

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ МОЛОДІ ТА СПОРТУ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ**

Поляков Олександр Юрійович

УДК 537.621.5

**НЕЛІНІЙНІ ТА СТОХАСТИЧНІ ЕФЕКТИ В НАМАГНІЧЕНОСТІ
ФЕРОМАГНІТНОЇ НАНОЧАСТИНКИ, ЗБУДЖУВАНОЇ
ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАНИМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ**

01.04.07 – фізика твердого тіла

АВТОРЕФЕРАТ

дисертації на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Суми – 2013

Дисертацією є рукопис.

Роботу виконано у Сумському державному університеті
Міністерства освіти і науки, молоді та спорту України.

Науковий керівник – кандидат фізико-математичних наук, доцент
Лютий Тарас Володимирович,
Сумський державний університет,
доцент кафедри загальної та теоретичної фізики.

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, професор
Чепурних Геннадій Кузьмич,
Інститут прикладної фізики НАН України (м. Суми),
провідний науковий співробітник
відділу моделювання радіаційних ефектів та
мікроструктурних перетворень в конструкційних
матеріалах;

кандидат фізико-математичних наук, доцент
Клевець Пилип Миколайович,
Таврійський національний університет
ім. В. І. Вернадського,
доцент кафедри теоретичної фізики.

Захист відбудеться “05” квітня 2013 р. о 13⁰⁰ годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д. 55.051.02 у Сумському державному університеті за адресою: 40007, м. Суми, вул. Римського-Корсакова, 2, корпус ЕТ, ауд. 236.

З дисертацією можна ознайомитися у бібліотеці Сумського державного університету, 40007, м. Суми, вул. Римського-Корсакова, 2

Автореферат розісланий “04” березня 2013 р.

Вчений секретар спеціалізованої
вченої ради

В. О. Журба

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. На сьогодні магнітні наночастинки та їх ансамблі привертають все більшу увагу дослідників. Це виникає, по-перше, з чисто академічного інтересу до різноманітності феноменів, що мають місце в таких об'єктах, наприклад, як квантове тунелювання намагніченості, односпрямована анізотропія та інші поверхневі ефекти, термоіндукована релаксація наночастинки, можливість феромагнітного упорядкування, що обумовлена дипольною взаємодією. А, по-друге, спектр застосування цих об'єктів у різних галузях науки і техніки надзвичайно великий. Зокрема, функціоналізовані магнітні наночастинки, зважені в рідині, широко застосовуються в медицині та біотехнологіях, наприклад, у таких методиках, як детектування та сепарація бактерій і макромолекул, спрямована доставка лікарських препаратів, магнітна гіпертермія, контрастування магнітно-резонансних зображень. Іншою перспективною галуззю застосування магнітних наночастинок є індустрія електронних приладів і пристроїв, де наночастинки можуть застосовуватися в надчутливих магнітних датчиках, модулях енергонезалежної пам'яті (MRAM), у жорстких дисках із перпендикулярним записом. В основу робочої поверхні таких жорстких дисків покладений упорядкований ансамбль одноосьових феромагнітних наночастинок. При цьому значення одного біта інформації визначається напрямком вектора магнітного моменту, який у разі відсутності зовнішнього впливу спрямований паралельно або антипаралельно обраному за позитивний напрямку вздовж легкої осі.

Процес запису в таких пристроях здійснюється перемагнічуванням наночастинки під дією зовнішнього поля. З точки зору швидкості запису найбільш важливою характеристикою цього процесу є час перемагнічування, який залежить як від властивостей самої наночастинки, так і від параметрів зовнішніх полів. Одним із найважливіших завдань у цій області є завдання мінімізації зазначеного часу за якомога меншою амплітудою зовнішнього поля, що зумовлює інтерес до альтернативних уже відомих технік перемагнічування.

Іншою важливою проблемою є термічна стабільність магнітного моменту, яка стоїть особливо гостро внаслідок малих розмірів частинок. Не допустити перехід наночастинки в суперпарамагнітний стан можна шляхом вибору матеріалу з великою константою анізотропії. Однак для перемагнічування такої частинки необхідно докласти поле великої амплітуди, що ще раз підтверджує важливість пошуку альтернативних методів перемагнічування.

На даний час теоретично та експериментально досліджується перемагнічування магнітних наночастинок під дією змінного магнітного поля. Основна ідея цього методу полягає в спільній дії постійного поля, спря-

мованого уздовж осі легкого намагнічування (або так званої легкої осі) і перпендикулярного до нього змінного поля. Проте останні дослідження показують, що високочастотне обертове поле може самостійно перемагнічувати наночастинку, що, у свою чергу, робить затребуваними більш детальні дослідження характеристик процесу перемагнічування під дією цього поля. Зокрема, з практичної точки зору цікаво знати мінімальну перемагнічувальну амплітуду, час перемагнічування та ін. Так само становить інтерес порівняння впливу обертового поля з іншими типами полів. Далі, необхідність адекватного опису процесу перемагнічування за наявності теплових флуктуацій, а також розвиток методів перемагнічування з додатковим нагріванням частинки, що перемагнічується, стимулюють вивчення спільної дії обертового поля і теплового шуму, що також визначає актуальність вибраної тематики.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконана на кафедрі загальної та теоретичної фізики Сумського державного університету в рамках тематичних планів науково-дослідних робіт Міністерства освіти і науки, молоді та спорту України:

- Розвиток нових методів дослідження порушених систем, № державної реєстрації 0106U001928;
- Вимушена та спонтанна магнітна динаміка систем одновісних наночастинок, № державної реєстрації 0109U001379.

Мета і завдання дослідження. Мета дисертаційної роботи полягає у встановленні закономірностей впливу обертового магнітного поля на намагніченість одноосьової феромагнітної наночастинки. Для досягнення мети вирішувались такі завдання:

- опис та визначення режимів прецесії магнітного моменту, які відповідають заданим значенням амплітуди та частоти обертового поля, а також додатково прикладеного постійного поля;
- опис впливу термічного шуму на час перемагнічування та час існування режимів прецесії під дією обертового поля;
- визначення часу перемагнічування під дією обертового поля.

Об'єкт дослідження – регулярна та стохастична динаміка магнітного моменту однодоменної феромагнітної наночастинки у високочастотному циркулярно поляризованому зовнішньому магнітному полі.

Предмет дослідження – прецесійні режими магнітного моменту, переходи з одного режиму в інший, у тому числі ті, що супроводжуються перемагнічуванням наночастинки, під впливом змінного в часі обертового поля і теплових флуктуацій, а також резонансні залежності часу життя прецесійних режимів і часу перемагнічування від частоти поля.

Методи дослідження. Під час теоретичного аналізу режимів прецесії використовувалися методи теорії диференціальних рівнянь та елементи теорії стійкості. Для моделювання динаміки магнітного моменту наночас-

тинки застосовувалося рівняння Ландау-Ліфшиця. Це рівняння у випадку детерміністичної динаміки розв'язувалося методом Рунге-Кутта, а в разі стохастичної динаміки – методом Ейлера. Час життя знаходився у рамках проблеми досягнення випадковим процесом заданого рівня, яке, у свою чергу, базується на зворотному рівнянні Фоккера-Планка.

Наукова новизна одержаних результатів. У даній дисертаційній роботі аналітичними та чисельними методами встановлені основні закономірності динаміки намагніченості одноосьової феромагнітної наночастинки під дією обертового магнітного поля. Зокрема, були отримані такі нові результати:

1. Уперше розмежовані інтервали параметрів обертового поля, в яких генеруються різні режими прецесії. Установлені параметри перемикання магнітного моменту. Описаний процес перемикання через неоднорідний режим прецесії.

2. Уперше знайдена частотна залежність часу життя режиму прецесії магнітного моменту, яка має резонансний характер. При цьому встановлено, що, якщо напрямок обертання поля збігається з природною прецесією, час життя резонансно зменшується, а в разі незбігу – резонансно зростає.

3. Уперше встановлені загальні закономірності та отримані кількісні характеристики перемикання магнітного моменту циркулярно поляризованим полем. Проведено аналіз, спрямований на мінімізацію часу перемикання і перемикальної амплітуди поля. Показано, що циркулярно поляризоване поле дозволяє перемагнічувати наночастинку за меншої амплітуди і за менший час, ніж постійне поле, прикладене як уздовж, так і перпендикулярно до легкої осі.

Практичне значення одержаних результатів. Наведені в даній дисертаційній роботі результати можуть застосовуватися під час проектування пристроїв зберігання інформації. Зокрема, проведений аналіз методів перемагнічування показує, що обертове поле має переваги над постійним полем для перезапису інформації на жорстких дисках, що базуються на впорядкованому ансамблі одноосьових наночастинок. Резонансна залежність часу життя прецесійних режимів, а також вплив на неї постійного поля може бути використана при проектуванні магнітних датчиків. Наявність різних прецесійних режимів необхідно враховувати під час розрахунку енергії магнітного моменту в циркулярно поляризованому полі, що актуально для створення матеріалів, які поглинають електромагнітне випромінювання, а також для удосконалення такого методу терапії раку, як магнітна гіпертермія. З методологічної точки зору розвинуті в дисертаційній роботі методи опису низки стохастичних та нелінійних явищ можуть бути застосовані до описання інших фізичних, зокрема механічних, систем, модельне подання яких збігається з використаним у даному дослідженні.

Особистий внесок здобувача полягає в проведенні чисельних експериментів та аналізі отриманих результатів. Автором самостійно підбиралися чисельні методи, алгоритми та програмно-апаратні рішення, які якнайкраще підходили для реалізації різних етапів дисертаційного дослідження. Постановка завдання та обговорення результатів проводилися спільно з науковим керівником – доцентом Лютим Т. В. Самостійно досліджено знакозмінну поведінку критерію стабільності, пов'язану зі зміною режимів прецесії. За участі проф. Денисова С. І. проводилися дослідження впливу теплового шуму на час життя режимів прецесії. Самостійно розроблено розподілений алгоритм збору статистики часу життя і часу перемикання магнітного моменту із застосуванням технологій MPI та CUDA. Статті [1 – 4] підготовані зі співавторами, а стаття [5] – особисто автором. Також у співавторстві написані 13 тез доповідей [6 – 18].

Апробація результатів дисертації. Результати, викладені в дисертації, доповідалися та обговорювалися на таких конференціях: Міжнародній науково-технічній конференції «Сенсорна електроніка та мікросистемні технології» (Одеса, 2008, 2010 рр.); Міжнародній конференції «Функціональні матеріали» (Партеніт, 2009, 2011 рр.); Науково-технічній конференції «Фізика, електроніка, електротехніка» (Суми, 2011 р.); Міжнародній конференції «Наноматеріали: застосування та властивості» (Алушта, 2011 р.); Міжнародній конференції студентів і молодих вчених з теоретичної та експериментальної фізики «Єврика» (Львів, 2008, 2009 рр.); Науково-технічній конференції викладачів, співробітників, аспірантів і студентів фізико-технічного факультету (Суми, 2008 р.); Науково-технічній конференції викладачів, співробітників, аспірантів і студентів факультету електроніки та інформаційних технологій (Суми, 2009, 2010 рр.);

Публікації. Результати, викладені в дисертації, були опубліковані в 5 статтях [1 – 5] у наукових журналах, що індексуються науко-метричною базою даних Scopus, та у 13 тезах доповідей конференцій [6 – 18].

Структура дисертації. Дисертаційна робота складається із вступу, чотирьох розділів, висновків і списку використаних джерел із 142 найменувань на 13 сторінках. Повний обсяг дисертації – 136 сторінок, із них 103 – основного тексту; містить 39 рисунків, із них 20 – на окремих аркушах.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі до дисертації обґрунтовано актуальність дослідження, сформульовано мету роботи, розкрито наукову новизну та практичне значення одержаних результатів, визначено особистий внесок здобувача.

У першому розділі поданий огляд наукових праць, що присвячені дослідженню властивостей феромагнітних наночастинок, проаналізовані методи їх виготовлення та способи застосування. Виходячи із перспектив

застосування ферромагнітних наночастинок у новітніх пристроях запису та збереження інформації, актуальним є питання про перемагнічування наночастинок. У випадку однодомного стану наночастинок, коли її намагніченість можна характеризувати вектором магнітного моменту, перемагнічування наночастинок може бути описане як перемикання магнітного моменту між двома рівноважними станами, зумовленими одноосьовою анізотропією. З метою оптимізації часу перемикання та характеристик зовнішніх полів, що його здійснюють, проводиться пошук новітніх технік перемикання, серед яких можна виділити такі. По перше, перемикання за допомогою мікрохвильового випромінювання (Microwave Assisted Switching). Сутність цього методу полягає у прикладанні постійного поля, спрямованого вздовж легкої осі, та допоміжного високочастотного поля, перпендикулярного до легкої осі. По друге, перемикання за допомогою додаткового нагрівання (Thermal Assisted Switching). Його принцип базується на зменшенні відносної висоти бар'єра анізотропії за рахунок теплових флуктуацій. При цьому поле, що здійснює безпосередній перезапис, також може бути змінним.

Окремим випадком змінного поля є обертове поле, що зумовлює актуальність дисертаційної роботи. Літературний огляд показав, що досі не було проведено детального аналізу прецесійних режимів магнітного моменту, умов їх генерації, переходів між ними та впливу термічного шуму на ці режими, що безпосередньо пов'язане із застосуванням обертового поля у пристроях магнітного запису.

У **другому розділі** встановлені умови виникнення режимів прецесії магнітного моменту. Динаміка магнітного моменту в загальному випадку описується стохастичним рівнянням Ландау-Ліфшиця:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma \mathbf{m} \times (\mathbf{H}_{eff} + \mathbf{n}) - \frac{\lambda\gamma}{m} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}), \quad (1)$$

де \mathbf{m} – вектор магнітного моменту; $\gamma (> 0)$ – гіромагнітне відношення; $\lambda (> 0)$ – параметр затухання; \mathbf{H}_{eff} – ефективне магнітне поле; \mathbf{n} – випадкове поле, що моделює дію термостату.

Для опису ряду ефектів, викликаних обертовим магнітним полем, у даному розділі використовується детерміністичний варіант рівняння Ландау-Ліфшиця, тобто припускається, що $\mathbf{n} = 0$.

Розглядається одноосьова ферромагнітна наночастинка із просторово-однорідною намагніченістю, що характеризується полем анізотропії \mathbf{H}_a і магнітним моментом $\mathbf{m} = \mathbf{m}(t)$, модуль якого є константою $|\mathbf{m}| = m$. На магнітний момент діє постійне магнітне поле \mathbf{H} , що прикладене уздовж легкої осі намагнічування (осі z), і обертове поле $h(t)$, циркулярно поляризоване в площині xy . Тобто $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_z$ і

$$\mathbf{h}(t) = h \cos(\omega t) \mathbf{e}_x + \rho h \sin(\omega t) \mathbf{e}_y, \quad (2)$$

де \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y і \mathbf{e}_z – одиничні вектори вздовж відповідних осей декартової системи координат x, y, z ; $h = |\mathbf{h}(t)|$; ω – частота обертання $\mathbf{h}(t)$; $\rho = -1$ або $+1$, що відповідає обертанню $\mathbf{h}(t)$ за годинниковою або проти годинникової стрілки відповідно.

Ефективне магнітне поле, що діє на \mathbf{m} , може бути подане як

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{h}(t) + (H_a \frac{m_z}{m} + H) \mathbf{e}_z. \quad (3)$$

У подальшому користуємося безрозмірними величинами: $\tilde{h} = h/H_a$, $\tilde{H} = H/H_a$, $\tilde{\omega} = \omega/\omega_r$, $\tilde{t} = \omega_r t$, де $\omega_r = \gamma H_a$ – резонансна частота.

У випадку, коли реалізується однорідний, або так званий Р-режим (див. рис. 1 а), або якщо кут прецесії θ (полярний кут магнітного моменту, тобто кут між легкою віссю і магнітним моментом) прямує до константи $\lim_{i \rightarrow \infty} \theta(\tilde{t}) = \Theta$, справедливе співвідношення

$$\tilde{h}^2 = \frac{1 - \cos^2 \Theta}{\cos^2 \Theta} \left[\left(\cos \Theta - \frac{\rho \tilde{\omega}}{1 + \lambda^2} \right)^2 + \left(\frac{\lambda \tilde{\omega} \cos \Theta}{1 + \lambda^2} \right)^2 \right]. \quad (4)$$

У загальному випадку рівняння (4) має чотири корені, з яких фізичними є лише ті, які задовольняють критерій стабільності (5):

$$\chi = \lambda(\tilde{\omega}_1 + \tilde{\omega}_4) - \text{Re} \sqrt{\lambda^2(\tilde{\omega}_4 - \tilde{\omega}_1)^2 - 4\tilde{\omega}_2\tilde{\omega}_3} > 0, \quad (5)$$

де

$$\begin{aligned} \tilde{\omega}_1 &= \cos^2 \Theta + \frac{1}{\cos \Theta} [\tilde{H} - \rho \kappa (1 - \cos^2 \Theta)]; \\ \tilde{\omega}_2 &= 1 + \frac{1}{\cos \Theta} [\tilde{H} - \rho \kappa (1 + \lambda^2 \cos^2 \Theta)]; \\ \tilde{\omega}_3 &= \cos^2 \Theta + \frac{1}{\cos \Theta} [\tilde{H} - \rho \kappa (1 + \lambda^2 \cos^2 \Theta)]; \\ \tilde{\omega}_4 &= 1 + \frac{1}{\cos \Theta} [\tilde{H} - \rho \kappa (1 - \cos^2 \Theta)]. \end{aligned} \quad (6)$$

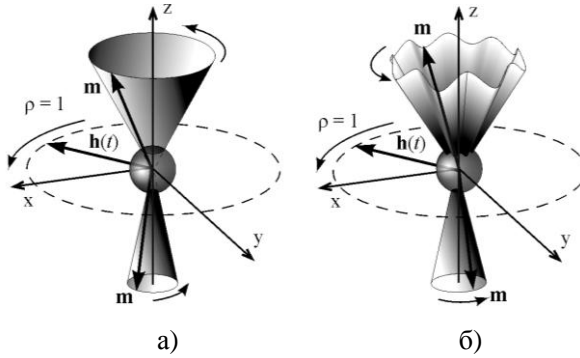


Рис. 1. Схематичне зображення прецесії магнітного моменту: а) прецесія з постійним кутом у циркулярно поляризованому полі; б) коливання кута прецесії

Якщо умова стабільності (5) не виконується, то одним зі сценаріїв розвитку подій є перехід магнітного моменту в стан, що характеризується іншим кутом прецесії Θ . У випадку, коли кут прецесії лежить в області від'ємних проекцій магнітного моменту на вісь z , можемо говорити про перемагнічування наночастинки. Такий ефект цікавий тим, що, по-перше, відбувається керування намагніченістю частинки вздовж оісі z полем $\mathbf{h}(t)$, яке має нульову проекцію на цю вісь, а, по-друге, процес перемагнічування відбувається досить швидко, тому його ще називають перемиканням магнітного моменту наночастинки та розглядають як перспективний з точки зору практичного використання в пристроях зберігання інформації для процесу запису.

Іншим варіантом еволюції магнітного моменту, коли не виконується умова стабільності, є перехід в інший режим руху вектора \mathbf{m} , тобто так званий Q-режим, що характеризується періодичним відхиленням кута прецесії магнітного моменту від легкої осі (див. рис. 1 б) і дотепер не має аналітичного опису. Зазначимо, що період коливань азимутального кута не кратний періоду обертового поля, тому такий режим ще називається квазіперіодичним.

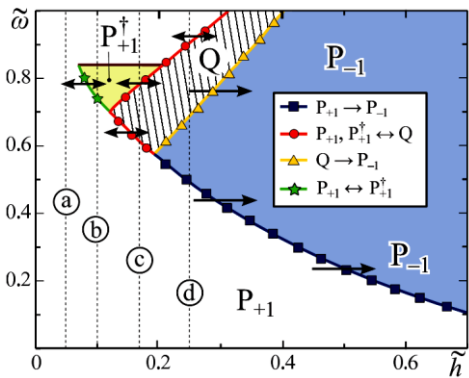


Рис. 2. Фазова діаграма прецесії магнітного моменту наночастинки з $\lambda = 0.15$

Різноманітність режимів руху магнітного моменту й можливі послідовності їх змін подаються у зручній графічній формі – у вигляді так званих фазових діаграм (див. рис. 2). Області, в яких існують різні Р-режими при додатній проекції магнітного моменту на вісь z , позначаються як P_{+1} і P_{+1}^{\dagger} . Різниця між P_{+1} і P_{+1}^{\dagger} полягає в різкому збільшенні кута прецесії на межі розділу цих режимів. Q-режим реалізується в білій заштрихованій області. В області, позначеній як P_{-1} , стабільна прецесія для додатної проекції магнітного моменту на вісь z не існує.

У **третьому розділі** розглядається тривалість існування (часу життя) режиму прецесії під дією циркулярно поляризованого поля за наявності термічного шуму. Для чисельного описання стохастичне рівняння Ландау-Ліфшиця (1) подається у сферичній системі координат як

$$\begin{cases} \frac{d\theta}{d\tilde{t}} = u(\theta, \psi) - \frac{\lambda}{2a} \operatorname{ctg} \theta + \sqrt{\frac{\lambda}{a}} \eta_{\theta}(\tilde{t}), \\ \frac{d\psi}{d\tilde{t}} = v(\theta, \psi) - \rho \tilde{\omega} + \sqrt{\frac{\lambda}{a}} \frac{1}{\sin \theta} \eta_{\psi}(\tilde{t}), \end{cases} \quad (7)$$

де функції $u(\theta, \psi)$ і $v(\theta, \psi)$ виражаються в такий спосіб:

$$\begin{aligned} u(\theta, \psi) &= -\lambda \sin \theta \cos \theta - \tilde{h} \sin \psi + \lambda \tilde{h} \cos \theta \cos \psi, \\ v(\theta, \psi) &= \cos \theta - \tilde{h} \cot \theta \cos \psi - \lambda \tilde{h} \frac{\sin \psi}{\sin \theta}. \end{aligned} \quad (8)$$

Тут змінні θ і ψ визначаються як $\theta(\tilde{t})$ і $\psi(\tilde{t}) = \varphi(\tilde{t}) - \rho \tilde{\omega} \tilde{t}$ відповідно, а $\varphi(\tilde{t})$ – азимутальний кут магнітного моменту.

Методика чисельного експерименту полягала в отриманні стаціонарної прецесії магнітного моменту при заданих параметрах обертового поля без теплових флуктуацій. Після цього «вмикався» термічний шум. Часом життя режиму прецесії \tilde{T}_{ml}^{+1} вважався час від «вмикання» шуму до перетину полярним кутом магнітного моменту рівня $\theta_0 = 0.8\pi$.

З метою одержання достовірних даних проводилось осереднення за великою кількістю випадкових траєкторій магнітного моменту. Для багатократного розв'язання системи (7) використовувалися сучасні методи паралельних обчислень на базі технологій MPI та CUDA.

Для аналітичного опису стохастичної динаміки магнітного моменту наночастинки було застосовано математичний апарат марковських процесів, зокрема, задача про досягнення випадковим процесом заданого

рівня. Розв'язання цієї задачі ґрунтується на інтегруванні за часом зворотного рівняння Фоккера-Планка, яке у стохастичному сенсі еквівалентне рівнянню Ландау-Ліфшиця (1). Вплив термічних ефектів характеризується за допомогою співвідношення величини енергії потенційного бар'єра переорієнтації магнітного моменту до теплової енергії:

$$a = mH_a/2k_B T. \quad (9)$$

Зворотне рівняння Фоккера-Планка для умовної густини ймовірності $P = P(\theta, \psi, \tilde{t} \mid \theta', \psi', \tilde{t}')$ (тут штрихами позначаються початкові кутові координати магнітного моменту та початковий момент часу) у сферичних координатах має вигляд

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 P}{\partial \theta'^2} + \frac{1}{\sin^2 \theta'} \frac{\partial^2 P}{\partial \psi'^2} + (\cot \theta' + \frac{2a}{\lambda} u(\theta', \psi')) \frac{\partial P}{\partial \theta'} + \\ + \frac{2a}{\lambda} [v(\theta', \psi') - \rho \tilde{\omega}] \frac{\partial P}{\partial \psi'} = - \frac{2a}{\lambda} \frac{\partial P}{\partial \tilde{t}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Припускається, що густина ймовірності P задовольняє початкову умову $P|_{\tilde{t}=\tilde{t}'} = \delta(\theta - \theta')\delta(\psi - \psi')$, а за відсутності поглинальних граничних умов функція P є нормованою: $\int_0^{2\pi} d\psi \int_0^\pi d\theta P = 1$.

Час життя \tilde{T}_{ml}^σ ($\sigma = \pm 1$ – параметр, який розмежовує два можливі рівноважні стани, обумовлені одноосьовою анізотропією) прецесійного режиму знаходили з використанням методу середнього часу досягнення випадковим процесом заданого рівня. Для цього умовна густина ймовірності, що задовольняє рівняння (10), записується як $P_\sigma = P_\sigma(\theta_\sigma, \psi_\sigma, u \mid \theta'_\sigma, \psi'_\sigma, 0)$, де $u = \tilde{t} - \tilde{t}'$; $\theta_{+1}, \theta'_{+1} \in (0, \theta_0)$; $\theta_{-1}, \theta'_{-1} \in (\pi - \theta_0, \pi)$ та $\psi_\sigma, \psi'_\sigma \in (0, 2\pi)$. Кут θ_0 буде визначати положення поглинальної межі: $P_\sigma|_{\theta'_\sigma = \pi(1-\sigma)/2 + \sigma\theta_0} = 0$. Для того щоб уникнути двократних переходів, значення θ_0 ($\pi/2 < \theta_0 < \pi$) обирається так, щоб він приблизно визначав середнє значення кута прецесії $\Theta_\sigma(t)$ уже в новому стані, тобто $\Theta_-(t) \approx \theta_0$ та $\Theta_+(t) \approx \pi - \theta_0$. Тоді відповідно до обраного методу

$$\tilde{T}_{ml}^\sigma = \int_0^\infty du \int_0^{2\pi} d\psi_\sigma \int_{(\pi-\theta_0)(1-\sigma)/2}^{\pi(1-\sigma)/2 + \theta_0(1+\sigma)/2} d\theta_\sigma P_\sigma. \quad (11)$$

Виконуючи послідовно інтегрування за змінними du , $d\theta_\sigma$ та $d\psi_\sigma$ аналогічно до (11) із правою та лівою частинами зворотного рівняння Фок-

кера-Планка (10), можна отримати диференціальне рівняння відносно $\tilde{T}_{ml}^\sigma = \tilde{T}_{ml}^\sigma(\theta'_\sigma, \psi'_\sigma)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \tilde{T}_{ml}^\sigma}{\partial \theta'^2_\sigma} + \frac{1}{\sin^2 \theta'_\sigma} \frac{\partial^2 \tilde{T}_{ml}^\sigma}{\partial \psi'^2_\sigma} + (\cot \theta'_\sigma + \frac{2a}{\lambda} u(\theta'_\sigma, \psi'_\sigma)) \frac{\partial \tilde{T}_{ml}^\sigma}{\partial \theta'_\sigma} + \\ + \frac{2a}{\lambda} [v(\theta'_\sigma, \psi'_\sigma) - \rho \tilde{\omega}] \frac{\partial \tilde{T}_{ml}^\sigma}{\partial \psi'_\sigma} = -\frac{2a}{\lambda}. \end{aligned} \quad (12)$$

Було знайдено асимптотичний розв'язок рівняння (12) для випадку $\tilde{\omega} \gg 1$:

$$\tilde{T}_{ml}^\sigma = \frac{e^a}{\lambda} \sqrt{\frac{\pi}{a}} \left(1 - \sigma \rho \frac{2a\tilde{h}^2}{\tilde{\omega}} \right), \quad (13)$$

з якого можна зробити висновок, що при частотах, більших за резонансну, обертове поле, яке збігається за напрямком із природною прецесією зменшує час життя режиму прецесії, а обертове поле, що не збігається за напрямком із природною прецесією, його збільшує.

Для малих частот, тобто коли $\tilde{\omega} \rightarrow 0$, а також за умов $a \gg 1$ і $\tilde{h} \sim 1/\sqrt{a}$ було знайдено інший асимптотичний вираз для часу життя:

$$\tilde{T}_{ml}^\sigma = \frac{\pi \tilde{h}}{\lambda \sqrt{1 - \tilde{h}}} e^{a(1-\tilde{h})^2} [1 + \text{erf}(0.5\sqrt{a}\tilde{h})], \quad (14)$$

Справедливою є нерівність $\tilde{T}_{ml}^\sigma|_{\tilde{\omega}=0} \ll \tilde{T}_{ml}^\sigma|_{\tilde{\omega}=\infty}$. Також аналіз показав, що частотні залежності \tilde{T}_{ml}^σ мають резонансний характер, тобто за умови, що $\tilde{T}_{ml}^\sigma(\tilde{\omega})$ при $\sigma\rho = -1$ має максимум, тоді як при $\sigma\rho = 1$ – навпаки, мінімум. Отримані аналітичні результати підтверджуються чисельними результатами, зображеними на рис. 3 а.

Важливою особливістю часу життя режимів є те, що він практично не чутливий до зміни характеру прецесійних режимів. Зокрема, для $\tilde{h} = 0.1$ частотна залежність $\tilde{T}_{ml}^{\sigma+1}$ (див. червону лінію із круглими маркерами на рис. 3) безперервна в точці $\tilde{\omega} = 0.74$ (тобто в точці, що розділяє області P_{+1} і P_{+1}^\dagger при $\tilde{h} = 0.1$), а при цьому кут прецесії Θ_{+1} має розрив на частотній залежності. Ця нечутливість часу життя до зміни прецесійних режимів зі зміною частоти поля $\tilde{\omega}$ особливо цікава за наявності Q-режиму.

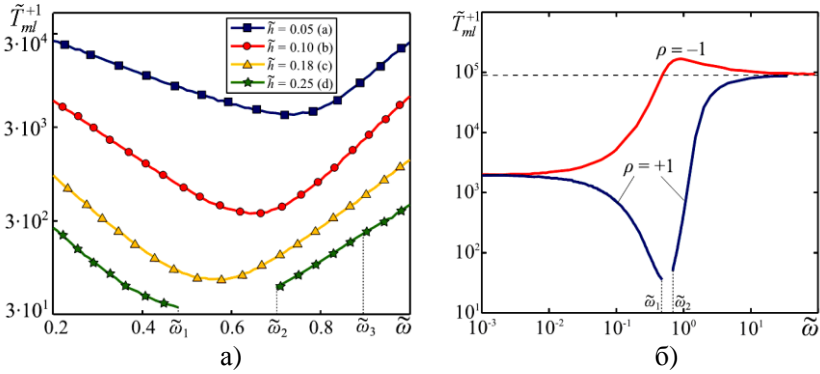


Рис. 3. Частотні залежності часу життя прецесійних режимів у верхньому стані магнітного моменту: а) залежності для різних амплітуд полів при $\sigma\rho = +1$; б) залежність у широкому діапазоні частот для амплітуди $\tilde{h} = 0.25$

Наприклад, Q-режим реалізується для амплітуди $\tilde{h} = 0.25$. При цьому кут прецесії може перетнути бар'єр анізотропії, але характер частотної залежності \tilde{T}_{ml}^{+1} (див. лінію з маркерами-зірками на рис. 3 а) при $\tilde{\omega} = \tilde{\omega}_3$ змінюється настільки слабо, що цього не помітно в масштабах рисунка.

На рис. 3 б показано вплив напрямку обертання ($\sigma\rho = +1$ і $\sigma\rho = -1$) поля на частотну залежність часу життя режимів прецесії. Відповідно до аналітичних результатів напрямок обертання поля впливає на час життя режиму \tilde{T}_{ml}^{+1} по-різному. Зокрема, залежність \tilde{T}_{ml}^{+1} від $\tilde{\omega}$ при $\sigma\rho = +1$ показує глибокий мінімум, у той самий час при $\sigma\rho = -1$ вона показує виражений максимум.

З фізичної точки зору причина розходження у поведінці часу життя полягає у тому, що напрямки обертання поля і природної прецесії можуть збігатися чи не збігатися. При цьому числові дані $\tilde{T}_{ml}^{+1}|_{\tilde{\omega} \rightarrow \infty} = 9.1 \cdot 10^4$ й $\tilde{T}_{ml}^{+1}|_{\tilde{\omega} \rightarrow 0} = 1.97 \cdot 10^3$ добре корелюють із аналітичними результатами $8.2 \cdot 10^4$ і $2.38 \cdot 10^3$, отриманими з асимптотичних формул (13) і (14) відповідно. Розходження між ними обумовлене тим, що асимптотичні формули, які були отримані при $a \rightarrow \infty$, застосовуються до випадку $a = 10$.

Четвертий розділ присвячено чисельному вивченню процесу перемикання магнітного моменту наночастинки, зокрема, увага приділяється таким характеристикам, як час перемикання та амплітуда і частота зовнішнього поля, що діє на наночастинку, а також взаємозалежності між ними. Під часом перемикання \tilde{T}_{sw}^{+1} мається на увазі час останнього перети-

нання площини xu вектором \mathbf{m} у процесі перемагнічування. Зазначені характеристики мають значний прикладний потенціал з огляду на використання циркулярно поляризованого поля у процесі магнітного запису.

У підрозділі 4.2 досліджується детерміністичне наближення, актуальне для порівняно великих амплітуд поля та малих часів перемикавання. Тут значну роль відіграють динамічні, або перехідні, процеси, що виникають під час вмикання зовнішнього обертового поля. Зокрема, у моделі, коли амплітуда поля зростає за дуже малий проміжок часу від нуля до амплітудного значення, завдяки зазначеним процесам перемикавання намагніченості наночастинки може відбутися для амплітуд \tilde{h}_{\min} , які менші від амплітуд втрати стабільності \tilde{h}_{cr} . Тут \tilde{h}_{\min} – мінімальне значення амплітуди обертового поля, при якому відбувається перемикавання намагніченості при його ввімкненні. На рис. 4 а наведено залежності $\tilde{h}_{cr}(\tilde{\omega})$ й $\tilde{h}_{\min}(\tilde{\omega})$, отримані чисельно для випадків квазінеперервної зміни й миттєвого ввімкнення зовнішнього поля відповідно. Якщо Q-режим відсутній, амплітуда перемикавання \tilde{h}_{\min} менша, ніж \tilde{h}_{cr} . Але в іншому випадку, коли збуджується неоднорідний режим, перемикавання намагніченості можливе лише для амплітуд поля, які відповідають переходу між областями Q та P₁ фазової діаграми рис. 2.

Оскільки за відсутності неоднорідного режиму мінімальна амплітуда перемикального поля зменшується із частотою (див. рис. 4 а), то значення часу перемикавання \tilde{T}_{sw} , які відповідають \tilde{h}_{\min} , збільшуються з $\tilde{\omega}$, що відповідає рис. 4 б. Процес перемикавання за наявності неоднорідного режиму прецесії характеризується дуже великими значеннями \tilde{T}_{sw} , причому можна стверджувати, що коли $\tilde{h} \rightarrow \tilde{h}_{\min}$, то $\tilde{T}_{sw} \rightarrow \infty$.

Далі запропоновано оптимізувати параметри \tilde{h}_{\min} та \tilde{T}_{sw} з таких міркувань. Під час проходження перехідного процесу знак проекції \mathbf{m} на

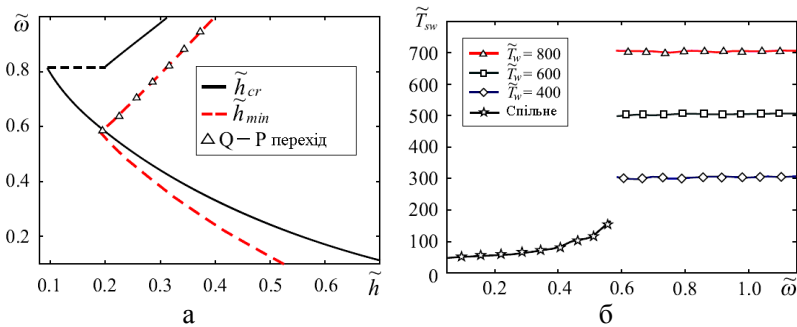


Рис. 4. Мінімальна амплітуда поля перемикавання (а) та час перемикавання для різних часів очікування при $\tilde{h} = \tilde{h}_{\min}$ (б) для $\lambda = 0.2$

вісь z може змінюватися кілька разів, і якщо зовнішнє поле буде вимкнено після першого перетинання вектора \mathbf{m} площини xu , то завдяки одноосовій анізотропії магнітний момент наночастинки залишиться в нижньому положенні. Амплітуду обертового поля, що для випадку імпульсної дії відповідає мінімальній, при якій відбувається переорієнтація, позначається як \tilde{h}_{\min}^p .

Оскільки умова $\tilde{h}_{\min} > \tilde{h}_{\min}^p$ виконується для певних частот (див. рис. 5), отримемо спосіб зменшення мінімальної амплітуди поля перемикавання порівняно з випадком звичайного ввімкнення поля.

Результати чисельного моделювання імпульсної дії полів \tilde{H}_{\perp} (постійне поле, прикладена перпендикулярно до легкої оісі) і \tilde{h} подані на рис. 6. Тут частота і довжина імпульсу \tilde{T}_p (тривалості дії поля) фіксовані, а час перемикавання поданий як залежність від величини поля. Імпульсна дія обертового поля забезпечує менші часи перемикавання для порівняно великих амплітуд \tilde{h} порівняно з випадком простого ввімкнення поля. Це відбувається внаслідок того, що закінчення імпульсу не дозволяє вектору \mathbf{m} перетнути площину xu удруге. З отриманих результатів очевидно, що імпульсна дія циркулярно поляризованого поля має кращі перемикальні характеристики порівняно з імпульсною дією статичного поля \tilde{H}_{\perp} .

Підрозділ 4.2 містить результати досліджень з урахуванням теплових флуктуацій. Наявність останніх значно ускладнює визначення часу переорієнтації. Тут вже не можна вважати перемикавання фактом, що відбувся, коли

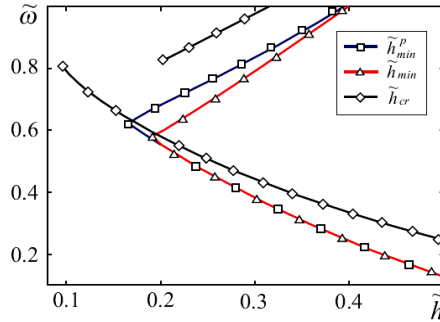


Рис. 5. Залежність мінімальної амплітуди поля від частоти при вимкненні поля, коли \mathbf{m} перетинає площину xu

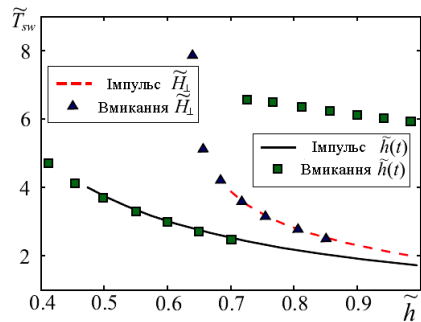


Рис. 6. Час перемикавання для імпульсно-го впливу обертового поля і постійного, перпендикулярного до легкої оісі поля

магнітний момент останній раз перетинає площину $xу$, оскільки за рахунок теплових флуктуацій магнітний момент може як продовжити переорієнтацію, так і повернутися назад. Щоб виключити таку невизначеність, межу, при перетинанні якої магнітним моментом можна вважати, що переорієнтація завершена, необхідно розміщати досить далеко за положенням із максимальною енергією. Виявившись у такому новому стані, магнітний момент надалі буде порівняно довго флуктувати в околі нового рівноважного положення. Далі, як і в розділі 3, значення заданого рівня для азимутального кута θ беруть таким, що дорівнює $0,8\pi$.

Під час знаходження часу перемикання \tilde{T}_{sw} передбачалося, що в момент часу $\tilde{t} = 0$ відбувається одночасне ввімкнення як зовнішнього поля заданої частоти й амплітуди, так і теплового шуму. У той самий час у третьому розділі при одержанні середнього часу життя режиму прецесії \tilde{T}_{ml} спочатку знаходили стаціонарний розв'язок детерміністичного рівняння Ландау-Ліфшиця для заданих $\tilde{\omega}$ і \tilde{h} , і лише після цього вмикався тепловий шум. На рис. 7 зображено одержані частотні залежності для величин \tilde{T}_{sw} і \tilde{T}_{ml} .

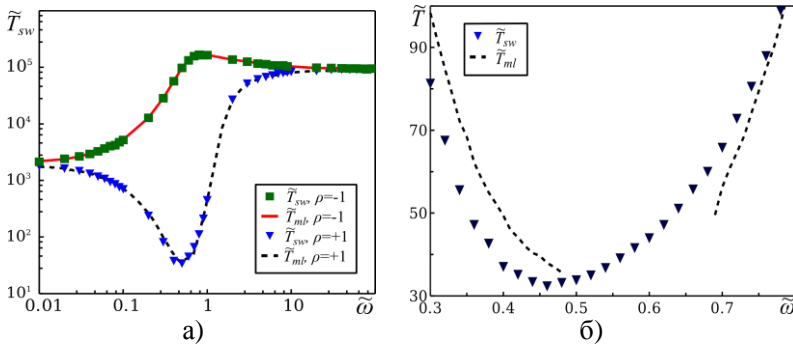


Рис. 7. Порівняння частотних залежностей часу переорієнтації і часу життя режиму прецесії: а) графік залежності для широкого діапазону частот; б) область резонансної частоти поля. Амплітуда поля $\tilde{h} = 0.25$

Істотна розбіжність між різними за змістом і за засобом одержання величинами \tilde{T}_{sw} і \tilde{T}_{ml} спостерігається лише в околі резонансної частоти для випадку лівої поляризації поля ($\sigma\rho = +1$) (див. рис. 7 б).

У **висновках** подано стислу характеристику основних результатів дисертації.

ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі в рамках наближення Стонера-Вольфарта було всебічно досліджено вплив магнітного поля циркулярно поляризованого в площині, перпендикулярній до легкої осі, на одновісну феромагнітну наночастинку. Для вивчення нелінійних ефектів розглядалася детерміністична модель, що ґрунтується на рівнянні Ландау-Ліфшиця, яке розв'язувалось аналітично та чисельно. Аналіз стохастичних ефектів проводився в рамках моделі з тепловим білим шумом, що базується на стохастичному рівнянні Ландау-Ліфшиця і рівнянні Фоккера-Планка. Основні отримані результати полягають у такому:

1. Уперше встановлені умови генерації різних режимів прецесії магнітного моменту феромагнітної наночастинки та визначено умови переходів між цими режимами. Запропоновано графічний метод подання груп параметрів, при якому відбувається генерація того чи іншого режиму – так званий метод фазових діаграм. Установлено ефект перемикання магнітного моменту циркулярно поляризованим магнітним полем, який полягає в зміні знака проекції магнітного моменту в процесі зміни режимів. Показано, що перемикання може мати місце як при переході між двома однорідними режимами, так і при переході між однорідним і неоднорідним режимами.

2. Ґрунтуючись на розв'язку задачі про досягнення випадковим процесом заданого рівня з використанням зворотного рівняння Фоккера-Планка для магнітного моменту, було отримано середній час життя однорідного режиму у випадку малих кутів прецесії. Аналітично показано, що час життя для великих частот буде завжди перевищувати час життя для малих. Також установлено, що напрямок обертання поля проти природної прецесії при великих частотах збільшує час життя однорідного режиму, а обертання проти природної прецесії, навпаки, його зменшує. Цей аналітичний результат був підтверджений також і чисельним експериментом, у ході якого з'ясувалося, що в області резонансних частот під впливом поля лівої поляризації час життя має резонансний мінімум, а для обертового поля з правою поляризацією – резонансний максимум. Крім того, не виявлено значущого впливу зміни режимів прецесії на час життя.

3. Всебічно проаналізовано процес перемикання магнітного моменту феромагнітної наночастинки при різкому ввімкненні магнітного поля. Для випадку відсутності теплового шуму знайдені частотні залежності часу перемикання для мінімальної амплітуди поля перемикання для імпульсу нескінченної тривалості \tilde{h}_{\min} . Показано, що для однорідного режиму прецесії внаслідок наявності перехідних процесів при ввімкненні зовнішнього поля амплітуда перемикання може бути меншою, ніж передбачена аналітично виходячи з критерію стійкості. У той самий час для неоднорі-

дною режиму даний ефект відсутній, а час перемикання може бути необмежено великим.

Оскільки під час перемикання проекція магнітного моменту може багаторазово змінювати свій знак, запропоновано оптимізувати час перемикання та амплітуду перемикального поля тривалістю дії останнього. Для випадку дії поля кінцевої тривалості отримана частотна залежність мінімальної амплітуди імпульсу перемикального поля \tilde{h}_{\min}^p . Показано, що $\tilde{h}_{\min}^p(\tilde{\omega}) \leq \tilde{h}_{\min}(\tilde{\omega})$.

4. Для моделі з тепловим шумом уперше були знайдені залежності часу перемикання від температури, з яких випливає, що флуктуації залежно від їх інтенсивності можуть як прискорювати, так і уповільнювати процес перемикання магнітного моменту між двома стійкими станами. Уперше знайдено частотні залежності часу перемикання, які демонструють резонансний характер, а також асиметрію асимптотичних значень. Крім того, були знайдені залежності часу перемикання від таких параметрів системи, як амплітуда обертового поля і параметр загасання.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати

1. Denisov S. I. Resonant suppression of thermal stability of the nanoparticle magnetization / S. I. Denisov, **A. Yu. Polyakov**, and T. V. Lyutyu // Phys. Rev. B. – 2011. – Vol. 84. – P. 174410(11).
2. Switching properties of ferromagnetic nanoparticles driven by a circularly polarized magnetic field / T. V. Lyutyu, **A. Yu. Polyakov**, A. V. Rot-Serov, C. Binns // J. Phys.: Condens. Matter. – 2009. – Vol. 21. – P. 396002 (9).
3. Лютый Т. В. Перемагничивание наночастицы циркулярно-поляризованным магнитным полем / Т. В. Лютый, **А. Ю. Поляков** // Металлофиз. Новейшие Технол. – 2008. – Т. 30, № 4. – С. 429-438.
4. Поляков А. Ю. Стохастическая динамика намагниченности наночастицы в циркулярно-поляризованном магнитном поле / **А. Ю. Поляков**, Т. В. Лютый // Ж. Нано- Электрон. Физ. – 2010. – Т. 2, № 4. – С. 12-21.
5. Поляков А. Ю. Время переключения магнитного момента в циркулярно-поляризованном поле / **А. Ю. Поляков** // Ж. Нано- Электрон. Физ. – 2012. – Т. 4, № 3. – С. 03012(6).

2. Наукові праці апробаційного характеру

6. Polyakov A. Yu. Switching properties of ferromagnetic nanoparticles driven by alternative fields / **A. Yu. Polyakov**, T. V. Lyutyu // International Conference "Functional Materials" ICFM - 2009, 5-10 October 2009: abstract book, Partenit, 2009. – P. 369.

7. Polyakov A. Yu. Thermal stability of a Fine Particle Magnetic Moment in a Rotating magnetic Field / **A. Yu. Polyakov**, T.V. Lyutyu, S.I. Denisov // International Conference "Functional Materials" ICFM - 2011, 3-8 October 2011: abstract book. – Partenit, 2011. – P. 291.
8. Лютый Т. В. Динамика намагниченности наночастицы в циркулярно-поляризованном магнитном поле / Т. В. Лютый, **А. Ю. Поляков**, А. В. Рот-Серов // 3-я международная конференция "Сенсорная электроника и микросистемные технологии СЕМСТ-3", 2-6 июня 2008 г.: тезисы докладов. – Одесса, 2008. – С.49.
9. Поляков А. Ю. Влияние теплового шума на динамику намагниченности наночастицы в циркулярно-поляризованном магнитном поле/ **А. Ю. Поляков**, Т. В. Лютый // 4-я международная конференция "Сенсорная электроника и микросистемные технологии СЕМСТ-4", 28 июня - 2 июля 2009 г.: тезисы докладов, Одесса. – 2009. – С.47.
10. Polyakov A. Yu. Stochastic dynamics of a nanoparticle's magnetization driven by a rotating magnetic field / **A. Yu. Polyakov**, T. V. Lyutyu, P. Yu. Polyakov // International Workshop Magnetic Phenomena in Micro and Nano-Structures, 27-29 May 2010.: abstract book. – Donetsk, 2010. – P. 169.
11. Denisov S.I. Lifetime of the precession mode of a nanoparticles magnetic moment in a rotating magnetic field / S.I. Denisov, **A.Yu. Polyakov**, T.V. Lyutyu // 1-st Nanomaterials: Application and Properties, 27-30 September 2011: Proceeding of the conference, Vol. 1. – Alushta, 2011. – P. 192.
12. Рот-Серов А. В. Ферромагнитная наночастица в циркулярно поляризованном магнитном поле: время переключения намагниченности / А. В. Рот-Серов, **А. Ю. Поляков**, Т. В. Лютый // Международная конференция студентов и молодых ученых по теоретической и экспериментальной физике "Эврика - 2008", 19-21 мая 2008 г.: тезисы докладов. – Львов, 2008. – С. E12.
13. Поляков А. Ю. Переключение магнитного момента наночастицы под действием магнитных полей различного типа / **А. Ю. Поляков**, П. Ю. Поляков, Т. В. Лютый // Международная конференция студентов и молодых ученых по теоретической и экспериментальной физике "Эврика - 2009", 20-22 мая 2009 г.: тезисы докладов. – Львов, 2009. – С. F9.
14. Поляков А. Ю. Однородная и неоднородная прецессия магнитного момента, возбуждаемого вращающимся магнитным полем / **А. Ю. Поляков**, Т. В. Лютый // Научно-техническая конференция преподавателей, сотрудников, аспирантов и студентов Физико-технического факультета, 21-24 апреля 2008 г.: материалы и программа конференции. – Сумы, 2008. – С. 55.
15. Поляков А. Ю. Способы переключения намагниченности ферромаг-

- нитных наночастиц / **А. Ю. Поляков**, Т. В. Лютый // Научно-техническая конференция преподавателей, сотрудников, аспирантов и студентов Факультета электроники и информационных технологий, 21-24 апреля 2009 г.: материалы и программа конференции. – Сумы, 2009. – С. 91.
16. Рот-Серов А. В. Время перемагничивания наночастицы под действием внешнего поля / А. В. Рот-Серов, **А. Ю. Поляков**, Т. В. Лютый // Научно-техническая конференция преподавателей, сотрудников, аспирантов и студентов Физико-технического факультета, 21-24 апреля 2008 г.: материалы и программа конференции. – Сумы, 2008. – С. 54.
17. Лютый Т. В. Стохастическая динамика намагниченности наночастицы во вращающемся магнитном поле / Т. В. Лютый, **А. Ю. Поляков** // Научно-техническая конференция преподавателей, сотрудников, аспирантов и студентов Факультета электроники и информационных технологий, 19-23 апреля 2010 г.: материалы и программа конференции. – Сумы, 2010. – С. 161.
18. Поляков А. Ю. Резонансное переключение намагниченности наночастицы во вращающемся поле / **А. Ю. Поляков**, Т. В. Лютый, С. И. Денисов // Научно-техническая конференция "Физика, электроника, электротехника - 2011", 18-22 апреля 2011 г.: материалы и программа конференции. – Сумы, 2011. – С. 30.

АНОТАЦІЯ

Поляков О. Ю. Нелінійні та стохастичні ефекти в намагніченості ферромагнітної наночастинки збуджуваної циркулярно поляризованим магнітним полем. – Рукопис.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.07 – фізика твердого тіла. – Сумський державний університет, Сумы, 2013.

Дисертаційна робота присвячена дослідженню динаміки магнітного моменту одновісної ферромагнітної наночастинки в обертовому магнітному полі, поляризованому в площині, перпендикулярній до легкої осі. У роботі встановлені умови генерування однорідного та неоднорідного режимів прецесії, а також, умови перемагничування наночастинки за допомогою дії такого поля. Проведений аналіз часу життя режиму прецесії при спільній дії обертового поля та термічного шуму. Одержані асимптотичні вирази часу життя для випадків великих та малих частот. Показано, що в залежності від напрямку обертання поля можливе як резонансне підвищення, так і пригнічення термостабільності наночастинки обер-

товим полем. Знайдено оптимальні стосовно амплітуди, частоти та тривалості дії поля характеристики поля для перемикання магнітного моменту наночастинки обертовим полем. Вивчено вплив теплових флуктуацій на процес перемикання.

Ключові слова: ферромагнітна наночастинка, обертове магнітне поле, однорідний і неоднорідний режим прецесії, час перемикання, час життя прецесійного режиму.

АННОТАЦІЯ

Поляков А.Ю. Нелинейные и стохастические эффекты в намагниченности ферромагнитной наночастицы возбуждаемой циркулярно поляризованным магнитным полем. – Рукопись.

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.07 – физика твердого тела. – Сумский государственный университет, Сумы, 2013.

Диссертационная работа посвящена исследованию динамики магнитного момента одноосной ферромагнитной наночастицы во вращающемся магнитном поле, поляризованном в плоскости, перпендикулярной к легкой оси. Эффект влияния вращающегося поля состоит в генерации различных режимов прецессии и возможности переключения намагниченности в зависимости от параметров как самого поля, так и наночастицы. Однородный режим прецессии, т. е. режим, при котором угол между магнитным моментом и легкой осью постоянен, имеет аналитическое описание, в то время как неоднородный режим прецессии аналитического описания не имеет. Если в области положительных значений никакой из вышеперечисленных режимов не реализуется, то происходит переориентация магнитного момента.

Для разграничения параметров, при которых реализуется тот или иной режим прецессии с помощью численного решения уравнения Ландау-Лифшица, были получены соответствующие фазовые диаграммы. Каждая точка каждой фазовой диаграммы соответствует стационарному режиму прецессии при заданных значениях параметров.

Для случая наличия в системе термического шума аналитически показано, что время жизни однородного режима при частоте вращающегося поля, много большей резонансной, будет всегда превышать время жизни при нулевой частоте. Кроме того, показано, что при совпадении направления естественной прецессии и направления вращения поля ($\rho = +1$) при больших частотах время жизни будет стремиться к соответствующей асимптотике снизу, в то время как несовпадение вращения поля и естественной прецессии ($\rho = -1$) обуславливает стремление сверху.

Полученный аналитический результат полностью согласуется с численным моделированием. Частотная зависимость для случая $\rho = +1$ демонстрирует глубокий минимум, а $\rho = -1$ – выраженный максимум.

Показано, что если внешнее поле резко включается, то переходные процессы, которые при этом возникают, могут уменьшить амплитуду переключения. При этом если переключение происходит через неоднородный режим прецессии, то время переключения может иметь как угодно большую длительность, вплоть до бесконечности. Выключение вращающегося поля, когда магнитный момент пересекает барьер анизотропии, позволяет дополнительно уменьшить как амплитуду, так и время переключения. При наличии тепловых шумов время переключения магнитного момента практически равно времени жизни соответствующего режима прецессии, за исключением области резонансных частот, где эти величины могут существенно отличаться.

Ключевые слова: ферромагнитная наночастица, вращающееся магнитное поле, однородный и неоднородный режимы прецессии, время переключения, время жизни режима прецессии.

ABSTRACT

Polyakov A. Yu. Nonlinear and stochastic effects in the magnetization of ferromagnetic nanoparticles excited by circularly polarized magnetic field. – Manuscript.

Thesis for a candidate of physical and mathematical science, specialty 01.04.07 – Solid state physics. – Sumy State University, Sumy, 2013.

Thesis deals with the dynamics of the magnetic moment of uniaxial ferromagnetic nanoparticles driven by rotating magnetic field polarized in the plane perpendicular to the easy axis. The condition of generation of uniform and non-uniform precession modes are established as well as the condition of remagnetization of nanoparticle using such a field. The analysis of the lifetime of precession modes of nanoparticle magnetic moment under action of rotating field and thermal bath is completed. The asymptotic expressions of lifetime for the cases of large and small frequencies are obtained. It was shown that depending on the rotating direction the resonant amplification or suppression of thermal stability of nanoparticle by the rotating field are realizable. The optimal with respect to amplitude, frequency and duration field characteristics for the magnetic moment switching are found. The influence of thermal fluctuation on the magnetic moment switching is investigated.

Keywords: ferromagnetic nanoparticle, rotating magnetic field, uniform and non-uniform precession mode, switching time, precession mode lifetime.

Підписано до друку
Формат 60 × 90/16. Ум. друк. арк. . Обл. - вид. арк. . Тираж 100 пр. Зам. №.

Видавець і виготовлювач
Сумський державний університет,
вул. Римського-Корсакова, 2, м. Суми, 40007
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3062 від 17.12.2007.