

Періодична магнітна динаміка наночастинки, збуджуваної зовнішнім полем і спін-поляризованим струмом

Т.В. Лютий*, Д.М. Крекшин

Сумський державний університет, ул. Римського-Корсакова, 2, 40007 Суми, Україна

(Одержано 22.07.2018; опубліковано online 29.10.2018)

На базі рівняння Ландау-Ліфшиця-Гільберта зі струмовим членом у формі Слончевського-Берже розглянута магнітна динаміка однорідної наночастинки, яка знаходиться під дією періодичних зовнішніх полів, а також постійного та періодичного спін-поляризованого струму. Аналітично описуються три режими усталеного руху магнітного моменту. Зокрема, для режиму прецесії записується алгебраїчні рівняння, розв'язком яких є значення кутів прецесії та відставання для магнітного моменту. Для режиму синхронних коливань, який характерний для випадку малої анізотропії та періодичної зовнішньої дії, встановлюються залежності амплітуд від параметрів системи. Нарешті, для режиму малих коливань під дією змінного спін-поляризованого струму знаходяться вирази для частотної залежності амплітуди коливань. Отримані результати дозволяють краще зрозуміти механізми перемикавання намагніченості під дією змінного поля та спін-поляризованого струму, підібрати оптимальні параметри зовнішніх впливів для швидкого та надійного процесу запису інформації в цифрових пристроях.

Ключові слова: Рівняння Ландау-Ліфшиця-Гільберта, Струмові доданки Слончевського-Берже, Однорідна прецесія, лінійне наближення, запис комірки MRAM.

DOI: 10.21272/jnep.10(5).05033

PACS numbers: 75.50.Tt, 76.20.+q, 85.75.-d

1. ВСТУП

Задача перемагнічування наночастинки спін-поляризованим струмом має значний прикладний інтерес, оскільки тісно пов'язана з роботою пристроїв спінтроники [1, 2]. Зокрема, найочевиднішим практичним застосуванням задачі є перезапис інформації в комірках магніторезистивної оперативної пам'яті (Magnetic Random Access Memory – MRAM) [3, 4]. Така пам'ять за швидкодією, ємністю та стабільністю запису переважає всі аналоги і тому претендує на роль «універсальної пам'яті», що здатна замінити собою усі інші.

На сьогоднішній день пропонується декілька способів перемагнічування комірки MRAM. Перший з них – це перемагнічування зовнішнім полем, що в свою чергу, створюється зовнішнім струмом. Недоліком підходу є достатньо великий струм, в той час як для портативних пристроїв потрібне низьке споживання енергії, та ймовірність несанкціонованого перемагнічування сусідніх комірок для високоемних пристроїв з великою щільністю запису.

Нова технологія перенесення спінового моменту (Spin-Transfer Torque – STT) [5, 6], або перемикання за допомогою перенесення спіна використовує електрони з заданим станом спіна. Під час проходження таких електронів через вільний феромагнітний шар, їх спіновий момент передається намагніченості цього шару та переорієнтує її. Це зменшує величину струму, необхідну для запису інформації в комірку пам'яті. Технологія STT повинна вирішити проблеми, з якими «класична» технологія MRAM зіткнеться при збільшенні щільності розміщення елементів пам'яті і відповідного збільшення струму, необхідного для запису.

В найпростішому випадку для теоретичного та чисельного розв'язання поставленої задачі можна використовувати рівняння Ландау-Ліфшиця-Гільберта у припущенні, що шар феромагнітика намагнічений

однорідно, а процеси перемагнічування відбуваються шляхом когерентного обертання всіх спінів [7]. Така модель широко використовується як для опису динаміки намагніченості під дією зовнішнього поля, так і під дією спін-поляризованого струму [8]. Зокрема, динамічні ефекти в намагніченості наночастинки у зовнішньому періодичному полі досліджені у роботах [8-11]. Динаміка намагніченості під впливом спін-поляризованого струму розглядалась у роботах [12-17]. Та не зважаючи на достатньо знаність та розробленість проблематики, всі можливі режими магнітної динаміки під впливом зовнішнього поля і спін-поляризованого струму досі не описані аналітично.

2. МОДЕЛЬ ТА БАЗОВІ РІВНЯННЯ

Модель базується на відомому рівнянні Ландау-Ліфшиця-Гільберта, що в безрозміреному вигляді записується як

$$\dot{\vec{m}} = -\gamma \vec{m} \times \vec{H}_{eff} + \alpha \vec{m} \times \dot{\vec{m}}, \quad (2.1)$$

де $\vec{m} = \vec{M}/|\vec{M}|$ – одиничний вектор, що задає напрямки магнітного моменту, \vec{H}_{eff} – величина ефективного магнітного поля, що діє на частинку, α – параметр, що визначає інтенсивність дисипації. Тут і далі крапка зверху означає першу похідну за часом. Не важко показати, що рівняння (2.1) еквівалентне до рівняння

$$(1 + \alpha^2) \dot{\vec{m}} = -\gamma \vec{m} \times \vec{H}_{eff} - \gamma \alpha \vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}_{eff}). \quad (2.2)$$

Зауважимо, що рівняння (2.2) добре підходить для чисельного розв'язання переходом від векторної до скалярної форми. Ефективне поле \vec{H}_{eff} включає в себе поле анізотропії та зовнішнє поле.

Вплив спін-поляризованого струму. Пов'язаний з взаємодією спінів електронів струму з магнітною решіткою. У 1996 р. Д. Слончевским [18] і Л. Бе-

* lyuty@oeph.sumdu.edu.ua

рже [13] було показано, що дію спін-поляризованого струму можна розкласти на дві складові, одна з яких створює прецесію намагніченості \vec{M} навколо напрямку поляризації струму, а друга - змінює кут між векторами поляризації струму й намагніченості зразка., Рівняння, що описує цей процес називається рівнянням Ландау-Ліфшиця-Гільберта з струмовим членом Слончевського-Берже (ЛЛГСБ), і записується шляхом додавання відповідних членів до рівняння (2.1) В результаті можна записати

$$\dot{\vec{m}} = -\gamma[\vec{m} \times \vec{H}_{eff}] + \alpha[\vec{m} \times \dot{\vec{m}}] + \xi J \vec{S} \times \vec{m} + \beta J \vec{m} \times [\vec{S} \times \vec{m}]. \quad (2.3)$$

Тут доданок $\xi J \vec{S} \times \vec{m}$ відповідає за внесок спін-поляризованого струму до прецесійного доданку в рівнянні ЛЛГ, а $\beta J \vec{m} \times [\vec{S} \times \vec{m}]$ відповідає за внесок спін-поляризованого струму до дисипативного доданку в рівнянні ЛЛГ, β та ξ - певні константи, які залежать від матеріалу, J - густина струму, \vec{S} - вектор, що визначає напрям поляризації струму.

Як правило, виконується умова $\beta \gg \xi$, тому, у дослідженнях доданком, що відповідає за внесок у дисипацію, нехтують [12-17]. Результуюче рівняння приймає вигляд

$$\dot{\vec{m}} = -\gamma \vec{m} \times (\vec{H}_{eff} + \beta J \vec{S} \times \vec{m}) + \alpha \vec{m} \times \dot{\vec{m}}. \quad (2.4)$$

Або повторивши всі дії, що привели від рівняння (2.1) до вигляду (2.2):

$$(1 + \alpha^2) \dot{\vec{m}} = -\gamma \vec{m} \times (\vec{H}_{eff} + \beta J \vec{S} \times \vec{m}) - \alpha \gamma \vec{m} \times \dot{\vec{m}} \times (\vec{H}_{eff} + \beta J \vec{S} \times \vec{m}). \quad (2.5)$$

Ефективне магнітне поле, що діє на магнітний момент \vec{m} у випадку одновісної анізотропії, спрямованої вздовж напрямку, заданого ортом лабораторної системи координат може бути подане як:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}(t) + \left(H_a \frac{m_z}{m} + H_z \right) \vec{e}_z, \quad (2.6)$$

де $\vec{H}(t)$ - зовнішнє поле, m_z - проекція вектора m_z на вісь oz , H_z постійне поле, прикладене вздовж цієї самої осі.

3. АНАЛІТИЧНІ РОЗВ'ЯЗКИ БАЗОВИХ РІВНЯНЬ ТА ЇХ АНАЛІЗ

Рівняння (2.4), (2.5) можуть бути розв'язані аналітично лише в декількох специфічних випадках, коли зовнішня дія має достатньо простий характер. Зокрема, спочатку розглядається режим однорідної прецесії, коли магнітний момент обертається навколо осі анізотропії так, що його кут з цією віссю завжди постійний. Зазначений режим реалізується, коли на магнітний момент діє магнітне поле, що обертається у площині, перпендикулярній до осі анізотропії, та (або) спін-поляризованого струму, сталого за модулем та з напрямком вектора спінової поляризації \vec{S} спрямованим вздовж осі z . Далі, розглядається режим синхронних коливань, коли на магнітний момент \vec{m} діє лише змінний спін-поляризований струм, з напрямком вектору спінової поляризації \vec{S} спрямованим вздовж осі z . Нарешті, розглядається режим малих осциляцій, який може бути зумовленим малим змін-

ним зовнішнім полем, прикладеним у площині, перпендикулярній до осі анізотропії, та (або) змінним спін-поляризованим струмом малої величини, коли вектор \vec{S} коливається також у площині, перпендикулярній до осі анізотропії.

3.1 Прецесійний режим руху магнітного моменту

Запишемо математичні умови реалізації прецесійного режиму

$$\beta J(t)(\vec{S} \times \vec{m}) = \beta J_0(\vec{e}_z \times \vec{m}), \quad (3.1)$$

$$\vec{H}(t) = \vec{e}_x H \cos \omega t + \vec{e}_y H \sin \rho \omega t + \vec{e}_z H_z, \quad (3.2)$$

де J_0 стала густина струму, H - амплітуда поля, ω - частота поля, $\rho = \pm 1$ - параметр, що відповідає за напрям поляризації. В сферичних координатах рівняння (2.5) можна подати як

$$(1 + \alpha^2) \dot{\theta} = -\gamma H \sin(\varphi - \rho \omega t) + \gamma \beta J_0 \sin \theta - \gamma \alpha [\sin \theta (H_a \cos \theta + H_z) - H \cos \theta \cos(\varphi - \rho \omega t)] \quad (3.3)$$

$$(1 + \alpha^2) \dot{\varphi} = \gamma [H_a \cos \theta + H_z - H \cot \theta \cos(\varphi - \rho \omega t)] - \frac{\gamma \alpha}{\sin \theta} H \sin(\varphi - \rho \omega t) + \gamma \alpha \beta J_0, \quad (3.4)$$

де θ - полярний кут, а φ - азимутальний кут вектора φ . Як зазначалось, рівняння (3.3) та (3.4) можуть мати розв'язки в окремих випадках. Нехай зовнішнє поле відсутнє, або $H \equiv 0$. Прецесійний режим математично виражається як

$$\theta = \Theta, \dot{\theta} = 0, \varphi - \rho \omega t = \Phi, \dot{\varphi} = \Omega, \quad (3.5)$$

де Θ і Φ - певні константи, Ω - частота прецесії. Прямою підстановкою (3.5) в (3.3) та (3.4) одержимо, що $\Phi = 0$,

$$\cos \Theta = \frac{\beta J_0}{H_a \alpha}, \quad (3.6)$$

$$\Omega = \frac{\gamma \beta J_0}{\alpha}. \quad (3.7)$$

Далі, застосуємо умову (3.5) до випадку менш тривіального, коли магнітне поле типу (3.2) ненульове. Вчинивши аналогічно, отримаємо

$$0 = -\gamma H \sin \Phi + \gamma \beta J_0 \sin \Theta - \gamma \alpha [\sin \Theta (H_a \cos \Theta + H_z) - H \cos \Theta \cos \Phi] \quad (3.8)$$

$$(1 + \alpha^2) \rho \omega = \gamma (H_a \cos \Theta + H_z - H \cot \Theta \cos \Phi) - \frac{\gamma \alpha}{\sin \Theta} H \sin \Phi + \gamma \alpha \beta J_0 \quad (3.9)$$

Для подальших розрахунків перейдемо до відносних величин

$$h = H/H_a, h_z = H_z/H_a \quad (3.10)$$

$$j_0 = J_0/H_a \quad (3.11)$$

$$\tilde{\omega} = \omega/\gamma H_a \quad (3.12)$$

Здійснивши відповідні алгебраїчні перетворення, отримаємо систему алгебраїчних рівнянь, розв'язок якої і буде описувати залежність прецесійного руху від параметрів частинки та струму.

$$(\beta j_0 - \alpha \rho \tilde{\omega}) \sin \Theta = h \sin \Phi \quad (3.13)$$

$$h^2 = \frac{1-\cos^2\theta}{\cos^2\theta} [(\alpha\rho\tilde{\omega} - \alpha \cos\theta - \alpha h_z)^2 + \cos^2\theta(\beta j_0 - \alpha\rho\tilde{\omega})^2]. \quad (3.14)$$

Вираз (3.13) разом з виразом (3.14) описують однорідну прецесію. При цьому точні значення кута затримки та кута прецесії можна обрахувати лише чисельно шляхом розв'язання алгебраїчних рівнянь (3.13) та (3.14).

3.2 Синхронні коливання

Запишемо математичні умови реалізації такого режиму

$$\beta J(t)(\vec{S} \times \vec{m}) = \beta J_0(\vec{e}_z \times \vec{m}), \quad \vec{H}(t) \equiv \vec{e}_z H_z, \quad J = J_0 \cos \omega t \quad (3.15)$$

Тоді рівняння (3.3) та (3.4) можна трансформувати до вигляду

$$\begin{aligned} \dot{\theta} &= \gamma\beta J_0 \cos \omega t \sin \theta - \gamma\alpha \sin \theta (H_a \cos \theta + H_z) \\ \dot{\phi} &= \gamma(H_a \cos \theta + H_z) + \gamma\alpha\beta J_0 \cos \omega t \end{aligned} \quad (3.16)$$

Розглянемо окремий випадок: $H_z = 0$, а $H_a \rightarrow 0$.

$$\dot{\theta} = \gamma\beta J_0 \cos \omega t \sin \theta, \quad \dot{\phi} = \alpha\beta J_0 \cos \omega t$$

Останнє рівняння дозволяє пряме інтегрування

$$\phi = \phi_0 + \frac{\gamma\alpha\beta j_0}{\tilde{\omega}} \sin \tilde{\omega} \tilde{t}, \quad (3.17)$$

де ϕ_0 певне початкове значення азимутального кута, \tilde{t} – приведений час ($\tilde{t} = \gamma H_a \cdot t$). Вираз же часової залежності полярного кута після інтегрування (3.16)

$$\tan \frac{\theta}{2} = \tan \frac{\theta_0}{2} \exp \left[\frac{\beta j_0}{\tilde{\omega}} \sin \tilde{\omega} \tilde{t} \right], \quad (3.18)$$

де θ_0 - певне початкове значення азимутального кута. Отримані залежності (3.17) та (3.18) схожі на аналогічні залежності отримані для частинок зі малою анізотропією у в'язку середовищі [19]. Вони будуть істотно залежати від параметрів зовнішньої дії та початкових умов, що показано на рисунках (1), (2), (3).

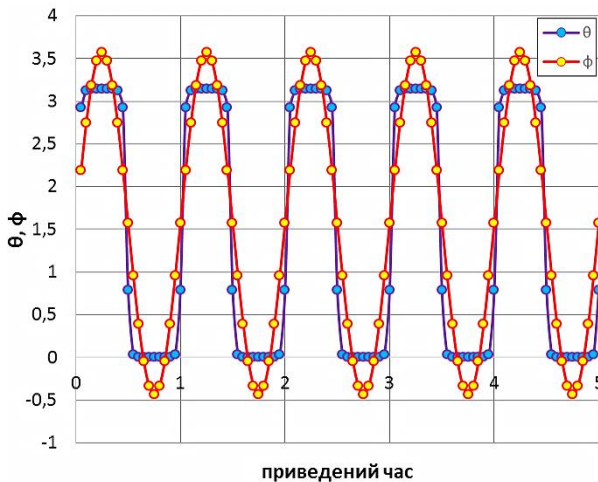


Рис. 1 - Характерні траєкторії магнітного моменту у режимі синхронних коливань. Значення параметрів: $\tilde{\omega} = 1$, $\alpha = 0,2$, $\beta = 20$, $j_0 = 0,5$, $\theta_0 = \pi/4$, $\phi_0 = \pi/2$

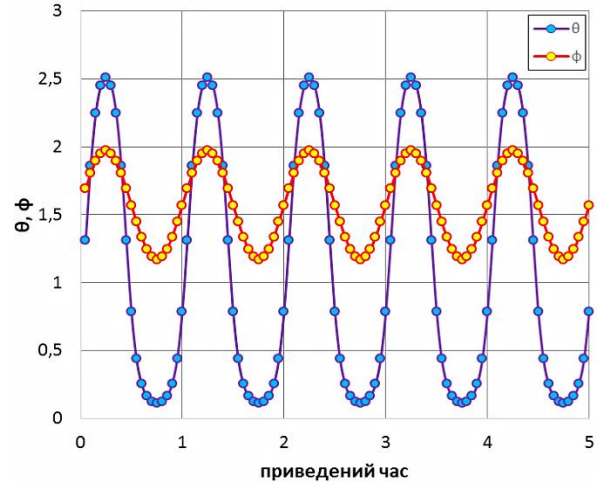


Рис. 2 - Характерні траєкторії магнітного моменту у режимі синхронних коливань. Значення параметрів: $\tilde{\omega} = 1$, $\alpha = 0,2$, $\beta = 20$, $j_0 = 0,1$, $\theta_0 = \pi/4$, $\phi_0 = \pi/2$

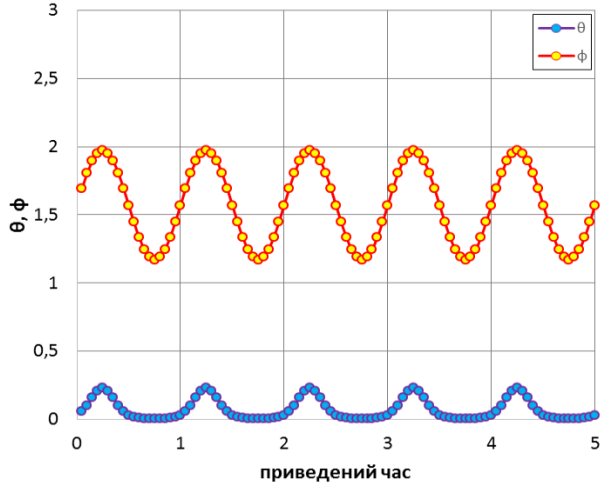


Рис. 3 - Характерні траєкторії магнітного моменту у режимі синхронних коливань. Значення параметрів: $\tilde{\omega} = 1$, $\alpha = 0,2$, $\beta = 20$, $j_0 = 0,1$, $\theta_0 = \pi/100$, $\phi_0 = \pi/2$

3.3 Малі коливання магнітного моменту

Нарешті, останній режим, який може бути описаний аналітично аналогічно апарату розвинутому в роботі [20] є режим малих коливань, що виникають у околі напрямку анізотропії. Для цього розглянемо основне модельне рівняння у вигляді (2.4). Математичні умови реалізації зазначеного режиму

$$\begin{aligned} \beta J(t)(\vec{S} \times \vec{m}) &= \beta J_0(\vec{e}_x \times \vec{m}), \\ \vec{H}(t) &\equiv 0, \quad J = J_0 \cos \omega t \end{aligned} \quad (3.19)$$

Тут для простоти подальших обрахунків не враховуємо зовнішнє змінне поле, хоча з загальних міркувань це, можна зробити. Ефективне поле тоді

$$\begin{aligned} \vec{H}_{eff} &= \vec{e}_z (H_a m_z) + \beta J_0 \cos \omega t (\vec{e}_x \times \vec{m}) \\ \vec{m} &= \vec{e}_x m_x + \vec{e}_y m_y + \vec{e}_z \end{aligned}$$

Малі коливання будуть відбуватися саме навколо осі z, за виконання умов $\beta J_0 \ll H_a$. Тому припускаємо

$$m_z \equiv 1, \quad m_{x,y} \ll 1, \quad m_{x,y} \sim j_0. \quad (3.20)$$

З використанням умов (3.20) можна лінеаризувати рівняння (2.4). Процедура лінеаризації передбачає нехтування усіма доданками, що пропорційні вищим ступеням j_0 , залишаючи лише пропорційні першому степеню. Виконаємо процедуру лінеаризації послідовно для усіх доданків в (2.4) з урахуванням (3.19) й отримаємо у безрозміреному вигляді

$$\frac{dm_x}{dt} = -m_y + \beta j_0 \cos \tilde{\omega} t - \alpha \frac{dm_y}{dt}, \quad (3.21)$$

$$\frac{dm_y}{dt} = m_x + \alpha \frac{dm_x}{dt}. \quad (3.22)$$

Розв'язок диференціальних рівнянь, як і в роботі [20], будемо шукати у вигляді суперпозиції тригонометричних функцій

$$m_x = a \cos \tilde{\omega} t + b \sin \tilde{\omega} t, \quad (3.23)$$

$$m_y = c \cos \tilde{\omega} t + d \sin \tilde{\omega} t. \quad (3.24)$$

Підстановкою та прирівнюванням множників біля відповідних функцій $\sin \tilde{\omega} t$ або $\cos \tilde{\omega} t$ одержуємо систему алгебраїчних рівнянь

$$-a\tilde{\omega} = -d + \alpha c\tilde{\omega}, \quad (3.25)$$

$$b\tilde{\omega} = -c - \beta j_0 - \alpha d\tilde{\omega}, \quad (3.26)$$

$$-c\tilde{\omega} = b - \alpha a\tilde{\omega}, \quad (3.27)$$

$$d\tilde{\omega} = a + \alpha b\tilde{\omega}. \quad (3.28)$$

Послідовною почерговою підстановкою отримаємо розв'язок

$$b = \beta j_0 \tilde{\omega} \frac{(\tilde{\omega}^2(\alpha^2-1)+1)-2\alpha^2\tilde{\omega}^2}{\tilde{\omega}^4(\alpha^2+1)^2+2\tilde{\omega}^2(\alpha^2-1)+1} \quad (3.29)$$

$$d = -\beta j_0 \tilde{\omega} \cdot \frac{(\tilde{\omega}^2(\alpha^2-1)+1)+2\tilde{\omega}^2}{\tilde{\omega}^4(\alpha^2+1)^2+2\tilde{\omega}^2(\alpha^2-1)+1} \quad (3.30)$$

$$a = -\beta j_0 \tilde{\omega} \frac{2\alpha\tilde{\omega}}{\tilde{\omega}^4(\alpha^2+1)^2+2\tilde{\omega}^2(\alpha^2-1)+1}, \quad (3.31)$$

$$c = -\beta j_0 \frac{\tilde{\omega}^2(\alpha^2-1)+1}{\tilde{\omega}^4(\alpha^2+1)^2+2\tilde{\omega}^2(\alpha^2-1)+1}. \quad (3.32)$$

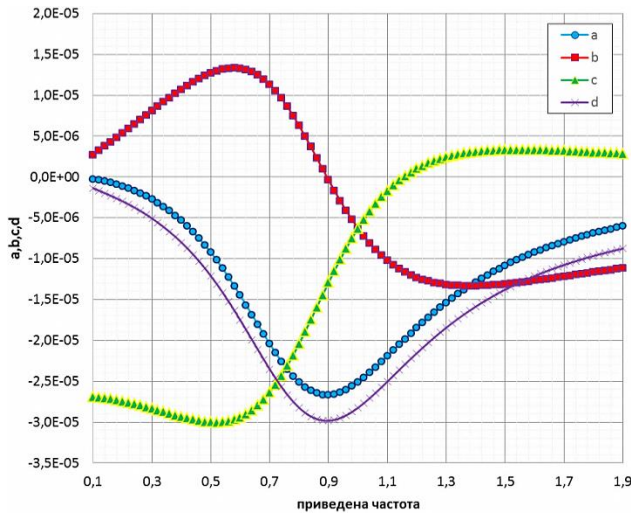


Рис. 4 - Характерні частотні залежності лінійних коефіцієнтів у режимі малих коливань для $\alpha = 0,5$

Отримані вирази (3.31), (3.29), (3.32) та (3.30), фактично, описують режим малих коливань магнітного моменту під дією спіно-поляризованого струму. Проілюструємо залежність одержаних величин від частоти для різних параметрів загасання: див. рис. (4), (5), (6).

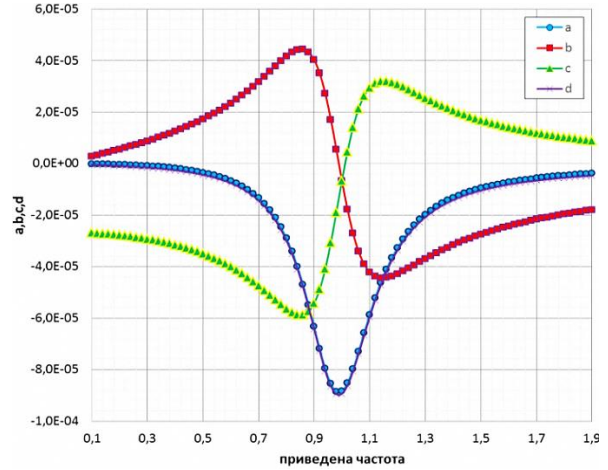


Рис. 5 - Характерні частотні залежності лінійних коефіцієнтів у режимі малих коливань для $\alpha = 0,15$

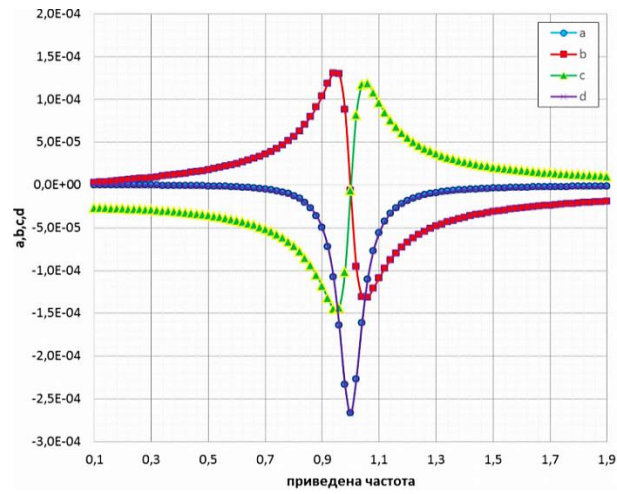


Рис. 6 - Характерні частотні залежності лінійних коефіцієнтів у режимі малих коливань для $\alpha = 0,05$

4. ВИСНОВКИ

Розглянуто детерміністичну вимушену магнітну динаміку наночастинки під дією зовнішнього змінного поля і спіно поляризованого струму на базі рівняння Ландау-Ліфшиця-Гільберта з доданками Слончевського-Берже. Особливість моделі у тому, що спіно-поляризований струм дає внесок, що можна трактувати як певне ефективне поле, напрям якого визначається взаємною орієнтацією магнітного моменту в поточному положенні та напрямком поляризації струму.

Аналітично описані три режими усталеного руху магнітного моменту під дією зовнішніх полів та спіно-поляризованого струму. Знайдені траєкторії дозволяють краще зрозуміти механізми перемикавання намагніченості та підібрати оптимальні параметри зовнішніх впливів для оптимального процесу запису.

Зокрема, описано режим прецесії та отримано алгебраїчні рівняння, розв'язком яких є значення кутів прецесії та відставання для магнітного моменту. Показано, що значення кутів визначається частотою поля, його амплітудою та густиною спіно-поляризованого струму; а режим прецесії реалізується навіть за умови дії лише сталого спіно-поляризованого струму. При цьому амплітуда й частота руху визначається як внутрішніми параметрами магнетика, так і густиною стру-

му. Четвертий порядок отриманого рівняння для кута прецесії свідчить про існування як стабільних так і нестабільних розв'язків в обох взаємно протилежних напрямках, зумовлених одновісною анізотропією. Перемикавання між даними станами і буде являти собою процес перезапису у запам'ятовуючих пристроях.

Описано режим синхронних коливань, який характерний для відносно великих зовнішніх впливів, коли магнітна анізотропія не грає визначальної ролі. Чисельний аналіз отриманих залежностей дозволяє оцінити величину амплітуди та частоти зовнішньої дії.

Нарешті, у лінійному наближенні було досліджено режим малих коливань під дією змінного спін-поляризованого струму та досліджено резонансний характер цього типу магнітного руху залежно від частоти струму. Такий тип дії може мати допоміжний характер та призначатися для виведення магнітного моменту з рівноваги з подальшим перемиканням іншими зовнішніми впливами. Знайдені розв'язки дозволяють правильно підібрати параметри наступного етапу.

Розвинута в роботі методологія дозволяє подальше ускладнення моделі та підвищення її реалістичності. Зокрема, наступним етапом має стати врахування дії теплових флуктуацій, роль яких може бути як небажаною з точки зору стабільності, так і конструктивною з точки зору їх безпосередньої участі в процесі перемагнічування. Врахування нелінійних ефектів в динаміці дозволить знайти кращі параметри перемагнічування, а, значить, для перезапису інформації. Нарешті, вплив колективних ефектів [21] важливий з точки зору врахування впливу на процес запису та на процес зберігання інформації сусідніх елементів, що є важливим для проектуванні топології пристроїв.

ПОДЯКИ

Автори вдячні за часткову фінансову підтримку Міністерству освіти і науки України, проект № 0116U002622.

Oscillatory Magnetic Dynamics of a Nanoparticle Driven by an External field and Spin-polarized Current

T.V. Lyutyi, D.M. Krekshyn

Sumy State University, 2, Rimsky Korsakov Str., 40007 Sumy, Ukraine

The magnetic dynamics of a uniform magnetized nanoparticle, under a constant and periodic external fields, as well as a constant and periodic spin-polarized current, is considered. The Landau-Lifshitz-Hilbert equation with a current terms in the form of Slonczewski –Berger are utilized. Three modes of steady-state motion of the nanoparticle magnetic moment are described analytically. In particular, for the precession mode, the algebraic equations with respect to precession angle and lag angle are derived. The solutions of these equations characterize this type of dynamics. For the mode of synchronous oscillations, which is typical for the case of small anisotropy and a periodic external action, the amplitudes dependencies on the system parameters are obtained. Finally, for the mode of small oscillations under the action of an alternating spin-polarized current, expressions for the frequency dependence of the amplitudes of oscillations are found. These dependencies allow to better understand the mechanisms of switching magnetization under the action both of the alternating field and spin-polarized current, and select the optimal parameters for a fast and reliable recording process in media devices.

Keywords: Landau-Lifshitz-Gilbert equation, Slonczewski –Berger current terms, Uniform Precession, Linear approximation, Writing MRAM cell.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, J.M. Daughton, S. von Molnár, M.L. Roukes, A.Y. Chtchelkanova, D.M. Treger, *Science* **294**, 1488 (2001).
2. I. Žutić, J. Fabian, S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
3. J.M. Daughton, *Thin Solid Films* **216**, 162 (1992).
4. M. Hosomi, H. Yamagishi, T. Yamamoto, K. Bessho, Y. Higo, K. Yamane, H. Yamada, M. Shoji, H. Hachino, C. Fukumoto, H. Nagao, H. Kano, in *IEEE Int. Devices Meet. 2005. IEDM Tech. Dig.* (IEEE, n.d.), pp. 459–462.
5. D.C. Ralph, M.D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1190 (2008).
6. M.D. Stiles, A. Zangwill, *Phys. Rev. B* **66**, 014407 (2002).
7. T.L. Gilbert, *IEEE Trans. Magn.* **40**, 3443 (2004).
8. G. Bertotti, I.D. Mayergoyz, C. Serpico, *Nonlinear Magnetization Dynamics in Nanosystems* (Elsevier, 2009).
9. G. Bertotti, C. Serpico, I.D. Mayergoyz, A. Magni, M. D'Aquino, R. Bonin, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 127206 (2005).
10. G. Bertotti, C. Serpico, I.D. Mayergoyz, A. Magni, *J. Magn. Magn. Mater.* **226-230**, 495 (2001).
11. S.I. Denisov, T.V. Lyutyi, C. Binns, P. Hänggi, *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 1360 (2010).
12. J. Grollier, V. Cros, H. Jaffrès, A. Hamzic, J. M. George, G. Faini, J. Ben Youssef, H. Le Gall, A. Fert, *Phys. Rev. B* **67**, 174402 (2003).
13. L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
14. Z. Li, S. Zhang, *Phys. Rev. B* **68**, 24404 (2003).
15. H. Xi, Y. Shi, *J. Appl. Phys.* **96**, 1585 (2004).
16. J.Z. Sun, *J. Magn. Magn. Mater.* **202**, 157 (1999).
17. J.Z. Sun, *Phys. Rev. B* **62**, 570 (2000).
18. J.C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
19. N.A. Usov, B.Y. Liubimov, *J. Appl. Phys.* **112**, 23901 (2012).
20. T.V. Lyutyi, O.M. Hryshko, A.A. Kovner, *J. Magn. Magn. Mater.* **446**, 87 (2018).
21. S.I. Denisov, T.V. Lyutyi, K.N. Trohidou, *Phys. Rev. B* **67**, 14411 (2003).