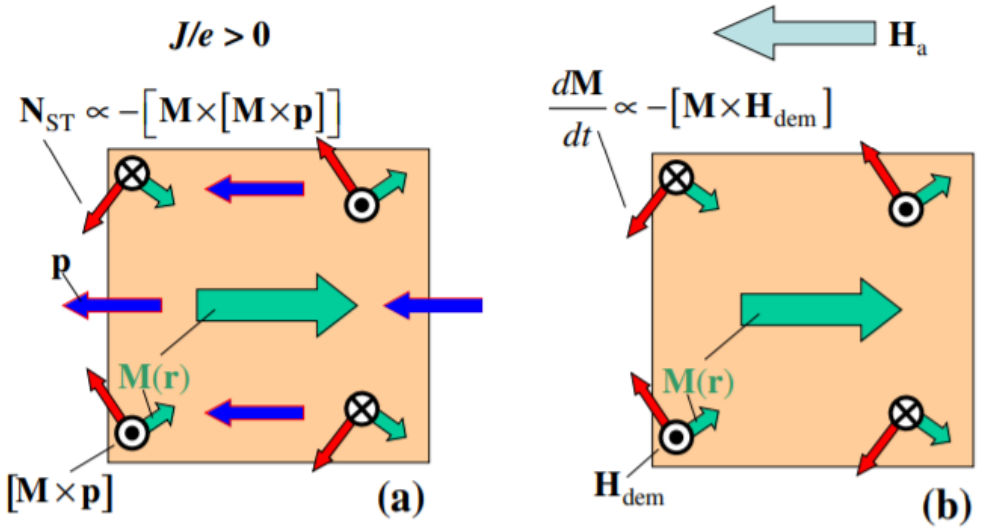


Рисунок 3.2 – (a) Розподіл моменту в майже рівномірно намагніченій частинці (стан «квітки») для струму, що сприяє паралельному вирівнюванню (J, e < 0 в рівнянні (4)):момент є сильно неоднорідним навіть для злегка неколінеарної конфігурації намагніченості; (b) Розподіл крутного моменту під впливом однорідного прикладеного поля.

(iii) Корисним виявляється спостереження за розподілом спін-крутного моменту в квазіоднодоменних елементах домену. Для, наприклад, квадратного наноелемента в залишковому стані «квітки» та для поляризації

спіну, що є колінеарною з його середнім напрямом намагніченості, обертальний момент (4) має протилежні напрямки поблизу сусідніх кутів квадрата, як показано на рис. 2a. Іншими словами, початковий розподіл обертового моменту виявляється дуже неоднорідним [41], що ускладнює легке перемагнічування. Така ситуація, однак, не є унікальною для впливу спінового моменту на нерівномірний розподіл намагніченості: у тонкоплівковому елементі перемагнічення під дією однорідного поля, антипаралельного середньому напрямку намагніченості, призведе до еквівалентного початкового розподілу моменту, оскільки прецесія намагнічування навколо прикладеного поля викликає локальне розмагнічуюче поле H_{dem} що спричиняє виникнення прецесії намагніченості навколо останнього. Векторний добуток [M × p] насправді відіграє роль H_{dem}.

Наведений вище ряд аргументів означає, що кожна конкретна експериментальна ситуація вимагає окремого аналізу з використанням повномасштабного мікромагнітного моделювання, щоб з’ясувати, чи підходить макроспінове наближення для її опису. Приклад такого аналізу можна знайти в джерелі [42], де була досліджена прецесія, індукована спіновим моментом (STI) у квадратному елементі товщиною h = 2,5 нм і типовими магнітними параметрами 2 (MS 1000 G, A = 210 -6 ерг/ см). Було продемонстровано, що конфігурація намагніченості під час прецесії STI суттєво відхиляється від поведінки одного домену вже для бічних розмірів, що становлять лише L = 30 - 40 нм. Ця величина значно менша, ніж бічні розміри наноелементів, які використовуються в усіх експериментах, про які дотепер повідомлялося у області наностовпів.

Завершуючи, зазначу, що існує клас експериментальних систем, де макроспінова апроксимація недійсна для будь-яких розмірів поточної затопленої зони, а саме так звана точкова контактна установка. У таких експериментах [43, 44, 45, 46] струмопровідний дріт з дуже малим діаметром (20 - 80 нм) приєднують до системи протяжних магнітних шарів, зазвичай з бічним розширенням ~ 10 мкм. Як зазначалося вище, розмір області, залитої струмом через «вільний» магнітний шар, може становити всього 25 нм [43], через що дуже хотілося б заявити, що макроспінове наближення застосовне для аналізу цих експериментів навіть кількісно.

Однак, на відміну від багатошарових наностолбців, де електричним струмом заливається вся площа магнітних шарів, в наноконтактній установці лише намагніченість в області під контактом «відчуває» спін-поляризований струм і може бути безпосередньо збудженим цим струмом. З іншого боку, існує сильна обмінна взаємодія між цією областю та зовнішньою областю плівки (що призводить, зокрема, до необхідності більшої густини струму для збудження стаціонарної прецесії намагніченості в порівнянні з геометрією наностовпа). Ця обмінна взаємодія є якісно важливою: по-перше, її слід включити, щоб точно визначити рівноважну конфігурацію намагніченості системи; зробити це може бути досить складно через велике поле Ерстеда, яке виникає для струмів високої густини через контакт. По-друге, обмін відповідає за утворення спінових хвиль, які відносять енергію від зони точкового контакту, тому врахування цієї взаємодії є вирішальним навіть для якісного розуміння динаміки намагніченості [20, 47, 48]. На жаль, у рамках макроспінового формалізму не існує адекватного методу для включення

обміну. Отже, модель макроспіна, строго кажучи, недійсна в цій ситуації для будь-якого розміру точкового контакту.

3.4 Експериментальні дослідження динаміки керованої переносом спінового моменту

В цьому розділі опубліковані деякі результати експериментальних досліджень, отриманих мною під час літнього стажування в Helmholtz Zentrum Dresden-Rosendorf .

Маємо три типа зразків, які являють собою наноосцилятори що працюють на ефекті трансферу спінового момену, структру визначена на малюнку

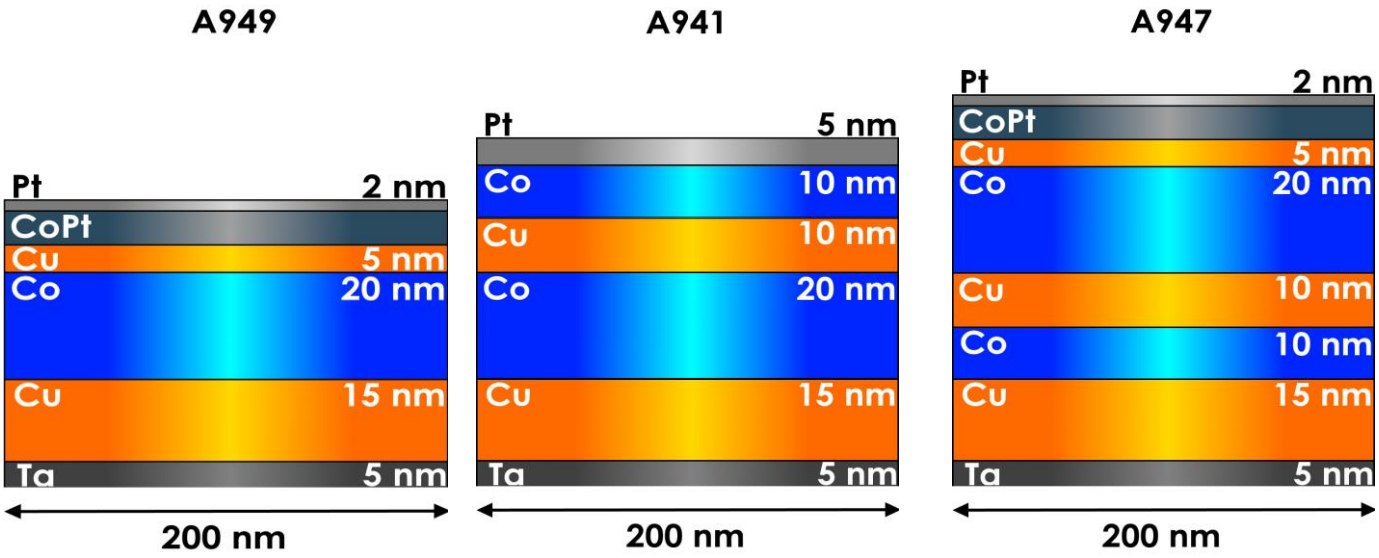


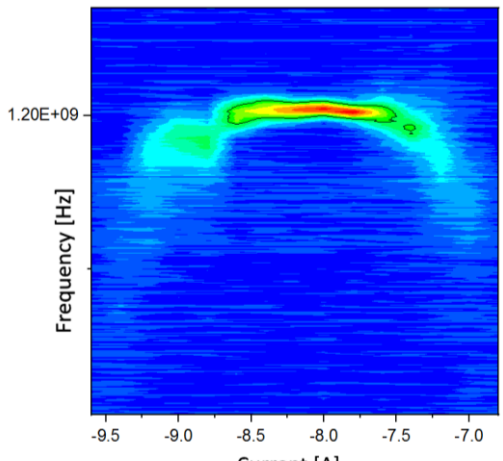
Рисунок 3.3 – Структура STTNO

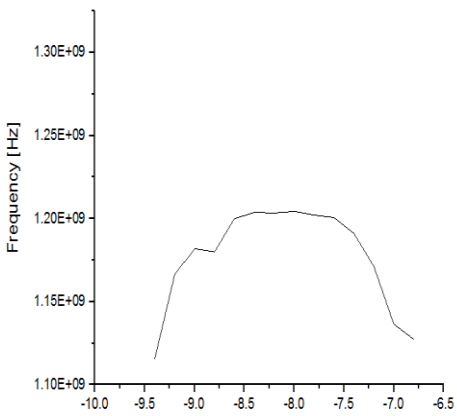
Всі зразки являють собою наностовбці (nanopillars), які складаються із нанодисків діаметру 200 нанометрів. Диски кобальту в відсутності зовнішнього магнітного поля мають вихрову конфігурацію намагніченості (vortex state), яка є енергетично вигідною за рахунок радіальної симетрії системи, намагніченість закручена по часовій стрілці (або проти) в площині диска, центрі диску знаходиться домен, який намагнічений перпендикулярно площині диска (що є також наслідком радіальної симетрії), цей домен називають ядром вихру (vortex core). Коли ми прикладаємо зовнішнє магнітне поле ми порушуємо радіальну симетрію системи, конфігурація намагніченості в площині диска змінюється, домени намагніченість яких

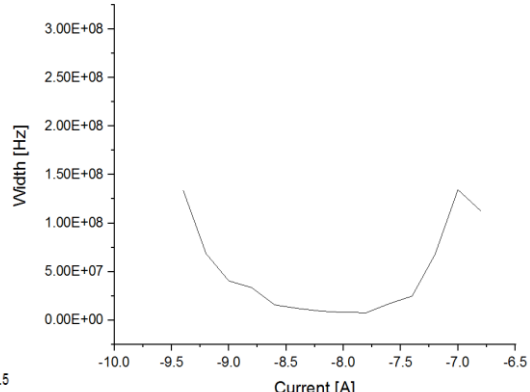
співпадає з напрямком поля розширюються, ядро зміщюється в напрямку поля, відмітимо: якщо пропускати струм через таку структуру, поле Ерстеда зміщює ядро перпендикулярну напрямку прикладання струму. Коли ми прикладемо поле достатнє для того, щоб змістити ядро за межі диску, ми перейдемо в стан насищення, коли всі домени намагнічені в напрямку поля. Цей перехід супроводжується різким падінням опору. Дійсно конфігурація вихрової намагніченість приводить до значного розсіяння електронів спін-поляризованого в довільному напрямку в площині диска струму, ще більше електронів розсіюється, якщо струм поляризован перпендикулярно площині (зразок A949 в якому CoPt мультишар з високою перпендикулярною анізотропією) . Найбільший ефект досягається, коли струм поляризується проходячи через диск більш товстого диску з конфігурацією вихрової намагніченості протилежної закрученості (A941). Основна ідея A947 в поєднанні: спочатку струм, проходить через CoPt і поляризується перпендикулярно площини дисків, потім він поляризується проходячи через широкий диск кобальта намагніченость, якого закручена, наприклад, за годинниковою стрілкою і спін-поляризований струм віддає лишній спіновий момент тонкому шару кобальту, намангніченость якого закручна проти годинникової стрілки.

Ідея таких осциляторов викликати такі коливання ядра диску(за допомогою спін поляризованого струму), які будуть спричиняти значні зміни коливання опору всієї системи, цим самим створюючи електромагнітний сигнал.

Вимірена динаміка для структури A941 в стані коли вихрі кобальтових дисків протилежно закручені







“

Рисунок 3.4 – Характеристики сигналу

Висновок до розділу III

1. Динаміка намагніченості в багатошарових структурах описується рівнянням Ландау-Ліфшиця-Гілберта, які включать члени які відповідають за обертання вектора намагніченості в відсутності дисипативним сил, дисипативні сили та в модифікації Слончевського ефектом передачи спінового момента спін-поляризованим струмом

2. Було детектовано динаміку наноосцилятора через створюємий їм електромагнітний сигнал. Сигнал має високу якість, проте невелику потужність.Також треба відмітити, що сигнал має вузький діапазон частотот можливих, що не дає нам можливості казати про можливе використання його в генераторах широких діапазонів

РОЗДІЛ IV ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ

4.1 VSM-магнітометрія

Вібраційна магнітометрія (Vibrating-sample magnetometry — VSM) — це науковий метод для вимірювання магнітних властивостей матеріалів. VSM спричиняє вібрацію магнітного зразка в однорідному магнітному полі H, генеруючи електричний струм у розміщених певним чином чутливих котушках. Результуюча напруга, що проявляється в чутливих котушках, змінюється пропорційно магнітному моменту зразка. Електромагніт або надпровідний магніт можуть створювати магнітне поле. В поєднанні з нагрівачами та охолоджувачами можна застосовувати метод для отримання вимірів при змінних температурах — від кріогенних умов до високих температур (< 4–1273 K) [325]. В основі роботи вібраційного магнітометра лежить закон індукції Фарадея, відповідно до якого змінне магнітне поле викликає появу електричного поля. Це електричне поле можна виміряти, щоб отримати інформацію про змінне магнітне поле, що створює зразок, що коливається. Вібраційний магнітометр використовуються для вимірювання магнітних характеристик наноструктурованих магнітних матеріалів [326].

Вимірювання намагніченості були проведені при кімнатній температурі навколишнього середовища, для з’ясування магнітних властивостей зразків:

1) Fe(2)/Cr(1.8)/Fe(2) – еталоний синтетичний антиферомагнетик

2) $Fe(2)/\ Cr(0.4)/Fe_{15}Cr_{85}(0.7)/Cr(0.4)/Fe(2)$

3)$Fe(2)/\ Cr(0.4)/Fe_{10}Cr_{90}(0.7)/Cr(0.4)/Fe(2)$

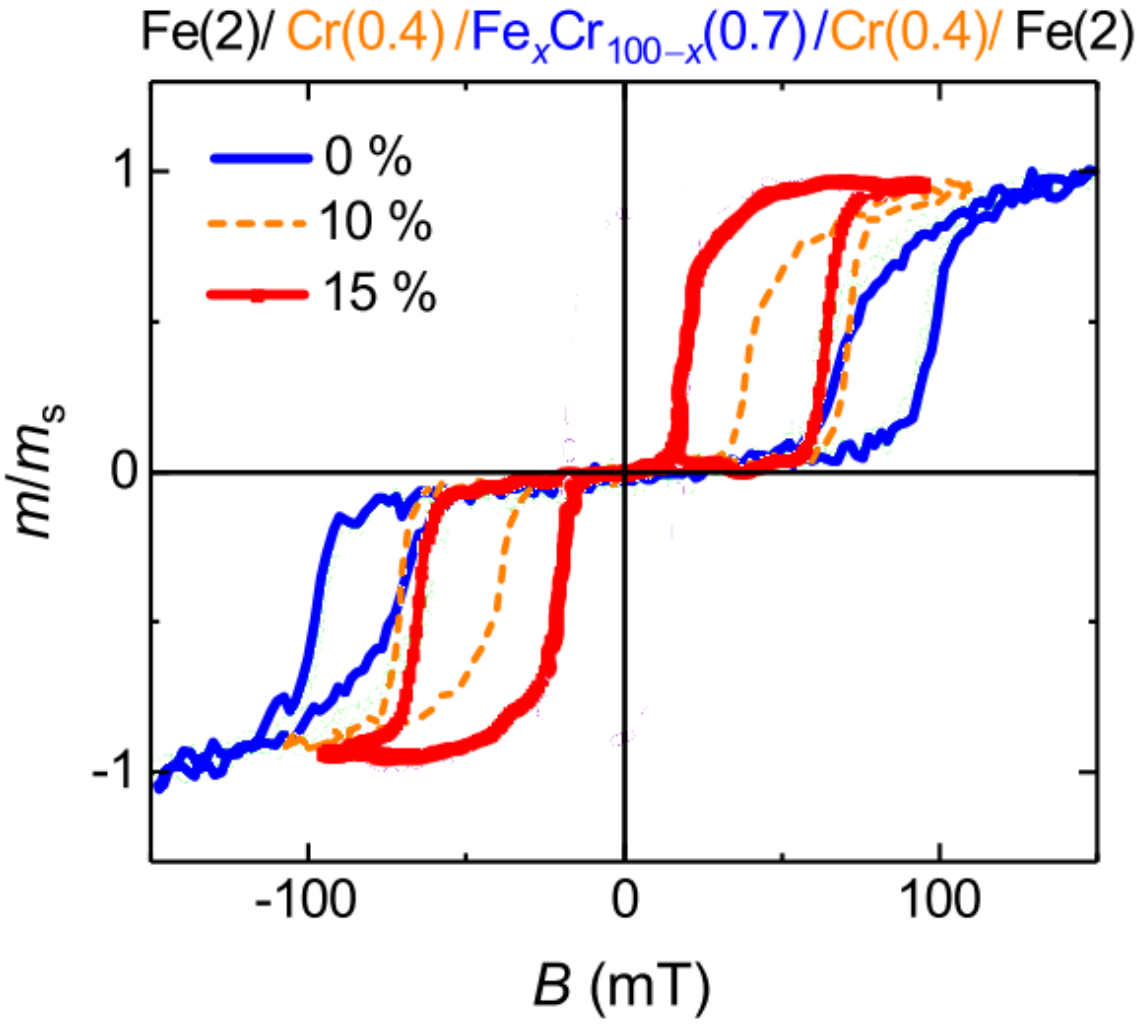


Рисунок 4.1 – VSM магнітометрія при кімнатній температури

Детальний аналіз результатів описано в висновках до розділу

4.2 MOKE магнітометрія

Принцип вимірювання магнітометра Керра заснований на обертанні площини поляризації лінійно-поляризованого світла під час відбиття від магнітної поверхні. У цьому випадку лазерний діод випромінює монохроматичне світло з довжиною хвилі λ= 670 нм, що лінійно поляризується за допомогою поляризатора і фокусується на зразку збиральною лінзою. Після цього відбитий лазерний промінь проходить через модулятор Фарадея. Це паличка з кременевого скла, навколо якої намотана котушка. Якщо через котушку пропускається струм, площина поляризації світла, що проходить через стрижень, обертається пропорційно прикладеному струму. За модулятором Фарадея знаходиться аналізатор (поляризаційний фільтр, повернутий на 90 ° до поляризатора) і інша лінза, яка фокусує лазерний промінь на фотодетектор.

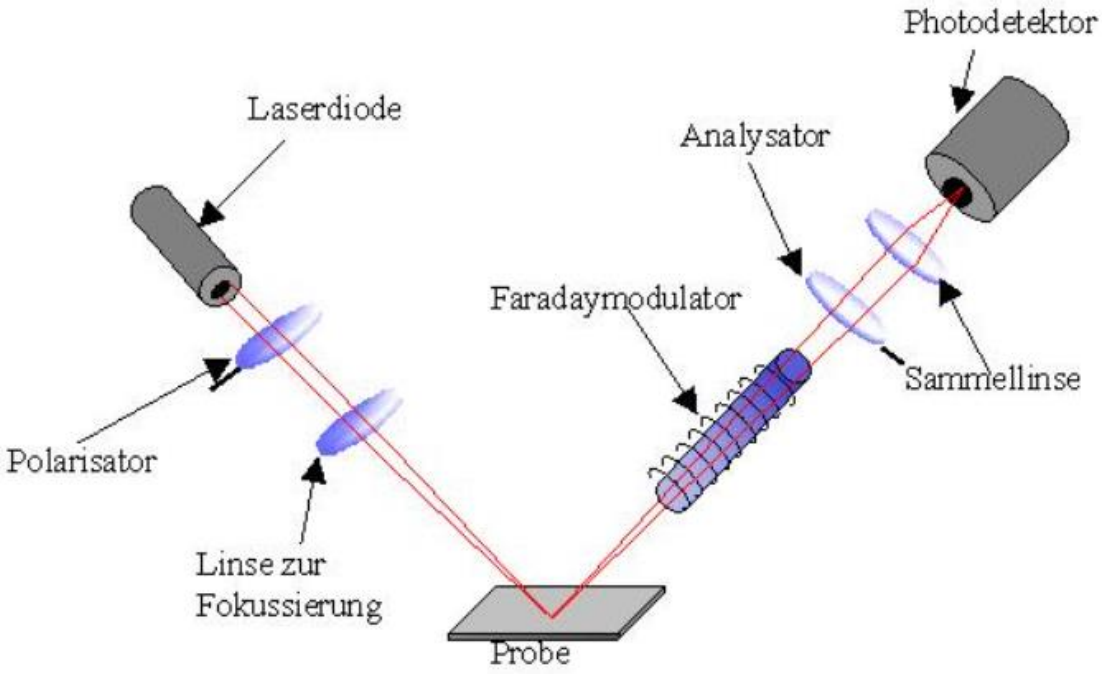


Рисунок 4.2 – Схема MOKE магнітометра

Оскільки обертання Керра лежать лише в діапазоні мілірадіан, визначити кут Керра не можна за допомогою простого пошуку мінімуму інтенсивності шляхом обертання аналізатора, а потім зчитування кута. Тут використовується так звана методика вимірювання блокування і схема зворотного зв'язку.

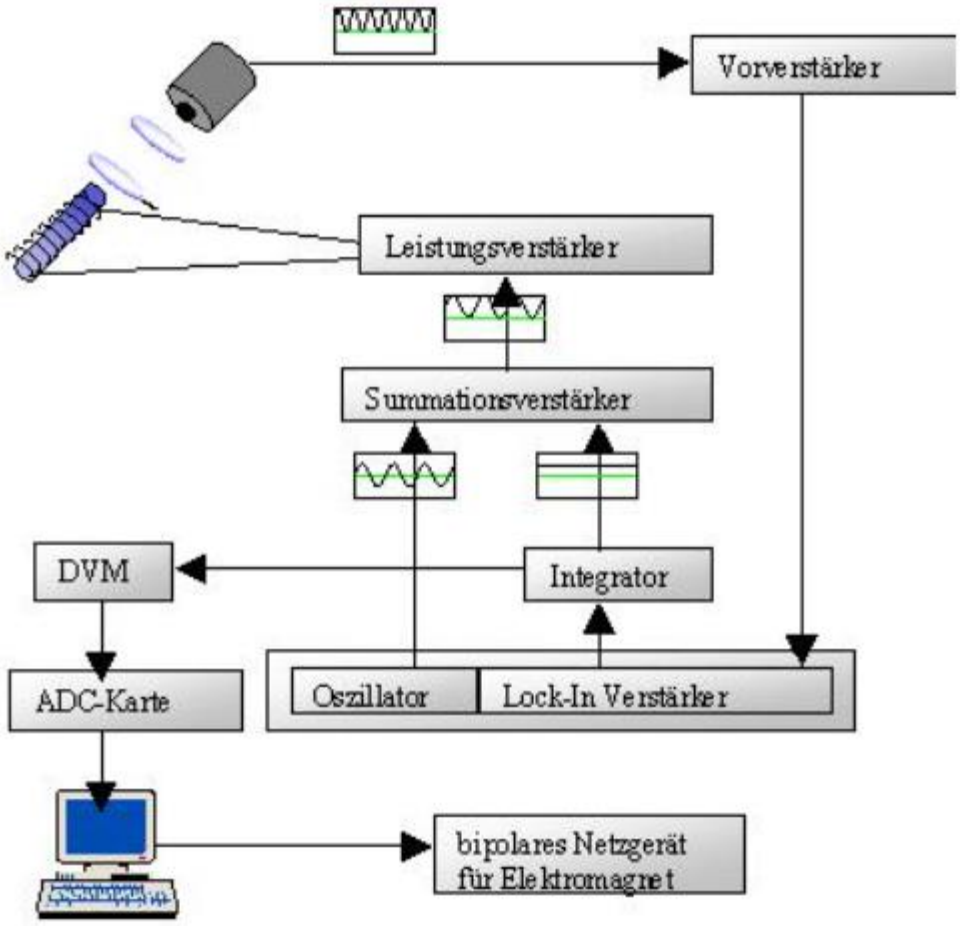


Рисунок 4.3 — Схема установки

Сигнал детектора спочатку посилюється і передається в підсилювач блокування (Lock-In). Сигнал на виході блокування інтегрується і додається до

сигналу осцилятора (еталонного сигналу підсилювача блокування) $q \sim sin\omega t$ в додатковому підсилювачі. Нарешті, інший підсилювач потужності посилює цей сигнал для модулятора Фарадея. Кут повороту модулятора Фарадея прямо пропорційний прикладеному струму, оскільки:

$$\theta_{faraday} = RlH = \frac{RlnI}{l} = RnI \tag{4.1}$$

R – константа.

Якщо немає компенсації обертання Керра (тобто $q_{=} \neq q_k$), на фотодетекторі можна отримати такий сигнал:

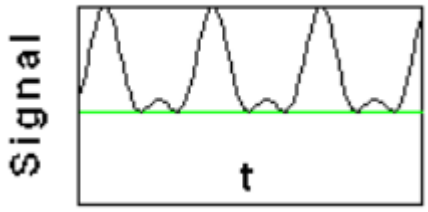


Рисунок 4.4 – Сигнал в відсутності компенсації обертання Керра

Тепер інтенсивність на фотодетекторі визначається як:

$$I \sim (\theta_k - \theta_{=})^2 - 2(\theta_k - \theta_{=})\theta_k sin\omega t + \frac{1}{2}\theta_k(1 - cos2\omega t) + v_k^2 \tag{4.2}$$

Видно, що для цього випадку частки ω у Lock-in посилюються. Таким чином отримується вихідний сигнал, який потім інтегрується в часі.Якщо обертання Керра повністю скомпенсовано ($q_{=}$= q_k), отримують тільки компоненти з 2ω, які відповідають подвійній еталонній частоті:

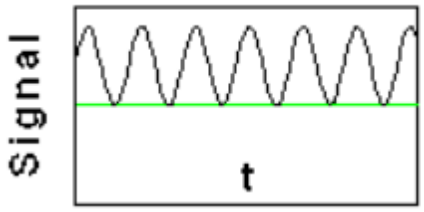


Рисунок 4.5 — Сигнал при повністю скомпенсованих обертаннях Керра

$$I \sim \frac{1}{2}\theta_k(1 - cos2\omega t) + v_k^2 \tag{4.3}$$

Тепер Lock-in більше не дає жодного сигналу. Таке регулювання також призводить до того, що на Lock-in завжди виводиться нульовий сигнал. Тому обертання Керра пропорційне складовій постійної напруги, яку виводить інтегратор. Він оцифровується за допомогою карти ADC і зчитується на ПК. Цим також регулюється біполярний блок живлення, за допомогою якого зовнішнє магнітне поле може бути прикладено до зразка через електромагніт. За допомогою програми вимірювань можна пропустити скрізь зразок різні магнітні поля і визначити обертання Керра в кожному випадку. Таким чином для досліджуваного зразка отримують конкретні криві намагніченості.

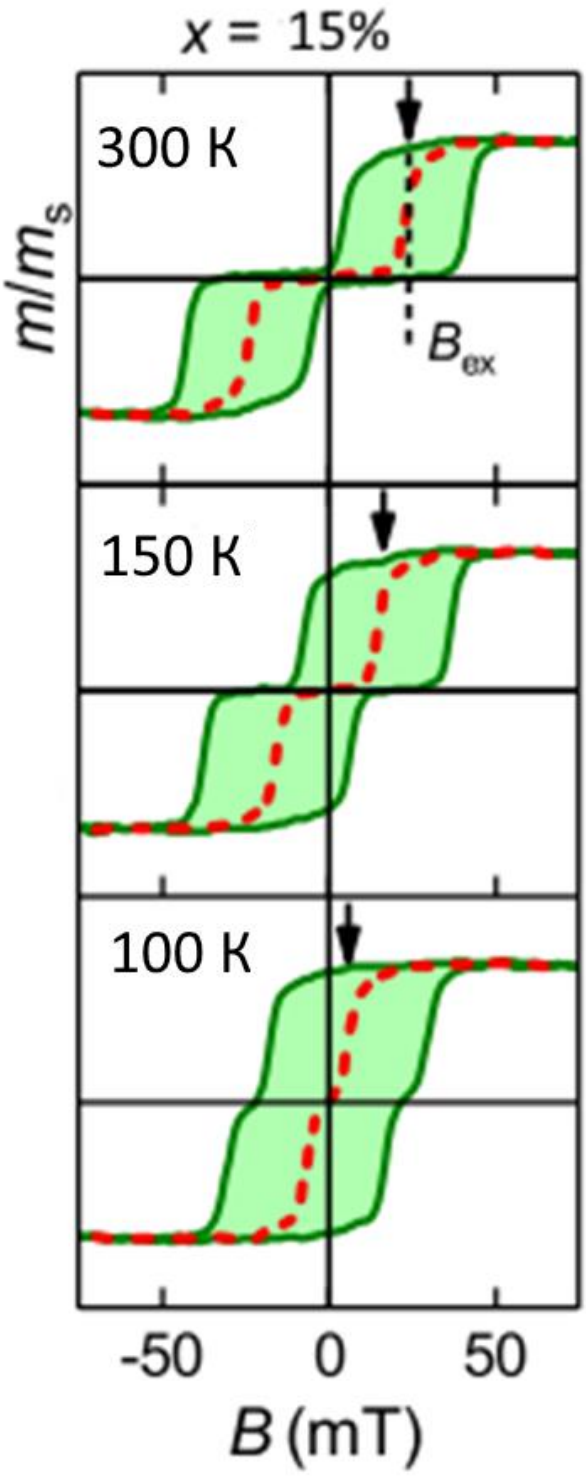


Рисунок 4.6 – МОКЕ магнітометрія для FeCr15 при зниженій температурі

4.3 Транспортні вимірювання

Для транспортних вимірювань була створена установка наступної конфігурації :

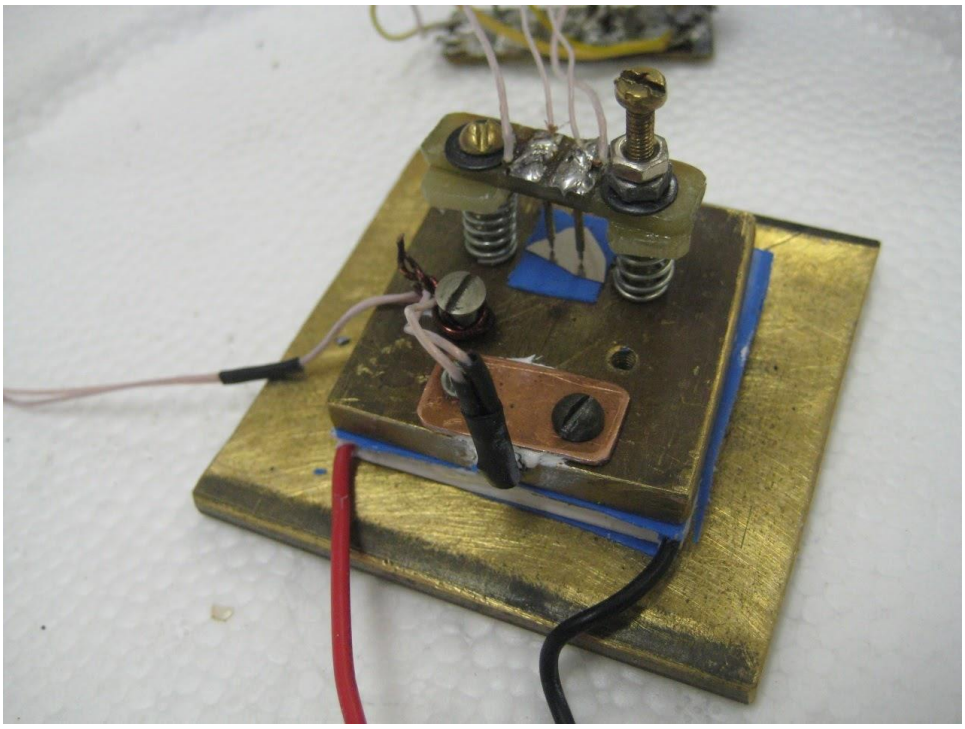


Рисунок 4.7 – Фотографія установки

Установка поміщенна на мідний вирівнювач, який потрібен для відведення зайвого тепла з системи, до нього прикріплений елемент Пельтьє, який підключається до програмно керованого генератору струму. Змінюючи струм можна змінювати різницю температур на протилежних кінцях елементу. До верхньої стороні елемента Пельтьє прикріплено другий вирівнювач, функція, якого створити однорідний розподіл температури на зовнішній поверхні. Між елементом Пельтьє та верхнім вирівнювачом закріплений один із кінців термопари. На поверхні вирівнювача розміщений зразок до якого під’єднанні притискні контакти. Вимірювання відбувається методом Ван-дер-Пау.

Метод Ван дер Пау – чотиризондовий спосіб вимірювання величини питомого опору та коефіцієнта Холла зразка довільної форми. Його застосовують для виміру параметрів двовимірних зразків довільної форми. Його топологія повинна задовольняти умовам: товщина має бути набагато меншою, ніж відстань між контактами, і електроди вміщені за його периметром.

Проведені вимірювання дозволяють розрахувати такі властивості матеріалу:

• питомий опір матеріалу;

• тип провідності;

• концентрацію основних носіїв заряду;

• рухливість основних носіїв струму.

Для використання методу Ван-дер-Пау товщина зразка повинна бути набагато меншою, ніж його ширина і довжина. Для вимірювань потрібна наявність чотирьох омічних контактів, розміщених на краях зразка.

Контакти мають бути «нескінченно маленькими». Фактично вони повинні бути якнайменше, оскільки помилка призводить до поправок порядку $DL \cdot I$, де D - середній діаметр контакту і L - відстань між контактами.

Для зменшення помилки у обчисленнях бажано використовувати симетричний зразок (квадратної або круглої форми). На рис. 4.7 показано нумерацію контактів, яка використовується в обчисленнях.

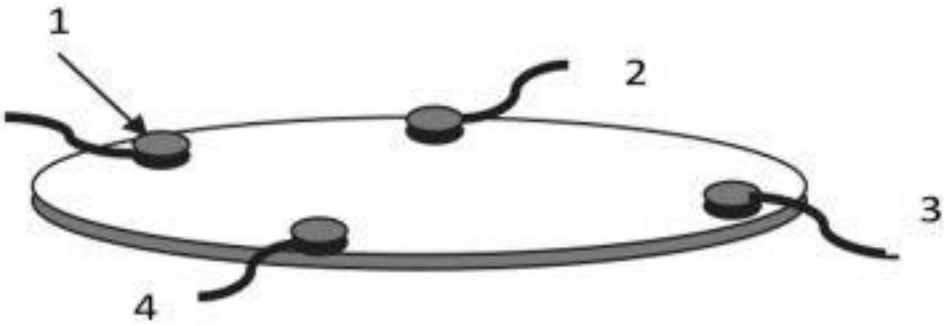


Рисунок 4.8 – Приклад розміщення контактів на зразку круглої форми

Ван дер Пау показав, що в умовах довільного розтікання струму за зразком для точного обчислення опору зразка необхідно провести два виміри.

1. На першій стадії вимірювань струм пропускається між контактами 1 та 2 (рис. 4.8), і напруга вимірюється на конактах 3 та 4.

2. На другій стадії струм пропускається через контакти 2 та 3 та вимірюється напруга на контактах 4 та 1 .

У всіх випадках величина струму через зразок залишається незмінною і рівною I.

До установки було створено

Висновки до розділу IV

1. Температура переходу сплаву FeCr від парамагнітного стану в феромагнітний стан зростає з вмістом Fe, що проявляється в структурі наступним чином: чим менше вміст Fe, тим більше залежність намагніченості від прикладеного поля схожа на залежність намагніченості від прикладеного поля для синтетичного антиферомагнетика (при фіксованій температурі).

2. МОКЕ магнітометрія при знижені температури, показує неперервне зменшення поля насиченості для структур FeCr, при чому при досягненні певної критичної температури, яка дорівнє температурі Кюрі сплаву FeCr, спостерігається різка зміна магнітних властивостей структури(перехід з «антиферомагнетик – феромагнетик»)

3. Для вимірювань транспортних характеристик зразків на створеній установці потрібно під час фабрикації напилювати контакти, так як притискні контакти дають значні шуми, які в багатьох випадках можуть бути більше ефекту.

ВИСНОВКИ

В багатошарових структурах зміна переходу від конфігурації антипаралельно намагнічених феромагнітних шарів до конфігурації паралельно намагнічених шарів може відбуватись не тільки за рахунок зміні зовнішнього магнітного поля або під дією спін поляризованого струму, а й за рахунок зміни температури. Ефект досягається при фазовому переході слабого парамагнетика в складі композитного спейсера з феромагнітного в парамагнітний стан. Нижче температури фазового переходу домінує міжшаровий обмін феромагнітного типу (прямий), при якому магнітні моменти всіх шарів впорядковані паралельно. При вищій температурі цей обмін розривається і домінуючим стає непрямий обмін RKKY типу, при якому магнітні моменти шарів впорядковуються антипаралельно.

Створена під час практики установка не підходить для виміру конкретно цих зразків, так як нам не вдалось створити контакти, які б не пошкоджуючи плівку давали якісний контакт. Проблема вирішується напиленям контактів під час фабрикації зразків.

Як показано в розділі III більшість мікромагнітних моделей багатошарових структур потребують умови термодинамічної рівноваги зразка, яка не виконується в нашому випадку. Створення задовільної моделі для численого розрахунку є важливою та відкритою проблемою.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАНЬ

1) Baibich M.N. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices / Baibich M.N., Broto J.M., Fert A. // Phys. Rev. Lett. – 1988. – Vol 61 – №21. – pp. 2472–2474.

2) Binasch G. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange / Binasch G., Grünberg P., Saurenbach F. // Physical Review B. – 1989. – Vol 39 – №7. – pp. 4828–4830. 3) Spinning Electrons and the Structure of Spectra / UHLENBECK, G., GOUDSMIT, S.. –Nature 117, 264–265 –1926p

3) Ennen I. Giant Magnetoresistance: Basic Concepts, Microstructure, Magnetic Interactions and Applications / Ennen I., Kappe D., Rempel T., et al. // Sensors. – 2016. – Vol 16 – 24 p

4) Slonczewski, John.Spin-Polarized Current and Spin-Transfer Torque in Magnetic Multilayers/ John Slonczewski // Magnetic Nanostructures in Modern Technology. Springer, Dordrecht – 2008p

5) Polishchuk, D. M..Thermally induced antiferromagnetic exchange in magnetic multilayers / Polishchuk, D. M., Tykhonenko-Polishchuk, Y. O., Holmgren, E., Kravets, A. F., & Korenivski // Physical Review B, 96(10) 104427. – 2017p

6) D. M. Polishchuk. Giant magnetocaloric effect driven by indirect exchange in magnetic multilayers / D. M. Polishchuk, Yu. O. Tykhonenko-Polishchuk, E. Holmgren, A. F. Kravets, A. I. Tovstolytkin, and V. Korenivski// Phys. Rev. Materials 2, 114402 –2018p

7) Gerlach W. Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld / Gerlach W., Stern O // Zeitschrift für Physik. – 1922. – pp. 353-355.

8) Goudschmidt S.A. Spinning Electrons and the Structure of Spectra / Goudschmidt S.A., Uhlenbeck G.H. Nature. – 1926. – Vol 117 – pp. 264 – 265.

9) Fraser R.G.J. The Effective Cross Section of the Oriented Hydrogen Atom / Fraser R.G.J. // Proceedings of the Royal Society of London. – 1927. – A 114 – p. 212.

10) Compton A.H. The magnetic electron / Compton A.H. // Journal of the Franklin Institute. – 1921 – Vol 192 – pp. 145-155.

18) Kubo R. Statistical-mechanical theory of irreversible processes. I. General theory and simple applications to magnetic and conduction problems. / Kubo R. // The Journal of the Physical Society of Japan. – 1957. – Vol 12 – №6. – pp. 570–586.

19) Camblong H.E. Linear transport theory of magnetoconductance in metallic multilayers: A real-space approach. / Camblong H.E. // Physical Review B. – 1995. – Vol 51 – pp. 1855–1865.

20) Camblong H.E. Electron transport in magnetic inhomogeneous media / Camblong H.E., Levy P.M., Zhang S. // Phys. Rev. B. – 1995. – Vol 51 – pp. 16052–16072.

21) Levy P.M. Electrical conductivity of magnetic multilayered structures / Levy P.M., Zhang S., Fert A. // Phys. Rev. Lett. – 1990. – Vol 65 – pp. 1643–1646.

22) Gijs M.A.M. Perpendicular giant magnetoresistance of magnetic multilayers. / Gijs M.A.M., Bauer G.E.W. // Adv. Phys. – 1997. – Vol 46 – pp. 285–445.

23) Fuchs K. The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals / Fuchs K. // Math. Proc. Camb. – 1938. – Vol 34 – pp. 100–108.

24) Sondheimer E.H. The mean free path of electrons in metals / Sondheimer E.H. // Adv. Phys. – 1952. – Vol 1 – pp. 1–42.

25) Valet T. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers / Valet T., Fert A. // Phys. Rev. B – 1993. – Vol 48 – pp. 7099–7113.

26) Tsymbal E.Y. Giant Magnetoresistance: Theory. In Handbook of Spin Transport and Magnetism, 1st ed. / Tsymbal E.Y., Pettifor D.G., Maekawa S. – FL, USA: CRC Press: Boca Raton, 2011. – p. 98.

27) Hood R.Q. Boltzmann-equation approach to the negative magnetoresistance of ferromagnetic-normal-metal multilayers / Hood R.Q., Falicov L.M. // Phys. Rev. B. – 1992. – Vol 46.

28) Ustinov V.V. A unified theory of parallel and perpendicular giant magnetoresistance in metallic superlattices / Ustinov V.V., Kravtsov E.A. // J. Phys. Condens. Matter. – 1995. – Vol 7 – pp. 3471–3484.

29) Xiao J.Q. Giant magnetoresistance in nonmultilayer magnetic systems / Xiao J.Q., Jiang J.S., Chien C.L. // Phys. Rev. Lett. – 1992. – Vol 68 – pp. 3749–3752.

30) Kim J.H. A model for giant magnetoresistance in magnetic granular solids / Kim J.H., Xiao J.Q., Chien C.L. // Solid State Commun. – 1994. – Vol 89 – pp. 157–161.

31) Xiao J.Q. Giant magnetoresistance in the granular Co-Ag system / Xiao J.Q., Jiang J.S., Chien C.L. // Phys. Rev. B – 1992. – Vol 46 – pp. 9266–9269.

32) Xiong P. Extraordinary Hall effect and giant magnetoresistance in the granular Co-Ag system / Xiong P., Xiao G., Wang J.Q. // Phys. Rev. Lett. – 1992. – Vol 69 – pp. 3220–3223.

33) Zhang S., Levy P.M. Conductivity and magnetoresistance in magnetic granular films. J. Appl. Phys. – 1993. – Vol 73 – pp. 5315–5319.

34) Zhang S. Conductivity perpendicular to the plane of multilayered structures / Zhang S., Levy P.M. // J. Appl. Phys. – 1991. – Vol 69 – pp. 4786–4788.

35) Ferrari E.F. Influence of the distribution of magnetic moments on the magnetization and magnetoresistance in granular alloys / Ferrari E.F., Da Silva F.C.S., Knobel M. // Phys. Rev. B. – 1997. – Vol 56.

36) Ferrari E.F. Theory of giant magnetoresistance in granular alloys / Ferrari E.F., da Silva, F.C.S. Knobel, M. // Phys. Rev. B. – 1999. – Vol 59 – pp. 8412–8415.

37) Teich L. Modeling of Nanoparticular Magnetoresistive Systems and the Impact on Molecular Recognition / Teich L., Kappe D., Rempel T. // Sensors. – 2015. – Vol 15 – pp. 9251–9264.

38) Parkin, S.S.P. Giant Magnetoresistance in Magnetic Nanostructures / Parkin, S.S.P. // Annu. Rev. Mater. Sci. – 1995. – Vol 25 – pp. 357–388.

39) Modak A.R. Dependence of giant magnetoresistance on grain size in Co/Cu multilayers / Modak A.R., Smith D.J., Parkin S.S.P., et. al // Phys. Rev. B. – 1994. – Vol 50 – pp. 4232–4325.

40) Modak A.R. Microstructural characterization of Co/Cu multilayers / Modak A.R., Parkin S.S.P., Smith D.J. // J. Magn. Magn. Mater. – 1994. – Vol 129 – pp. 415–422.

41) Paul A. Correlation of magnetotransport and structure in sputtered Co/Cu multilayers / Paul A., Damm T., Bürgler D.E. // J. Phys. Condens. Matter. – 2003. – Vol 15 – pp. 2471–2491.

42) Lenczowski S.K.J. Interpretation of the giant magnetoresistance effect in Co/Cu (100) multilayers with the quantum model of giant magnetoresistance / Lenczowski S.K.J., Gijs M.A.M., Giesbers J.B., et al. // Phys. Rev. B. – 1994. – Vol 50 – pp. 9982–9988.

43) Heitmann S. Cobalt/Copper Multilayers: Interplay of Microstructure and GMR and Recrystallization as the Key towards Temperature Stability / Heitmann S. // Ph.D. Thesis, University of Bielefeld, Bielefeld, Germany, 19 March 2004.

44) Dieny B. Magnetotransport properties of magnetically soft spin-valve structures / Dieny B., Speriosu V.S., Metin S. // J. Appl. Phys. – 1991. – Vol 69 – pp. 4774–4779.

45) Nogués J. Exchange bias / Nogués J., Schuller I.K. // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – Vol 192 – pp. 203–232.

46) Plumer M.L. The Physics of Ultra-High-Density Magnetic Recording / Plumer M.L., van Ek J., Weller D. – Berlin, Germany: Springer, 2001.

47) Labs L. Helium-gefüllte Festplatten mit 8 und 10Tbyte / Labs L. // c't Mag. – 2016. – Vol 12 – p. 56.

48) Rössler W. Integrated giant magneto resistors—A new sensor technology for automotive applications / Rössler W., Zimmer J., Bever T. // In Advanced Microsystems for Automotive Applications. – Berlin, Germany, Heidelberg, Germany: Springer, 2006. – pp. 323–342.

49) Reig C. Giant magneto resistance (GMR) Sensors: From Basis to State-of-the-Art applications / Reig C., Cardoso S., Mukhopadhyay S. // In GMR Sensors in Automotive Applications. – Berlin, Germany, Heidelberg, Germany: Springer, 2013. – pp. 133–156.

50) Giebeler C. Robust GMR Sensors for Automotive Applications / Giebeler C., Kuiper T., van Zon J.B.A.D., et al. // Tech. Mess. – 2001. – Vol 68.

51) Hawraneck M. Stablity investigations of GMR sensors for automotive applications / Hawraneck M., Zimmer J., Pruegl K. // In Proceedings of the 9th Symposium Magnetoresistive Sensoren und Magnetische Systeme: Grundlagen-Herstellung-Anwendungen,Wetzlar, Germany, 13–14 March 2007. – pp. 129–136.

52) Rabe M. Magnetotransport properties of hard magnetic pinned multilayers / Rabe M., May U.M., Siegle H. // J. Appl. Phys. – 2004. – Vol 95 – pp. 1211–1215.

53) Bartos A. GMR Sensoren für die Messung kleiner magnetischer Feldstärken / Bartos A., Meisenberg A., Noetzel R. // In Proceedings of the 9th Symposium Magnetoresistive Sensoren und Magnetische Systeme: Grundlagen-Herstellung-Anwendungen, Wetzlar, Germany, 13–14 March 2007. – pp. 112–115.

54) Zhang H. Effect of annealing on the giant magnetoresistance of sputtered Co/Cu multilayers / Zhang H., Cochrane R.W., Huai Y. // J. Appl. Phys. – 1994. – Vol 75 – pp. 6534–6536.

55) Ebert J. Annealing of CoxCu1_x/Cu multilayers / Ebert J., Ghafari M., Stahl B. // Mater. Res. Soc. Symp. Proc. – 2003. – Vol 746 – pp. 89–94.

56) Malkinski L. Influence of annealing on magnetoresistance of Co/Cu multilayers / Malkinski L., Wang J.-Q., Zhou W., et al. // Thin Solid Films – 2000. – Vol 375 – pp. 59–63.

57) Rätzke K. Evolution of microstructure and magnetoresistance in Co/Cu multilayers during annealing / Rätzke K., Hall M.J., Jardine D.B. // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – Vol 204 – pp. 61–67.

58) Rafaja D. Changes in the real structure and magnetoresistance of Co90Fe10/Cu and Co90Fe10/Cu85Ag10Au5 multilayers after annealing / Rafaja D., Ebert J., Miehe G., et al. // Thin Solid Films – 2004. – Vol 460 – pp. 256–263.

59) Kubinski D.J. Changes in the magnetoresistive properties of first AFM Co/Cu multilayers upon annealing / Kubinski D.J., Parsons M. // J. Appl. Phys. – 2000. – Vol 87 – pp. 4858–4860.

60) Bannikova N.S. Effect of annealing on magnetoresistance and microstructure of multilayered CoFe/Cu systems with different buffer layer / Bannikova N.S., Milyaev M.A., Naumova L.I. // Phys. Met. Metallogr. – 2015. – Vol 116 – pp. 156–161.

61) Schleiwies J. Nanoanalysis of Co/Cu/NiFe thin films by tomographic atom probe / Schleiwies J., Schmitz G., Heitmann S. // Appl. Phys. Lett. – 2001. – Vol 78 – pp. 3439–3441.

62) Hütten A. Evolution of the GMR-effect amplitude in copper/permalloy-multilayered thin films / Hütten A., Mrozek S., Heitmann S. // Acta Mater. – 1999. – Vol 47 – pp. 4245–4252.

63) Heitmann S. Interplay of antiferromagnetic coupling in copper/permalloy combination multilayers / Heitmann S., Hütten A., Hempel T. // J. Appl. Phys. – 2000. – Vol 87 – pp. 4849–4851.

64) Larson D.J. Microstructural investigation of Cu/Co multilayer films / Larson D.J., Petford-Long A.K., Cerezo A. // Mater. Sci. Eng. A – 2000. – Vol 270 – pp. 69–74.

65) Langer J. Characterisation of interfacial properties in sputtered Co/Cu multilayers: X-ray reflectometry compared with TEM and AFM / Langer J., Kräußlich J., Mattheis R. // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – Vol 198–199 – pp. 644–646.

66) Ene C.B. Thermal reaction and stability of NiFe/Cu thin films investigated by atom probe tomography / Ene C.B., Schmitz G., Kirchheim R. // Surf. Interface Anal. – 2007. – Vol 39 – pp. 227–231.

67) Vovk V. Thermal stability of a Co/Cu giant magnetoresistance (GMR) multilayer system / Vovk V., Schmitz G. // Ultramicroscopy. – 2009. – Vol 109 – pp. 637–643.

68) Heitmann S. Enhanced GMR Amplitude and Temperature Stability of Copper/Permalloy Combination Multilayers / Heitmann S., Hütten A., Hempel T. // J. Magn. Magn. Mater. – 2001. – Vol 226 – pp. 1752–1754.

69) Vovk V. Mismatch-induced recrystallization of giant magneto-resistance (GMR) multilayer systems / Vovk V., Schmitz G., Hütten A. // Acta Mater. – 2007. – Vol 55 – pp. 3033–3047.

70) Humphreys J.F. Recrystalliation and Recovery / In Material Science and Technology / Cahn, R.W., Ed. // Weinheim VCH: Verlagsgesellschaft, Germany, 1991. – Vol 15 – p. 387.

71) Baselt D.R. A biosensor based on magnetoresistance technology / Baselt D.R., Lee G.U., Natesan M. // Biosens. Bioelectr. – 1998. – Vol 13 – pp. 731–739.

72) Reiss G. Magnetoresistive sensors and magnetic nanoparticles for biotechnology / Reiss G., Brueckl H., Huetten A., et al. // J. Mater. Res. – 2005. – Vol 20 – pp. 3294–3302.

73) Schotter J. Comparison of a prototype magnetoresistive biosensor to standard fluorescent DNA detection / Schotter J., Kamp P.B., Becker A. // Biosens. Bioelectron. – 2004. – Vol 19 – pp. 1149–1156.

74) Hütten A. New magnetic nanoparticles for biotechnology / Hütten A., Sudfeld D., Ennen I. // J. Biotechnol. – 2004. – Vol 112 – p. 47.

75) Graham D.L. High sensitivity detection of molecular recognition using magnetically labelled biomolecules and magnetoresistive sensors / Graham D.L., Ferreira H.A., Freitas P.P. // Biosens. Bioelectr. – 2003. – Vol 18 – pp. 483–488.

76) Roque C.A. Antibody immobilization on magnetic particles / Roque C.A., Bispo S., Pinheiro A.R. // J. Mol. Recogn. – 2009. – Vol 22 – pp. 77–82.

77) Eickenberg B. Lab-on-a-Chip Magneto-Immunoassays: How to Ensure Contact between Superparamagnetic Beads and the Sensor Surface / Eickenberg B., Meyer J., Helmich L. // Biosensors – 2013. – Vol 3 – pp. 327–340.

78) Ferreira H.A. Biodetection using magnetically labeled biomolecules and arrays of spin valve sensors / Ferreira H.A., Graham D.L., Freitas P.P. // J. Appl. Phys. – 2003. – Vol 93 – pp. 7281–7286.

79) Graham D.L. Magnetoresistive-based biosensors and biochips / Graham D.L., Ferreira H.A., Freitas P.P. // Trends Biotechnol. – 2004. – Vol 22 – pp. 455–462.

80) Brzeska M. Detection and manipulation of biomolecules by magnetic carriers / Brzeska M., Panhorst M., Kamp P.B. // J. Biotechnol. – 2004. – Vol 112 – pp. 25–33.

81) Lagae L. On-chip manipulation and magnetization assessment of magnetic bead ensembles by integrated spin-valve sensors / Lagae L.,Wirix-Speetjens R., Das J. // J. Appl. Phys. – 2002. – Vol 91 – pp. 7445–7447.

82) Lee C.S. Microelectromagnets for the control of magnetic nanoparticles / Lee C.S., Lee H., Westervelt R.M. // Appl. Phys. Lett. – 2001. – Vol 79 – pp. 3308–3310.

83) Deng T. Manipulation of magnetic microbeads in suspension using micromagnetic systems fabricated with soft lithography / Deng T., Whitesides G.M., Radhakrishnan M. // Appl. Phys. Lett. – 2001. – Vol 78 – pp. 1775–1777.

84) Sinha A. Magnetic separation from superparamagnetic particle suspensions / Sinha A., Ganguly R., Puri I.K. // J. Magn. Magn. Mater. – 2009. – Vol 321 – pp. 2251–2256.

85) Ennen I. Manipulation of magnetic nanoparticles by the strayfield of magnetically patterned ferromagnetic layers / Ennen I., Höink V., Weddemann A., et al. // J. Appl. Phys. – 2007. – Vol 102.

86) Zourob M. Optical leaky waveguide sensor for detection of bacteria with ultrasound attractor force / Zourob M., Hawkes J.J., Coakley W.T. // Anal. Chem. – 2005. – Vol 77 – pp. 6163–6168.

87) Hawkes J.J. Ultrasonic deposition of cells on a surface / Hawkes J.J., Long M.J., Coakley W.T. // Biosens. Bioelectron. – 2004. – Vol 19 – pp. 1021–1028.

88) Weddemann A. Positioning system for particles in microfluidic structures / Weddemann A., Wittbracht F., Auge A. // Microfluid. Nanofluid. – 2009. – Vol 7 – pp. 849–855.

89) Auge A. Magnetic ratchet for biotechnological applications / Auge A., Weddemann A., Wittbracht F. // Appl. Phys. Lett. – 2009. – Vol 94.

90) Hänggi P. Artificial Brownian motors: Controlling transport on the nanoscale / Hänggi P., Marchesoni F. // Rev. Mod. Phys. – 2009. – Vol 81.

91) Berkowitz A.E. Giant Magnetoresistance in Heterogeneous CU-CO Alloys / Berkowitz A.E., Mitchell J.R., Carey M.J. // Phys. Rev. Lett. – 1992. – Vol 68 – pp. 3745–3748.

92) Berkowitz A.E. Giant Magnetoresistance in Heterogeneous Cu-Co and Ag-Co Alloy-Films / Berkowitz A.E., Mitchell J.R., Carey M.J., et al. // J. Appl. Phys. – 1993. – Vol 73 – pp. 5320–5325.

93) Gregg J.F. Effect of magnetic interactions and multiple magnetic phases on the giant magnetoresistance of heterogeneous cobalt-silver thin films / Gregg J.F., Thompson S.M., Dawson S.J. // Phys. Rev. B – 1994. – Vol 49.

94) Hütten A. Investigation of heterogeneous Cu1_xCox alloys with giant magnetoresistance / Hütten A., Thomas G. // Ultramicroscopy – 1993. – Vol 52 – pp. 581–590.

95) Allia P. Magnetic properties and giant magnetoresistance of melt-spun granular Cu100_xCox alloys / Allia P., Knobel M., Tiberto P. // Phys. Rev. B. – 1995. – Vol 52.

96) Bernadi J. TEM investigation of multilayered structures in heterogeneous Au-Co alloys / Bernadi J., Hütten A., Friedrichs S. // Phys. State Solid A. – 1995. – Vol 147 – pp. 165–175.

97) Bernardi J. Electron microscopy of giant magnetoresistive granular Au-Co alloys / Bernardi J., Hütten A., Thomas G. // J. Magn. Magn. Mater. – 1996. – Vol 157 – pp. 153–155.

98) Bernardi J. GMR behavior of nanostructured heterogeneous M-Co (M = Cu, Ag, Au) alloys / Bernardi J., Hütten A., Thomas G. // Nanostruct. Mater. – 1996. – Vol 7 – pp. 205–220.

99) Hütten A. Giant magnetoresistance in pseudo-binary bulk alloys / Hütten A., Handstein A., Eckert D. // IEEE Trans. Magn. – 1996. – Vol 32 – pp. 4695–4697.

100) Hütten A. Microstructural Influence on magnetic properties and giant magnetoresistance of melt-spun gold-cobalt / Hütten A., Bernadi J., Friedrichs S. // Scr. Metall. Mater. – 1995. – Vol 33 – pp. 1647–1666.

101) Rabedeau T.A. Giant magnetoresistance and Co-cluster structure in phase-separated Co-Cu granular alloys / Rabedeau T.A., Toney M.F., Marks R.F. // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol 48.

102) Wang J.-Q. Transition-metal granular solids: Microstructure, magnetic properties, and giant magnetoresistance / Wang J.-Q., Xiao G. // Phys. Rev. B. – 1994. – Vol 49.

103) Wang C. A phenomenological theory of the granular size effect on the giant magnetoresistance of granular films / Wang C., Guo Z., Rong Y. // J. Magn. Magn. Mater. – 2004. – Vol 277 – pp. 273–280.

104) Ge S. Giant magnetoresistance in electro-deposited Co-Cu granular film / Ge S., Li H., Li C. // J. Phys. Condens. Matter. – 2000. – Vol 12.

105) Sang H. Study on GMR in Co-Ag thin granular films / Sang H., Jiang Z.S., Guo G. // J. Magn. Magn. Mater. – 1995. – Vol 140 – pp. 589–590.

106) Zhang W. Giant magnetoresistance of magnetic granular films in an effective medium theory / Zhang W., Yang R. // Phys. Lett. A – 1999. – Vol 255 – pp. 343–348.

107) Chien C.L. Giant negative magnetoresistance in granular ferromagnetic systems / Chien C.L., Xiao J.Q., Jiang S.J. // J. Appl. Phys. – 1993. – Vol 73 – pp. 5309–5314.

108) Tsoukatos A. Giant magnetoresistance studies in (Fe, Co)-Ag films / Tsoukatos A., Wan H., Hadjipanayis G.C. // J. Appl. Phys. – 1993. – Vol 73 – pp. 5509–5511.

109) Sugawara T., Takanashi K., Hono K. Study of giant magnetoresistance behavior in sputter-deposited Cr-Fe alloy films. J. Magn. Magn. Mater. – 1996. – Vol 159 – pp. 95–102.

110) Milner A. Spin-Dependent Electronic Transport in Granular Ferromagnets / Mi
lner A., Gerber A., Groisman B., et al. // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol 76 – pp. 475–478.

111) Honda S. Giant magnetoresistance and superparamagnetic grains in Co–Ag granular films / Honda S., Nawate M., Tanaka M. // J. Appl. Phys. – 1997. – Vol 82 – pp. 764–771.

112) Franco V. CoFe–Cu granular alloys: From noninteracting particles to magnetic percolation / Franco V., Batlle X., Labarta L. // J. Appl. Phys. – 1999. – Vol 85 – pp. 7328–7335.

113) Kenane S. Magnetic properties and giant magnetoresistance in electrodeposited Co–Ag granular films / Kenane S., Voirona J., Benbrahim N. // J. Magn. Magn. Mater. – 2006. – Vol 297 – pp. 99–106.

114) Altbir D. Magnetic coupling in metallic granular systems / Altbir D., d'Albuquerque e Castro J., Vargas P. // Phys. Rev. B – 1996. – Vol 54.

115) Hütten A. Giant magnetoresistance in bulk materials / Hütten A., Muller K.H. // Sens. Actuators A Phys. – 1997. – Vol 59 – pp. 236–242.

116) Holoday P. Giant magnetoresistance in hybrid magnetic nanostructures including both layers and clusters / Holoday P., Steren L.B., Morel R. // Phys. Rev. B – 1994. – Vol 50 – pp. 12999–13002.

117) Hylton T.L. Giant Magnetoresistance at Low Fields in Discontinuous NiFe-Ag Multilayer Thin Films / Hylton T.L., Coffey K.R., Parker M.A. // Science – 1993. – Vol 261 – pp. 1021–1024.

118) Rodmacq B. Magnetoresistive properties and thermal stability of Ni-Fe/Ag multilayers / Rodmacq B., Palumbo G., Gerard P. // J. Magn. Magn. Mater. – 1993. – Vol 118 – pp. L11–L16.

119) Tosin G. Annealing of Co/Ag multilayers / Tosin G., Schelp L.F., Carara M. // J. Magn. Magn. Mater. – 1993. – Vol 121 – pp. 399–401.

120) Ennen I. From Magnetic Nanoparticles to Magnetoresistive Biosensors / Ennen I., Albon C., Weddemann A., et al. // Acta Phys. Pol. A. – 2012. – Vol 121 – pp. 420–425.

121) Puntes V.F. Colloidal nanocrystal shape and size control: The case of Cobalt / Puntes V.F., Krishnan K.M., Alivisatos A.P. // Science – 2001. – Vol 291 – pp. 2115–2117.

122) Puntes V.F. Synthesis, self-assembly, and magnetic behavior of a two-dimensional superlattice of single-crystal Co nanoparticles / Puntes V.F., Krishnan K.M., Alivisatos A.P. // Appl. Phys. Lett. – 2001. – Vol 78 – pp. 2187–2189.

123) Wang J.Q. Thickness dependence of magneto-transport in Cu-Co granular thin films / Wang J.Q., Dao N., Kim N.H. // J. Appl. Phys. – 2004. – Vol 95.

124) Mebed A.M. Spinodal induced homogeneous nanostructures in magnetoresistive CoCu granular thin films / Mebed A.M., Howe J.M. // J. Appl. Phys. – 2006. – Vol 100.

125) Chen Y.Y. Magnetic domain structures and magnetotransport properties in Co-Ag granular thin films / Chen Y.Y., Ding J., Si L. // Appl. Phys. A Mater. Sci. Process. – 2001. – Vol 73 – pp. 103–106.

126) Dupuis V. From the superparamagnetic to the magnetically ordered state in systems of transition metal clusters embedded in matrices / Dupuis V., Tuaillon J., Prevel B., et al. // J. Magn. Magn. Mater. – 1997. – Vol 165 – pp. 42–45.

127) Rubin S. A model system for the GMR in granular systems: Well-defined Co clusters embedded in an Ag matrix / Rubin S., Holdenried M., Micklitz H. // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – Vol 203 – pp. 97–99.

128) Holdenried M. Systematic studies of tunneling magnetoresistance in granular films made from well-defined Co clusters / Holdenried M., Hackenbroich B., Micklitz H. // J. Magn. Magn. Mater. – 2001. – Vol 231 – pp. 13–19.

129) Tan R.P. Transport in Magnetic Nanoparticles Super-Lattices: Coulomb Blockade, Hysteresis and Magnetic Field Induced Switching / Tan R.P., Carrey J., Desvaux C. // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol 99.

130) Tan R.P. 3000% high-field magnetoresistance in super-lattices of CoFe nanoparticles / Tan R.P., Carrey J., Respaud M. // J. Magn. Magn. Mater. – 2008. – Vol 320 – pp. L55–L59.

131) Weddemann A. Review and outlook: from single nanoparticles to self-assembled monolayers and granular GMR sensors / Weddemann A., Ennen I., Regtmeier A.-K., et al. // Beilstein J. Nanotechnol. – 2010. – Vol 1 – pp. 75–93.

132) Vargas P. Magnetoresistance in granular metallic systems / Vargas P., Altbir D., d'Albuquerque e Castro J. // J. Phys. Condens. Matter – 1997. – Vol 9.

133) Meyer J. Giant magnetoresistance effects in gel-like matrices / Meyer J., Rempel T., Schäfers M. // Smart Mater. Struct. – 2013. – Vol 22.

134) Meyer J. Giant Magnetoresistance Effects in Granular Systems With Gel Matrices / Meyer J. // B