Журнал нано- та електронної фізики
Том **9** № 3, 03001(6cc) (2017)

Journal of Nano- and Electronic Physics
Vol. **9** No 3, 03001(6pp) (2017)

Вплив параметрів магнітного та немагнітного шарів на процеси дисипації у багатошарових наноструктурах з антиферомагнітним компонентом

Т.І. Полек, Д.Д. Яремкевич, І.М. Козак*, А.Ф. Кравець

Інститут магнетизму, НАН України і МОН України, бул. Вернадського, 36-б, 03142 Київ, Україна

(Отримано 03.04.2017; опубліковано online 30.06.2017)

У даній роботі виконано експериментальні дослідження магнітної релаксації у багатошарових наноструктурах АФМ/Cu/ФМ (АФМ = $Mn_{80}Ir_{20}$ – антиферомагнетик, ФМ = $Ni_{80}Fe_{20}$ – феромагнетик) з різними товщинами магнітного та немагнітного (Cu) шарів. Зразки були виготовлені методом магнетронного напилення. Ефекти спінової накачки в системі ФМ/АФМ спостерігалися з використанням методу феромагнітного резонансу (ФМР), а саме, по уширенню лінії ФМР. У результаті виконання роботи знайдено магнітні параметри зразків, зокрема величину намагніченості та одноосної анізотропії. Аналізуючи експериментальні дані та провівши моделювання, знайдено внесок в параметр затухання намагніченості, викликаний ефектом спінової накачки (α_{sp}) для кожного зі зразків серії. Встановлено, що на величину α_{sp} впливає як товщина магнітного, так і (в певних випадках) немагнітного шарів. Отримані результати є корисними для подальшого дослідження дисипативних явищ у спінтронних пристроях на основі антиферомагнетиків.

Ключові слова: Багатошарова наноструктура, Магнітна релаксація, Спінова накачка, Феромагнітний резонанс, Намагніченість, Анізотропія.

DOI: 10.21272/jnep.9(3).03001

PACS numbers: 76.50. + g, 76.20. + q, 75.75. + a, 61.46. – w

1. ВСТУП

Антиферомагнітні (АФМ) матеріали є перспективними для використання в багатофункціональних наноструктурах спінтроніки та інформаційних систем. Той факт, що частоти АФМ резонансу значно перевищують характерні частоти феромагнетиків, може лягти в основу нових технологічних рішень в електроніці терагерцових частот. Інші переваги, зокрема, нечутливість закодованої в антиферомагнетику інформації до дії сильних полів, «невидимість» для зовнішніх магнітних сенсорів, відсутність впливу АФМ елементів на сусідів, дозволять суттєво покращити параметри запам'ятовуючих пристроїв, зокрема зменшити розмір комірки пам'яті нижче 10-20 нм. Високі, порівняно із феромагнетиками, поля переорієнтації (spin-flop) убезпечують АФМ від спонтанного термічно-індукованого перемикання і тим самим забезпечують надійність зберігання даних. Окрім цього, нещодавні експериментальні та теоретичні роботи показали, що антиферомагнетики є чутливими до спін-поляризованого струму, який можна використати для керування магнітним станом та магнітною динамікою антиферомагнетиків та композитних структур на їх основі [1, 2].

З іншого боку, ці ж самі властивості утруднюють дослідження і використання спінтронних ефектів у антиферомагнетиках: магнеторезистивний сигнал є слабким через відсутність результуючої намагніченості, а динамічні експерименти вимагають надвисоких частот, недосяжних для сучасних електричних схем.

Альтернативний метод для детектування спінової динаміки у антиферомагнітних шарах був запропонований у роботах декількох дослідницьких груп [3-7]. Цей метод базується на явищі спінової накачки, яке є оберненим до спін-обертового ефекту (spin transfer torque) [8, 9]. Металевий феромагнітний шар збуджується на частоті феромагнітного резонансу (ФМР) і при цьому відбувається накачка спінового струму у сусідні шари і вмикається механізм міжшарової динамічної обмінної взаємодії. У присутності АФМ шару відбувається уширення резонансної лінії ФМР, що надає інформацію про взаємодію між нерівноважними вільними спінами і локалізованими магнітними моментами антиферомагнетика. Процеси генерації та детектування спінових струмів з використанням спінової накачки та оберненого спін-Холл ефекту відкривають нові шляхи в розробці спінтронних пристроїв [10].

Однак, інтерпретація експериментальних результатів не є простою, оскільки у ефективний коефіцієнт затухання багатошарової наноструктури роблять внесок декілька різних дисипативних процесів: спін залежні розсіювання як на інтерфейсах [11] так і в масиві кожного окремого шару, енергія обміну між вільними і локалізованими спінами, спінова дифузія та інші. Ефективний теоретичний підхід до даної проблеми було запропоновано у роботі [12] для подвійної структури феромагнетик (ФМ) / немагнітний матеріал (НМ) і в подальшому узагальнено для систем ФМ/НМ/ФМ [13]. Можливість спінової накачки з АФМ шару була передбачена в роботі [14].

У даній статті ми концентруємось на дисипативному відгуку, тобто уширенні лінії ФМР в багатошаровій структурі MnIr/Cu/Py з різною товщиною шарів Py і Cu, спричиненого збудженням динамічного міжшарового MnIr-Py обміну. У попередніх експериментах, виконаних іншими групами [6, 7], було досліджено залежність коефіцієнта затухання від товщини АФМ шару. У даній роботі ми зосереджуємося на залежності коефіцієнта затухання від властивостей ФМ шару і особливостей ФМ/НФ інтерфейсу. Наші експерименти доводять обернену залежність додаткового

* irinkm@ukr.net

 © 2017 Сумський державний університет

затухання, індукованого наявністю АФМ шару, від товщини ФМ шару. Також ми показуємо, що товщина немагнітного шару відіграє вирішальну роль у формуванні змішаної спінової провідності і тому контролює ефективне затухання в наноструктурі.

2. ЗРАЗКИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ

Експеримент проводився на багатошарових наноструктурах типу підкладинка / Ta(5)/Cu(100)/Py(3)/$Mn_{80}Ir_{20}$(12)/Cu(d_{Cu})/Py(d_F)/Cu(5) [Далі в тексті AF/Cu(d_{Cu})/F(d_F)], де d_{Cu} = 3, 9 нм і d_F = 6, 12 нм. Числа в дужках означають товщини відповідних шарів в нанометрах, Py = $Ni_{80}Fe_{20}$. У таких структурах $Mn_{80}Ir_{20}$(12), Cu(d_{Cu}) і Py(d_F) утворюють комбінацію антиферомагнетик / немагнітний матеріал / феромагнетик (АФМ/НМ/ФМ), а всі інші шари виступають у ролі допоміжних. Верхній шар міді є захисним. Нижні шари важливі для формування ідеальної кристалічної та магнітної структури в шарі $Mn_{80}Ir_{20}$. У якості контрольного зразка була виготовлена багатошарова структура типу підкладинка / Ta(5)/Cu(6)/Py(6)/SiO_2(5).

Багатошарові структури були виготовлені при кімнатній температурі на термічно-оксидованих кремнієвих підкладинках методом магнетронного напилення з використанням системи AJA Orion 8-target system [15]. Початковий тиск у камері для напилення складав $\sim 5 \times 10^{-8}$ Torr, а тиск Ar, що використовувався в процесі напиленні – 5 mTorr. Обмінне закріплення (pinning) між шарами Py(3) і $Mn_{80}Ir_{20}$(12) задавалося в процесі напилення шляхом прикладання зовнішнього поля під час осадження в площині багатошарової структури. Величина поля складала H_{dep} = 0,6 кЕ.

ФМР вимірювання проводилися з використанням спектрометра ELEXSYS E500 в X-діапазоні. Робоча частота ν = 9.85 GHz. Кутові залежності спектрів ФМР знімалися при кімнатній температурі (295 К) з використанням автоматичного гоніометра. У спектрах не спостерігався сигнал від Py(3), проте було чітко видно сигнал від Py(d_F). Декілька додаткових вимірів на зразках з шаром Py товщиною близько 3 нм підтвердили той факт, що внесок від шару пермалою з такою товщиною є нехтовно малим.

У результаті експерименту були отримані диференційні спектри поглинання НВЧ у магнітному полі. Кожен спектр був апроксимований похідною від функції Лоренца для отримання резонансного поля H_r та ширини лінії Δ [15, 16]. Кутові залежності цих фізичних параметрів було проаналізовано для виділення внеску від спінової накачки в загальну ширину лінії ФМР, а також для того, щоб зрозуміти роль міжшарових інтерфейсів у дисипативних процесах.

Для опису кутових залежностей ФМР спектрів в обох конфігураціях (вимірювання були виконані при прикладанні зовнішнього магнітного поля або в площині, або перпендикулярно до площини зразка) використовувалася сферична система координат, в якій полярний кут θ відраховується від нормалі до поверхні плівки (вісь *Oz*), а азимутальний кут ϕ характеризує напрямок у площині плівки. Для всіх зразків, що досліджувалися, було виявлено слабку одновісну анізотропію ($H_{ua} \approx 3 \div 16$ Oe). Про формування одноосної анізотропії в подібних умовах виготовлення також зазначається в роботі [14]. У цій роботі було зроблено висновок, що такий внесок в анізотропію є наслідком прикладання магнітного поля в процесі напилення. Для всіх досліджуваних плівок вісь *Ox* (ϕ = 0) направлена вздовж легкої осі намагнічування.

3. ДЕТАЛІ ЕКСПЕРИМЕНТУ

На рис. 1 представлені спектри, зняті при прикладанні магнітного поля в площині зразка (φ = 0°; θ = 90°) та перпендикулярно до його площини (θ = 0°), для зразка AF/Cu(d_{Cu})/F(d_F) з відповідними товщинами d_{Cu} = 3, 9 нм і d_F = 6, 12 нм. Із рисунка видно, що розташування і ширина резонансного сигналу залежать як від товщини шару Cu, так і від товщини шару Py. Порівнюючи з контрольним зразком, можна помітити, що у випадку орієнтації зразка перпендикулярно до площини всі спектри зміщені в бік низьких полів, в той час як спектри, зняті в площині зразка, зміщені в бік високих полів. Зміщення стає більш помітним по мірі зменшення товщини *i*-го шару (*i* = Cu або Py). Таке перетворення спектру означає зменшення ефективної намагніченості шару Py зі зменшенням товщини іншого (d_{Cu} чи d_{Py}). Разом зі зміною положення, зміна товщини *i*-го шару призводить до уширення резонансного сигналу.

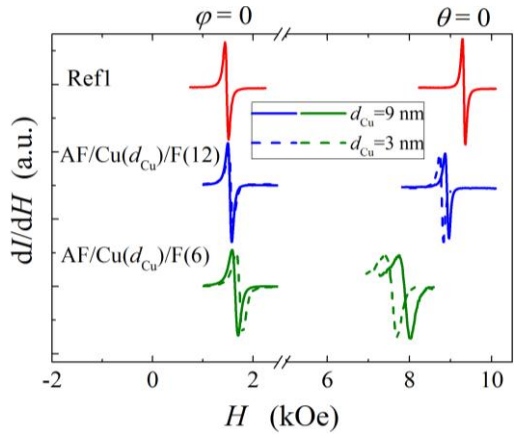

Рис. 1 – Вибрані ФМР спектри для зразків AF/Cu(d_{Cu})/F(d_F) з d_{Cu} = 3, 9 нм і d_F = 6, 12 нм, отримані для двох конфігурацій: зовнішнє магнітне поле в площині зразка (ϕ = 0°; θ = 90°) та перпендикулярно до площини зразка (θ = 0°)

На рис. 2(а) і 2(б) представлені, відповідно, кутові залежності резонансного поля H_r і ширини лінії ФМР спектру Δ. Залежність H_r від θ є результатом впливу анізотропії форми: резонансні умови в шарі Py виконуються тільки тоді, коли зовнішнє поле перевищує поле розмагнічування H_d. У тонкій однорідній феромагнітній плівці величина H_d прямо пропорційна ефективній намагніченості. Оскільки H_d перпендикулярна до поверхні плівки, то залежність H_r при θ = 0° від товщини відображає зміни в ефективній намагніченості плівки. Із рис. 2(а) і 2(б) можна зробити висновок, що зменшення товщини шарів Py і Cu призводить до спаду ефективної намагніченості (про що свідчить зменшення H_r в точці θ = 0°) і одночасного збільшення ступеня неоднорідності зра-

зків (про що свідчить зростання ширини Δ). Однак, слід звернути увагу на деякі особливі аспекти. Зменшення d_F призводить до сильного зменшення M, але в меншій мірі впливає на ширину лінії ФМР. З іншого боку, зменшення товщини Cu в першу чергу впливає на ступінь неоднорідності шару Py, а на ефективну намагніченість має незначний вплив.

Варто зазначити, що про перший ефект (зменшення величини M з одночасним збільшенням Δ при зменшенні d_F) вже повідомлялося для багатошарових структур з різними комбінаціями Py і немагнітних шарів [15]. Що ж стосується другого ефекту, а саме – впливу товщини немагнітного шару на M і Δ – в ньому, на перший погляд, не спостерігається якоїсь закономірності. Скоріше за все, для кожного випадку цей ефект визначається хімічним складом і товщинами сусідніх шарів, їх послідовністю в структурі, а також умовами росту структури.

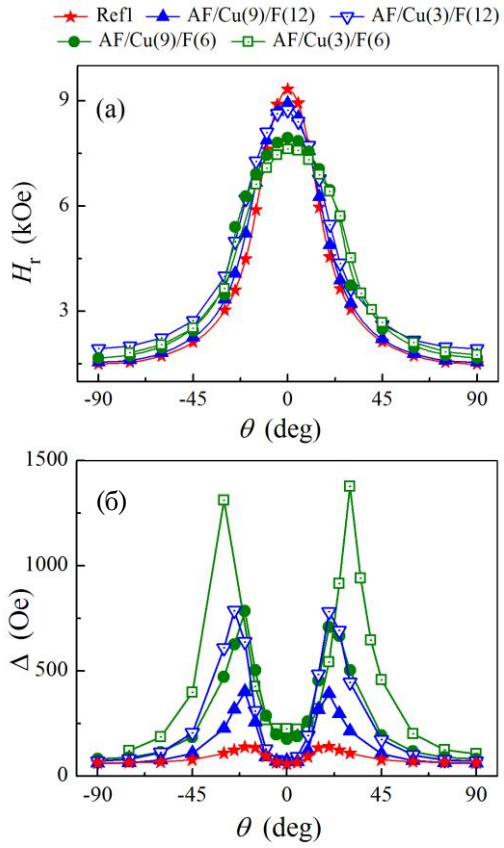

Рис. 2 – Залежність резонансного поля H_r від кута θ для зразків AF/Cu(d_{Cu})/F(d_F) (а). Залежність ширини лінії Δ для зразків AF/Cu(d_{Cu})/F(d_F) (б)

Оскільки ефект спінової накачки при ФМР експерименті проявляє себе у зміні ширини резонансної лінії, то для коректного аналізу нам потрібно вирахувати різні внески в ширину лінії Δ. Розглянемо для нашого випадку неоднорідне уширення лінії, спричинене флуктуаціями як величини, так і напрямку **M** і $\mathbf{H}_{ua}$ [15]:

$$\Delta^{inhom} = \Delta_{\mathbf{M}} + \Delta_{\mathbf{H}_{ua}}, \qquad (1)$$

де

$$\Delta_{\mathbf{M}} = \Delta_M + \Delta_\theta + \Delta_\varphi = \left|\frac{\partial H_r}{\partial M}\right| \delta M + \left|\frac{\partial H_r}{\partial \theta}\right| \delta\theta + \left|\frac{\partial H_r}{\partial \varphi}\right| \delta\varphi, \qquad (2)$$

$$\Delta_{\mathbf{H}_{ua}} = \Delta_{H_{ua}} + \Delta_{\theta_{ua}} + \Delta_{\varphi_{ua}} = \left|\frac{\partial H_r}{\partial H_{ua}}\right| \delta H_{ua} + \left|\frac{\partial H_r}{\partial \theta_{ua}}\right| \delta\theta_{ua} + \left|\frac{\partial H_r}{\partial \varphi_{ua}}\right| \delta\varphi_{ua} \qquad (3)$$

Тут $\Delta_{\mathbf{M}}$ і $\Delta_{\mathbf{H}ua}$ – внески в ширину лінії ФМР, викликані розкидом **M** і $\mathbf{H}_{ua}$.

Як видно з рис. 2(б), ширина лінії ФМР для зразків AF/Cu(d_{Cu})/F(d_F) набагато більша, ніж в контрольному зразку. Аналіз показує, що отримана відмінність в першу чергу викликана дисперсією локальних магнітних параметрів досліджуваних багатошарових структур, тобто збільшенням Δ^{inhom}. Основний внесок у величину Δ^{inhom} вносить наявність локальних флуктуацій напрямку намагніченості (різний напрямок **M** в різних ділянках зразка), тобто домінуючою є величина Δ_θ. Як випливає з числового моделювання залежності Δ_θ від θ (для фіксованої $\delta\theta$), цей внесок відповідає за значне збільшення Δ в діапазоні кутів θ від 10° до 50° [15].

Розкид абсолютних значень намагніченості (δM) є значним для зразків з $d_F = 6$ нм, але стає дуже малим при $d_F = 12$ нм. Числове моделювання показує, що збільшення Δ_M призводить до збільшення Δ при $\theta = 0°$, а також до появи ненульової різниці $\Delta(\theta = 0°) - \Delta(\theta = 90°)$. У випадку, коли розкид абсолютних значень намагніченості в різних ділянках зразка є нехтовно малим, різниця $\Delta(\theta = 0°) - \Delta(\theta = 90°)$ дорівнює нулю.

Числове моделювання показує, що наявність розкиду величини θ не впливає на товщину лінії ФМР для вимірів у площині зразка (Δ_θ рівний нулю для $\theta = 90°$, незалежно від величини $\delta\theta$). З іншого боку, відмінний від нуля доданок Δ_M викликає уширення лінії ФМР для вимірювань як в площині зразка, так і перпендикулярно їй. З відомої різниці $\Delta(\theta = 0°) - \Delta(\theta = 90°)$ можна вирахувати абсолютні значення $\Delta_M(\theta = 0°)$ і $\Delta_M(\theta = 90°)$ [15]. Ці дані будуть використані при аналізі результатів, отриманих для вимірів в площині зразка.

Слід зазначити, що для розрахунку всіх вкладів до Δ^{inhom}, потрібно використати не лише дані вимірів для випадку, коли поле орієнтоване перпендикулярно до площини зразка, але і для випадку, коли воно паралельне його площині: перші дають можливість підрахувати Δ_M, в той час як другі – підрахувати Δ_{Hua}.

На рис. 3(а) зображено кутову залежність резонансного поля Py для вимірів у площині зразків AF/Cu(d_{Cu})/F(d_F). Періодичність (180°) залежності H_r від ϕ свідчить про наявність одноосної анізотропії. Дані добре описуються чисельно з використанням формалізму Сміта-Белджерса-Сула (суцільні лінії на рис. 5(а) є симульованими кутовими залежностями з параметрами M і H_{ua}, наведеними в таблиці 1). Видно, що намагніченість зразків з товщим шаром Py ($d_F = 12$ нм) трохи нижча від референсного зразка, але ніяк не залежить від товщини шару Cu. Натомість, зразки з тонким шаром Py демонструють помітно ни-

жче значення намагніченості, яка в свою чергу стає чутливою до d_{Cu}.

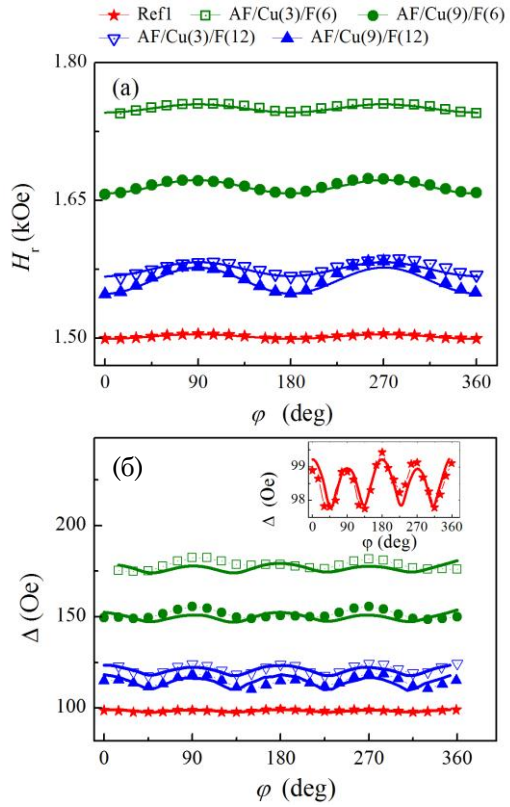

Рис. 3 – Залежність резонансного поля H_r від азимутального кута φ для зразків AF/Cu(d_{Cu})/F(d_F). Розрахункові дані зображені суцільною лінією (а). Залежність ширини лінії ФМР від кута φ зразків AF/Cu(d_{Cu})/F(d_F). Суцільна лінія показує розраховану залежність Δ від φ (б)

Дані рис. 3(а) дозволяють припустити, що зростання d_{Cu} призводить до зростання в H_{ua}, але з представленого не можна точно сказати, чи наші результати відображають загальні закономірності, чи це простий збіг. У будь-якому випадку, обговорення цього ефекту виходить за рамки цієї статті.

На рис. 3(б) показані експериментальні (пунктиром) і симульовані (суцільною лінією) кутові залежності ширини лінії ФМР, зняті у площині зразка AF/Cu(d_{Cu})/F(d_F). Симульовані залежності включають внески від Δ_{Hua} (квазіперіодичну по ϕ з періодом 90°) і Δ_M (незалежну від ϕ). Як було описано вище, доданок Δ_M розраховувався з залежності Δ від θ (рис. 2(б)). Величини δH_{ua}, δM і ΔM ($\theta = 90°$) представлені в таблиці 1. Можна помітити зростання величин δH_{ua} і δM зі зменшенням товщини i-го шару.

Для ідеального однорідного феромагнетика напівширина резонансної лінії, виміряна на половині максимуму (Δ^{hwhm}), залежить від параметра затухання α як $\Delta^{hwhm} = \alpha\omega/\gamma$. Метод визначення ширини лінії ФМР, що застосований у цій роботі, а саме апроксимація похідною від Лоренціана, дає повну ширину резонансної лінії $\Delta = 2\Delta^{hwhm}$. У цьому випадку, після врахування внесків від неоднорідностей, ефективний параметр затухання α_{eff} може бути розрахований за формулою:

$$\alpha_{eff} = \gamma\Delta_{eff} / 2\omega = \gamma\left(\Delta - \Delta^{inhom}\right)/\left(2\omega\right) \qquad (4)$$

Тут α_{eff} включає в себе затухання, характерне для ізольованого шару Py (α_0), і додаткове затухання (α_{sp}), пов'язане зі спіновою накачкою.

Оскільки в контрольному зразку додаткове затухання (α_{sp}), пов'язане зі спіновою накачкою, відсутнє, це дає можливість обчислити сталу внутрішнього затухання для шару Py: $\alpha_0 \approx 0.013$. Ця величина близька до отриманої в інших роботах для різних багатошарових структур, що включають шар Py: $\alpha_0 \sim (0.006 \div 0.015)$ [9,16].

Припускаючи, що в подальшому α_0 залишається сталою для всіх зразків, що досліджуються, величина α_{sp} може бути отримана як $\alpha_{sp} = \alpha_{eff} - \alpha_0$, і її залежність від товщини може бути проаналізована. Отримані значення α_{sp} показано в таблиці 1.

Таблиця 1 – Магнітні параметри досліджуваних зразків. M – ефективна намагніченість; H_{ua} – поле одноосної анізотропії; δH_{ua} і δM – розкид одноосної анізотропії і ефективної намагніченості, відповідно. $\Delta_M(\theta = 90°)$ – внесок в ширину лінії ФМР викликаний дисперсією ефективної намагніченості. α_{sp} – параметр затухання, спричинений ефектом спінової накачки

No	d_F, nm	d_{Cu}, nm	M, (emu/cm^3)	H_{ua}, Oe	δH_{ua}, %	δM, %	$\Delta_M(\theta = 90°)$, Oe	α_{sp}, Oe
Ref1	6	6	517	3	28	–	–	–
AF/Cu(9)/F(12)	12	9	487	16	36	–	–	1.8×10^{-3}
AF/Cu(3)/F(12)	12	3	481	9	44	–	–	2.8×10^{-3}
AF/Cu(9)/F(6)	6	9	441	8	62	0.4	16	4.5×10^{-3}
AF/Cu(3)/F(6)	6	3	407	5	88	2.4	20	7.8×10^{-3}

Розсіювання носіїв заряду на інтерфейсі перенормовує ефективне значення коефіцієнта затухання і поверхневої провідності G_S^{AF}, відповідальної за спін-обертовий ефект у АФМ шарі [17]:

$$\alpha_F \to \alpha_F + \frac{\gamma\hbar G_R^F}{e^2 M_F V_F} \qquad (5)$$

Як випливає з теорії (5), добуток $\alpha_{sp} M d_F$ повинен

бути сталим, за умови, що параметри G_R^F і G_e^{AF} залишатимуться постійними. У нашому випадку немає підстав вважати, що властивості поверхні AF/Cu будуть змінюватися, так як у всіх зразках шар Cu вирощується на шарі AF такого ж складу і товщини. З іншого боку, не можна виключати можливості зміни властивостей інтерфейсу Cu/F, оскільки товщина шарів Cu і Py різна в різних зразках, і це може впливати на параметри міжшарового інтерфейсу.

На рис. 4 показано добуток $\alpha_{sp}Md_F$ як функція товщини шару Py. Видно, що для зразків з однаковим d_{Cu}, цей добуток є постійним, як і передбачається теорією. Однак, цей добуток значно більший для зразків з $d_{Cu} = 3$ нм, ніж у тих, де $d_{Cu} = 9$ нм. Згідно з теорією [17], з цього факту випливає що в першому випадку в зразках міжшарова спінова провідність більша ніж в останньому. Такі результати узгоджуються з теоретичними розрахунками, що приводилися у роботі [17].

Отримані результати можна інтерпретувати в такий спосіб. У загальному випадку невідповідність параметрів гратки певного вибраного шару і шару, на якому він вирощується, призводить до виникнення напруження на границі обох шарів. Такі області можуть сягати товщиною в декілька нанометрів.

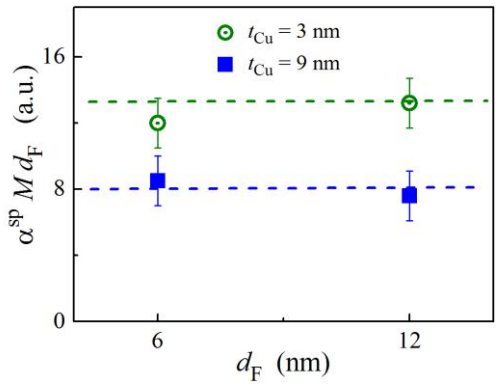

Рис. 4 – Добуток $\alpha_{sp}Md_F$ як функція товщини шару пермалою для різних товщин d_{Cu}

З наших вимірювань можна зробити висновок, що для структур з $d_{Cu} = 3$ нм, весь шар Cu напружений. Це викликає напруженість в шарі Py і вносить пов'язані з цим ефекти в магнітні властивості граничних шарів Py. Можна також зробити висновок, що такі деформаційні ефекти збільшують поверхневу спінову провідність, внаслідок чого впливають на внесок спінової накачки в затухання намагніченості.

4. ВИСНОВКИ

У роботі виконано експериментальні дослідження магнітної релаксації у багатошарових структурах АФМ/Cu/ФМ. Наноструктури $Mn_{80}Ir_{20}$(12 нм)/ Cu(d_{Cu})/ Py(d_F) були виготовлені методом магнетронного напилення з різною товщиною магнітного та немагнітного шарів ($d_{Cu} = 3$, 9 нм; $d_F = 6$, 12 нм). Ефекти спінової накачки в системі ФМ/АФМ через немагнітний прошарок Cu спостерігалися з використанням методу феромагнітного резонансу (ФМР). В якості детектування ефективної взаємодії в структурах АФМ/Cu/ФМ використовувалися експериментальні дані по уширенню лінії ФМР.

Знайдено магнітні параметри, зокрема намагніченість M та одноосну анізотропію H_{ua} зразків. Аналізуючи експериментальні дані та провівши моделювання, отримано внесок в параметр затухання, викликаний ефектом спінової накачки (α_{sp}) для кожного зі зразків із серії. Встановлено, що на величину α_{sp} впливає як товщина магнітного шару, так і немагнітного. Так, при меншій товщині міді, $d_{Cu} = 3$ нм, параметр затухання є приблизно в 1,6 раз більший, ніж для зразка з шаром $d_{Cu} = 9$ нм.

Отримані результати, в межах похибки, узгоджуються з теорією, згідно з якою, при сталих параметрах поверхневої провідності, добуток $\alpha_{sp}Md_F$ повинен бути сталий. Проте, нами спостерігається вплив товщини немагнітного шару Cu на параметр $\alpha_{sp}Md_F$. Даний результат можна пояснити напруженістю тонкого шару міді, який, в свою чергу, призводить до деформацій у магнітному шарі Py. Такі деформаційні ефекти збільшують поверхневу спінову провідність, внаслідок чого впливають на внесок спінової накачки в затухання намагніченості.

ПОДЯКИ

Автори висловлюють подяку професору V. Korenivski за допомогу у виготовлення та характеризації зразків, а також професорам В. Голубу та О. Товстолиткіну за допомогу у проведенні вимірів та корисні дискусії.

Effect of Magnetic and Nonmagnetic Layers Parameters on Dissipation Processes in Multilayer Nanostructures with Antiferromagnetic Component

T.I. Polek, D.D. Yaremkevich, I.M. Kozak, A.F. Kravets

Institute of Magnetism, National Academy of Sciences of Ukraine, 36-b, Vernadsky Blvd., 03142 Kyiv, Ukraine

The experimental research of magnetic relaxation in multilayer nanostructures AFM/Cu/FM (AFM = $Mn_{80}Ir_{20}$ – antiferromagnet, FM = $Ni_{80}Fe_{20}$ – ferromagnetic) with different thicknesses of the magnetic and non-magnetic (Cu) layers were done in this work. Samples were prepared by magnetron sputtering. The effects of the spin pumping in system FM/AFM were observed with the use of ferromagnetic resonance (FMR), namely, on broadening of FMR line. As a result of the work the magnetic parameters of samples, including the value of the magnetization and uniaxial anisotropy were found. By analyzing the experimental data and conducting the simulation the contribution to setting of the magnetization attenuation caused by spin pumping effect (α_{sp}) for each series sample was found. It was established that the value α_{sp} affects the thickness of the magnetic and (in some cases) nonmagnetic layers. Obtained results are useful for further study of dissipative effects in spintronic devices based on antiferromagnets.

Keywords: Multilayer nanostructure, Magnetic relaxation, Spin pumping, Ferromagnetic resonance, Magnetization, Anisotropy.

Влияние параметров магнитного и немагнитного слоев на процессы диссипации в многослойных наноструктурах с антиферромагнитным компонентом

Т.И. Полек, Д.Д. Яремкевич, И.М. Козак, А.Ф. Кравец

Институт магнетизма, НАН Украины и МОН Украины, бул. Вернадского, 36-б, 03142 Киев, Украина

В данной работе выполнены экспериментальные исследования магнитной релаксации в многослойных наноструктурах АФМ/Cu/ФМ(АФМ = $Mn_{80}Ir_{20}$ – антиферромагнетик, ФМ = $Ni_{80}Fe_{20}$ – ферромагнетик) с различными толщинами магнитного и немагнитного (Cu) слоев. Образцы были изготовлены методом магнетронного напыления. Эффекты спиновой накачки в системе ФМ/АФМ наблюдались с использованием метода ферромагнитного резонанса (ФМР), а именно, по уширению линии ФМР. В результате выполнения работы найдены магнитные параметры образцов, в частности величина намагниченности и одноосной анизотропии. Анализируя экспериментальные данные и проведя моделирование, найдено вклад в параметр затухания намагниченности, вызванный эффектом спиновой накачки (α_{sp}) для каждого из образцов серии. Установлено, что на величину α_{sp} влияет как толщина магнитного, так и (в определенных случаях) немагнитного слоев. Полученные результаты являются полезными для дальнейшего исследования диссипативных явлений в спинтронных устройствах на основе антиферромагнетиков.

Ключевые слова: Многослойная наноструктура, Магнитная релаксация, Спиновая накачка, Ферромагнитный резонанс, Намагниченность, Анизотропия.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. A.H. MacDonald, M. Tsoi, *Phil. Trans. R. Soc. A* **369**, 3098 (2011).
2. E.V. Gomonay, V.M. Loktev, *Low Temp. Phys.* **40**, 17 (2014).
3. Z. Qiu, J. Li, D. Hou, E. Arenholz, A.T. NDiaye, A. Tan, K.-I. Uchida, K. Sato, S. Okamoto, Y. Tserkovnyak, Z.Q. Qiu, E. Saitoh, *Nat. Commun.* **7**, 12670 (2016).
4. C. Hahn, G.de Loubens, V.V. Naletov, J.B. Youssef, O. Klein, M. Viret, *EPL (Europhys. Lett.)* **108**, 57005 (2014).
5. H. Wang, C. Du, P.C. Hammel, F. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 097202 (2014).
6. L. Frangou, S. Oyarzún, S. Auffret, L. Vila, S. Gambarelli, V. Baltz, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 077203 (2016).
7. P. Merodio, A. Ghosh, C. Lemonias, E. Gautier, U. Ebels, M. Chshiev, H. Béa, V. Baltz, W.E. Bailey, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 032406 (2014).
8. *Spin Current* (Ed. by S. Maekawa, S.O. Valenzuela, E. Saitoh, T. Kimura) A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G.E.W. Bauer, P.J. Kelly, *Spin Pumping and Spin Transfer* [Section 8], P. 87-136 (UK: Oxford University Press: 2012).
9. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer, *Phys. Rev. B* **66**, 224403 (2002).
10. J. Sinova, I. Zutic, *Nat. Mater.* **11**, 368 (2012).
11. A. Brataas, G.E. Bauer, P.J. Kelly, *Phys. Rep.* **427**, 157 (2006).
12. T. Taniguchi, W.M. Saslow, *Phys. Rev. B* **90**, 214407 (2014).
13. R. Cheng, J. Xiao, Q. Niu, A. Brataas, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 057601 (2014).
14. A.F. Kravets, A.I. Tovstolytkin, Y.I. Dzhezherya, D.M. Polishchuk, I.M. Kozak, V. Korenivski, *J. Phys.: Condens. Matter* **27**, 446003 (2015).
15. A.F. Kravets, D.M. Polishchuk, Y.I. Dzhezherya, A.I. Tovstolytkin, V.O. Golub, V. Korenivski, *Phys. Rev. B* **94**, 064429 (2016).
16. .J. Dubowik, F. Stobiecki, *J. Magn. Magn. Mat.* **242-245**, 538 (2002).
17. A.F. Kravets, O.V. Gomonay, D.M. Polishchuk, Y.O. Tykhonenko-Polishchuk, T.I. Polek, A.I. Tovstolytkin, V. Korenivski, *AIP Adv.* **7**, 056312 (2017).