

ДИНАМІКА НЕКОЛІНЕАРНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА ІНДУКОВАНА ІМПУЛЬСНИМ СПІНОВИМ СТРУМОМ

В. М. Кучкін¹, О. В. Гомонай^{1,2}

¹Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»

²Johannes Gutenberg Universität Mainz, Institute of Physics, Germany

Анотація

Ми вивчаємо можливість суто електричного контролю та керування рівноважними станами неколінеарного антиферромагнетика IrMn_3 . На основі узагальнених рівнянь Ландау-Ліфшиця досліджено магнітну динаміку, спричинену імпульсним спіном поляризованим струмом. Знайдено діапазон параметрів (зокрема, амплітуди струму), за яких відбувається детерміноване перемикавання між двома рівноважними станами, які відповідають логічним "0" та "1". Отримані результати можуть бути використані при розробці запам'ятовуючих пристроїв на основі IrMn_3 та подібних антиферромагнетиків.

Ключові слова: спітроніка, антиферромагнетик, рівняння Ландау-Ліфшиця, спіном поляризований струм

Вступ

Антиферромагнетика (АФ) – магнітні матеріали з нехтовно малою макроскопічною намагніченістю, що зумовлена розташуванням магнітних моментів атомів. Вони чутливі до спінового струму і становлять альтернативу ферромагнетикам в спітроніці. Дійсно, власні частоти АФ лежать у терагерцевому діапазоні, а ферромагнетиків – в гігагерцевому. Отже, використання АФ як активних матеріалів призвело би до суттєвого збільшення швидкості перемикавання логічних елементів [1]. Інша перевага АФ: підвищена стійкість до дії зовнішніх магнітних полів (наприклад, характерні поля спінової флуктуації для IrMn_3 становлять 9Т [4]). Крім того, АФ має нехтовно малу намагніченість, він сам не створює магнітного поля, яке може перешкоджати процесам запису, зберігання та зчитування інформації. При цьому пристрої на основі IrMn_3 можуть працювати при кімнатних температурах як показано в роботі [5].

Попри всі переваги, електричне зчитування АФ станів є складною проблемою. IrMn_3 , металевий АФ з трикутним спіновим впорядкуванням [2], розглядається як перспективний матеріал для спітроніки, оскільки демонструє великий обернений спіновий ефект Холла [3], що забезпечує надійне зчитування станів. Однак, запис інформації за допомогою електричного струму і, відповідно, ефективне керування станами в АФ, вимагає докладного дослідження обумовленої струмом магнітної динаміки. В роботі [6] продемонстровано ефективність перемикавання за допомогою надкоротких імпульсів струму між спіновими конфігураціями IrMn_3 , що лежать в одній площині (111). Однак, такі конфігурації відрізняються лише малою намагніченістю, що суттєво ускладнює

процес зчитування. В даній роботі ми досліджуємо перемикавання між такими спіновими конфігураціями, які легко розрізнити за допомогою спінового ефекту Холла (див. рис. 1). На основі аналізу рівнянь руху для спінових моментів АФ визначено границі робочих параметрів для ультра-коротких імпульсів струму для різних можливих значень коефіцієнта згасання. Отримані результати передбачають можливість як змінювати, так і визначати стан АФ за допомогою електричного струму.

1. Модель

Магнітне впорядкування АФ IrMn_3 характеризується трьома векторами \mathbf{M}_j , які відповідають намагніченостям підґраток $j=1,2,3$. За відсутності зовнішніх полів вектори \mathbf{M}_j розташовані в площинах {111} як показано на рис.1. В даній роботі ми розглядаємо переходи між двома еквівалентними станами (логічні 0 і 1), які характеризуються площинами упорядкування магнітних спінів (111) та (11 $\bar{1}$). Магнітну динаміку векторів \mathbf{M}_j в присутності спінополяризованого струму можна описати за допомогою рівнянь Ландау-Ліфшиця-Гільберта-Слончевського для кожної з магнітних підґраток:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{M}}_j + \gamma \mathbf{M}_j \times \mathbf{H}_j &= \\ &= \frac{\alpha_G}{M_s} \mathbf{M}_j \times \dot{\mathbf{M}}_j + \\ &+ \frac{\sigma^j j_s}{M_s d_{AF}} \mathbf{M}_j \times (\mathbf{M}_j \times \mathbf{P}), \quad j = 1, 2, 3, \end{aligned} \quad (1)$$

де γ – гіромагнітне відношення, $\mathbf{H}_j = -\partial w_{mag}/\partial \mathbf{M}_j$ – внутрішні ефективні поля, які задаються густиною магнітної енергії w_{mag} формулою α_G – коефіцієнт згасання, $M_s = |\mathbf{M}_j|$ – намагніченість насичення, $\sigma = e\gamma\hbar/(2eM_s)$ – стала, що залежить від степені

спінової поляризації ϵ , e – модуль заряду електрона, \hbar – постійна Планка, d_{AF} – товщина АФ шару, через який протікає спіновий струм з густиною j_s поляризований в напрямку \mathbf{P} ($|\mathbf{P}| = 1$).

Будемо вважати, що електричний струм – імпульсний, тривалість імпульсу значно менша за період власних осциляцій магнітних векторів. В цьому випадку залежність густини струму від часу можна моделювати дельта функцією: $j_s \propto \delta(t)$. Поляризація струму від часу не залежить.

Система (1) включає дев'ять скалярних нелінійних рівнянь (шість з яких є незалежними при урахуванні умов нормування $M_s = |\mathbf{M}_j|$) і в загальному випадку аналітичний розв'язок для них відсутній. Однак, як впливає з міркувань симетрії, перехід між станами 0 і 1 можна здійснити неперервним поворотом спінів навколо осі $[001]$ і для цього достатньо, щоб поляризація спінового струму співпадала з віссю обертання, тобто, $\mathbf{P} \parallel [001]$. В цьому окремому випадку система рівнянь (1) зводяться до одного скалярного рівняння для кута повороту θ навколо осі $[001]$, яке і є рівнянням руху:

$$\ddot{\theta} + 2\gamma_{AFM}\dot{\theta} + \frac{dw_{an}}{d\theta} = 0. \quad (2)$$

Тут $\gamma_{AF} = \sqrt{3}\alpha_G\gamma M_s/2\chi_{||}$ – коефіцієнт дисипації, а $\chi_{||}$ – магнітна сприйнятливність. Як показано в роботі [7], густина енергії магнітної анізотропії моделюється виразом

$$w_{an} = -\frac{a}{2}q^2 + \frac{b}{4}q^4, \quad (3)$$

де $a > 0$, $b > 0$ – константи магнітної анізотропії, і введено позначення

$$q^2 = \left(\frac{\sin^2 \theta}{4} + \frac{(1 - \cos \theta)^2}{8} - \frac{\sin \theta}{2\sqrt{2}}(1 - \cos \theta) \right).$$

Станам 0 і 1 відповідають мінімуми потенціалу див. рис. 2 (А). Для визначеності будемо вважати, що в початковий момент система знаходилась в стані 0, тобто $\theta(0) = 0$. Початкові умови для кутової швидкості $\Omega = \dot{\theta}$ визначаються таким чином. Формально, кут θ відіграє роль узагальненої координати, а кутова швидкість Ω – роль узагальненого імпульсу. Спін-поляризований струм передає АФ додатковий спіновий обертальний момент, що з точки зору динаміки еквівалентне зовнішній силі. Оскільки імпульс струму надзвичайно короткий, можна вважати, що імпульс сили, p , надає системі в початковий момент узагальнений імпульс, отже: $\dot{\theta}(0) = p$. Він виражається через початкові фізичні величини як $p = \frac{\gamma\sigma j_s}{\chi_{||}d_{AF}}$.

Для подальшого аналізу динаміки АФ із заданими початковими умовами дослідимо динамічну систему (3) на структурну стійкість по параметру p . Будемо вважати систему структурно стійкою, якщо при невеликих змінах p , якісно не змінюється її поведінка. Режим перемикання між станами 0 і 1 реалізується в області структурної стійкості коли початковий і кінцевий стани системи будуть різними.

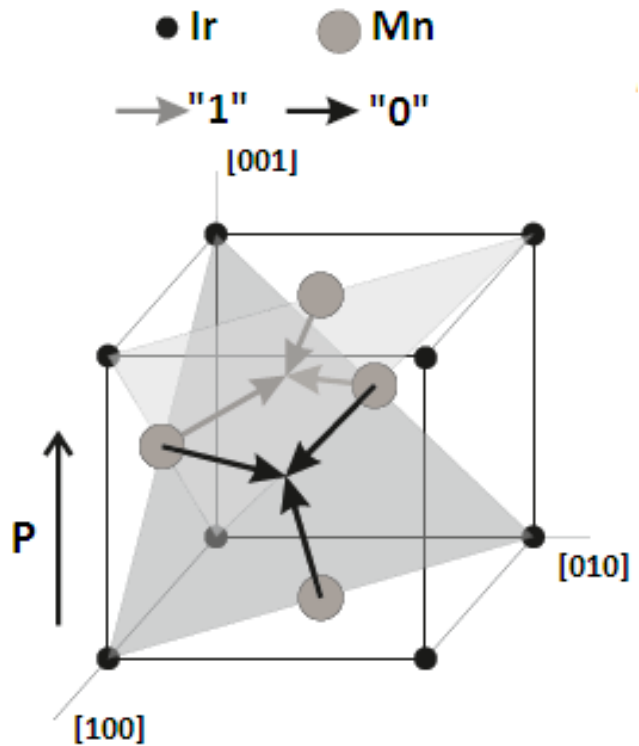


Рис. 1. Магнітна структура $IrMn_3$. Чорні та сірі стрілки відповідають еквівалентним станам (логічні 0 та 1). Вектор \mathbf{P} вказує напрямок спінової поляризації струму.

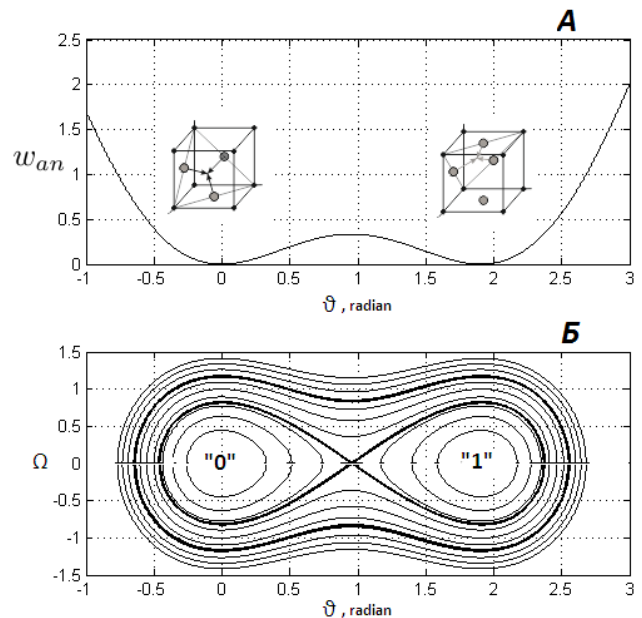


Рис. 2. (А) Потенціальна енергія (2) в досліджуваній області, два мінімуми потенціалу відповідають двом станам рівноваги – упорядкування магнітних моментів в вказаних площинах. (Б) Фазовий портрет динамічної системи (3) за відсутності дисипації ($\gamma_{AF} = 0$), стійким станам відповідають особливі точки типу центр. $\Omega = \dot{\theta}$ – кутова швидкість. Для побудови покладено $a = 10$, $b = 0.1$. Вказані сепаратриси (товсті лінії) та деякі фазові траєкторії (тонкі лінії).

З фазового портрету рис. 2 (Б), зрозуміло, що при наявності дисипації в системі, особливі точки типу центр стануть стійкими фокусами, сепаратриса не будуть більше замкнутими (енергія не зберігається) і з'являється можливість перейти з одного фокусу в інший. Діапазон початкових амплітуд імпульсів при якому такий перехід відбувається обмежений деякими критичними значеннями p_{min}^{cr} та p_{max}^{cr} , які по суті є точками біфуркації. В даній роботі ці точки знаходяться аналітично та за допомогою чисельного моделювання в середовищі Matlab.

2. Аналітичне дослідження

Критичні імпульси знайдено з умови зупинки в точці, що відповідає максимуму потенціалу на рис. 2 (А). При розвиненні потенціалу (3) в ряд Тейлора в околі цієї точки, можна обмежитися другим порядком по відхиленню і розв'язати (2) в такому потенціалі. Фізично зрозуміло, що система відносно швидко вийде із стану рівноваги, перейде в область притягання другого стану і далі буде рухатися до зупинки протягом характерного часу згасання. Математично це означає, що рух частинки у фазовому просторі, який відбувається по сепаратрисі, відповідає деякому скінченному часу перебуванню в околі першого стійкого стану, і тому можна сподіватися, що заміна потенціалу аналітично більш простим не внесе великої похибки в p^{cr} . При цьому час перебування системи в околі максимуму буде великим, але це компенсується вдалим вибором апроксимації потенціальної енергії в цій області. Цих міркувань достатньо, щоб знайти p_{min}^{cr} .

Для розрахунку p_{max}^{cr} ми визначили точку повороту і замінили потенціал в її околі більш простим, оскільки система проводить там теж значний час. Тобто рівняння (2) розглядаються на різних проміжках, яким відповідають різні наближення потенціалу. Приведемо отримані значення біфуркаційних значень амплітуд початкових імпульсів спінового струму:

$$p_{min}^{cr} = \theta \left(\gamma_{AF} + \sqrt{\gamma_{AF}^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 w_{an}}{\partial \theta^2}} \right) \Big|_{\theta=\theta_{max}}, \quad (4)$$

де $\theta_{max} = \arcsin(\sqrt{2/3})$ – точка максимуму потенціалу (3).

$$p_{max}^{cr} = p_{min}^{cr} + 2\gamma_{AF} \times \left((p_{min}^{cr})^2 \frac{\partial \theta}{\partial w_{an}} \Big|_{\theta_0} + \theta_0 - \arccos(-1/3) \right), \quad (5)$$

де θ_0 – точка повороту, при нехтовно малій дисипації вона може бути знайдена з рівняння (6).

$$w_{an}(\theta = \theta_0) = \frac{(p_{min}^{cr})^2}{2} \quad (6)$$

З рівнянь (4) і (5) видно, що при малій дисипації критичні значення імпульсів співпадають, це відповідає руху по замкнутій сепаратрисі. При наявності же відмінного від нуля γ_{AF} з'являється певний ін-

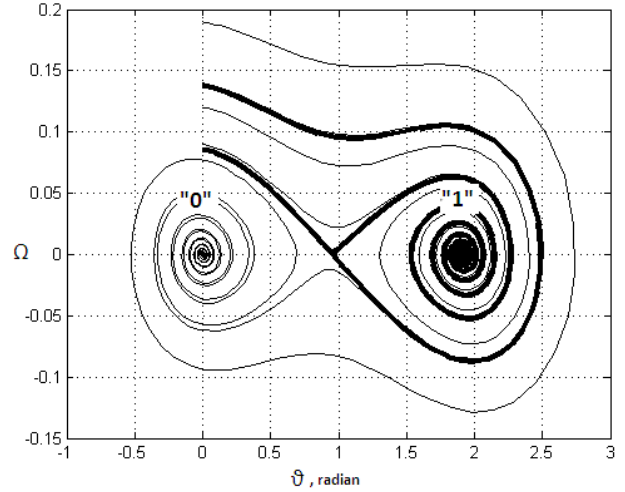


Рис. 3. Фазовий портрет системи (3), розрахований на основі рівняння (3) з $a = 0.04, b = 0.01, \gamma_{AF} = 0.01$. Товстими лініями виділені траєкторії, що відповідають критичним імпульсам. Фазові траєкторії, що лежать між цими сепаратрисами відповідають переходу ІгМнз з одного стану в інший.

тервал початкових імпульсів, що призводять до ефективного переходу з одного стану в інший. Очевидно, що кожен з цих станів буде стійким (асимптотично), так як енергія системи зменшується за рахунок дисипації і потрапивши в один із мінімумів потенціалу, система залишатиметься там нескінченно довго.

3. Чисельне моделювання

Для чисельного розв'язання рівняння (2) використано метод Рунге-Кутта четвертого порядку в програмі Matlab. Результати наведені на рис. 3 у вигляді фазових траєкторій при різних значеннях параметра p . З рис. 3 видно, що існує певний інтервал значень параметра p , за яких система під впливом струму переходить в стан 1, тобто, відбувається перемикання.

Рис. 4 зображує залежність величини критичних імпульсів перемикання від коефіцієнта згасання, отриману на основі аналітичних розрахунків (суцільні лінії) та чисельного моделювання (точки). Розбіжність між результатами двох методів при великих значеннях коефіцієнту тертя обумовлена зменшенням точності аналітичного розрахунку, в якому дисипація вважається малим параметром. Як видно з рис. 4, мінімальне значення критичного струму, необхідного для перемикання, слабо залежить від коефіцієнту згасання. Збільшення p_{min}^{cr} пов'язане з необхідністю витратити енергію, передану системі спіновим струмом, не тільки на подолання потенціального бар'єру між станами 0 і 1, а й на роботу проти сили тертя. При цьому сила тертя виконує роботу протягом чверті періоду обертання. Вплив тертя на верхню границю значно сильніший. Дійсно, для успішного перемикання системі *достатньо* залишатися в околі притягання стану 1. В цьому випадку внутрішнє тертя "відбирає" надлишок енергії,

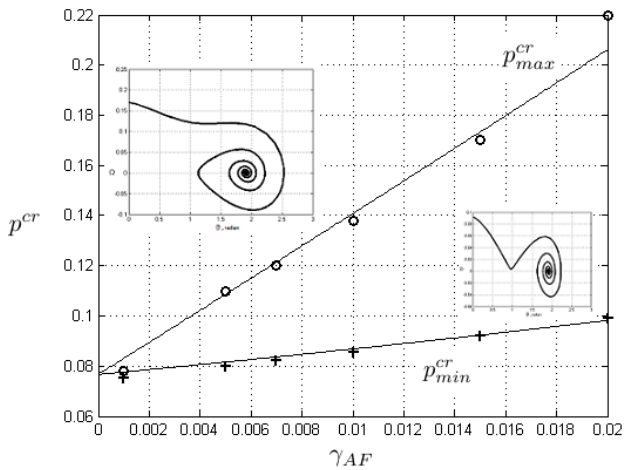


Рис. 4. Залежність критичних значень амплітуди початкового імпульсу від дисипації. При розрахунках покладено $a = 0.04$, $b = 0.01$, $\gamma_{AF} = 0.01$. Показані фазові траєкторії, які відповідають цим значенням: максимальному імпульсу зліва та мінімальному – справа. Суцільні лінії відповідають формулам (4), (5). Показані точки, які знайдені в результаті чисельного експерименту.

необхідний для подолання потенціального бар'єру, причому робота сили тертя виконується протягом повного періоду обертання (тобто, від моменту входу в систему до повернення в окіл максимуму потенціальної енергії). Таким чином, збільшення коефіцієнту внутрішнього тертя дозволяє збільшити діапазон амплітуди струму, за яких перемикання носить детермінований характер.

Висновки

Проведено дослідження процесу перемикання між двома станами неколінеарного антиферромагніка IrMn_3 спричинений імпульсним спіном поляризованим струмом для конкретної осі повороту площин упо-

рядкування магнітних моментів. Початкова задача описується рівняннями Ландау-Ліфшиця, які перетворено у рівняння руху. Таким чином отримано потенціал (3), рух у якому досліджено в термінах динамічних систем. Встановлена можливість переходу з одного стану в інший. Знайдено діапазон амплітуд початкових імпульсів, при якому відбувається зміна стану АФ.

Все це дозволяє стверджувати, що IrMn_3 має всі необхідні з фізичної точки зору характеристики для можливості бути використаним, в якості активного матеріалу при розробках пристроїв пам'яті.

Перелік використаних джерел

1. Gomonaj O. V., Loktev V. M. *Low Temp. Phys.*, 40, 17 — 2014.
2. Kohn A., Kovács A., Fan R., et al. *Scientific Reports*, 3, 2412 — 2013.
3. J. B. S. Mendes, R. O. Cunha, O. Alves Santos, et al. *Phys. Rev. B* 89, 140406 — 2014.
4. X. Marti, I. Fina, T. Jungwirth arxiv:1506.07507
5. X. Marti, I. Fina, C. Frontera, Jian Liu, P. Wadley, Q. He, R.J. Paull, J.D. Clarkson, J. Kudrnovsk, I. Turek, J. Kune, D. Yi, J.-H. Chu, C.T. Nelson, L. You, E. Arenholz, S. Salahuddin, J. Fontcuberta, T. Jungwirth, R. Ramesh arxiv:1503.05604
6. Gomonaj E.V., Lvov V.A. Phenomenological consideration of spin-wave spectrum in noncollinear antiferromagnet Mn_3NiN *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* (1990).
7. Gomonaj E.V., Loktev V.M. Using generalized Landau-Lifshitz equations to describe the dynamics of multi-sublattice antiferromagnets induced by spin-polarized current *Low Temperature Physics* (2015)