

УДК [537.624]

КП

№ держреєстрації 0109U001378

Інв. №

Міністерство освіти і науки України
Сумський державний університет
(СумДУ)

40007, м. Суми, вул. Римського-Корсакова, 2;
тел. (0542) 33 41 08, факс (0542) 33 40 49

ЗАТВЕРДЖУЮ

Проректор з наукової роботи
д.ф.-м.н.

_____ А.М. Черноус

2009.12.16

ЗВІТ

ПРО НАУКОВО-ДОСЛІДНУ РОБОТУ

**ВИМУШЕНА ТА СПОНТАННА МАГНІТНА ДИНАМІКА СИСТЕМ
ОДНОВІСНИХ НАНОЧАСТИНОК**
(проміжний)

Начальник НДЧ

к.т.н., доцент

В.А. Осипов

Керівник НДР

д.ф.-м.н., професор

С.І. Денисов

2009

Рукопис закінчений 16 грудня 2009 р.

Результати роботи розглянуті науково-технічною радою СумДУ, протокол від 27.11.2009, №

СПИСОК АВТОРІВ

Керівник НДР, головний науковий співробітник, д.ф.-м.н., професор	2009.12.24	С.І. Денисов (реферат, введення, розділи 1-3, висновок)
Старший науковий співробітник, к.ф.-м.н.	2009.12.24	О.С. Денисова (введення, підрозділ 1.2, висновок)
Старший науковий співробітник, к.ф.-м.н.	2009.12.24	Т.В. Лютий (введення, підрозділ 1.1, розділ 3, висновок)
Інженер 3 кат	2009.12.24	О.Ю. Поляков (реферат, введення, розділ 2, висновок)

РЕФЕРАТ

Звіт про НДР. 34 с., 12 рис., 30 джерел.

Об'єктом дослідження даної роботи виступає ансамбль феромагнітних однодомених сферичних одновісних частинок, що збуджується магнітним полем, циркулярно-поляризованим у площині, перпендикулярної до осі легкого намагнічування. Намагніченість, або магнітний момент, кожної такої частинки постійний за модулем, і під дією зовнішнього поля змінює лише орієнтацію в просторі.

Метою дослідження є знаходження оптимальних характеристик для перемикування намагніченості наночастинки.

Для досягнення поставленої мети були вирішені такі основні завдання. 1) Був проведений аналіз рівняння Ландау-Ліфшиця та знаходження критерію стабільності вимушеної прецесії магнітного моменту. 2) Був створений і реалізований алгоритм чисельного моделювання динаміки магнітного моменту та знайдений критерій існування різних типів вимушеної прецесії магнітного моменту. 3) Був проведений чисельний пошук часу переорієнтації магнітного моменту, в залежності від параметрів зовнішніх полів та характеру їх дії.

Метод дослідження. Дослідження проводилися методом чисельного моделювання динаміки намагніченості частинки в зовнішнім полі, ґрунтуючись на рівнянні Ландау Ліфшиця.

Актуальність теми дослідження обумовлена великими перспективами застосування феромагнітних наночастинок у сучасних технологіях запису й зберігання інформації.

Ключові слова: ФЕРОМАГНІТНА НАНОЧАСТИНКА, ЦИРКУЛЯРНО-ПОЛЯРИЗОВАНЕ МАГНІТНЕ ПОЛЕ, РІВНЯННЯ ЛАНДАУ-ЛІФШИЦЯ ПРЕЦЕСІЙНА ДИНАМІКА, ПЕРЕМИКУВАННЯ НАМАГНІЧЕНОСТІ.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	5
1 Динаміка магнітного моменту наночастинки	8
1.1 Модель і основні співвідношення	8
1.2 Типи прецесійної динаміки магнітного моменту	10
1.3 Фазові діаграми прецесійної динаміки магнітного моменту	14
2 Характеристики перемикання намагніченості.....	18
2.1 Час перемикання	18
2.2 Час перемикання під впливом імпульсного поля	23
ВИСНОВКИ	29
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	31

ВСТУП

Вивчення властивостей нанооб'єктів є однією із пріоритетних завдань сучасної фізики. Насамперед, це пов'язане з бурхливим розвитком нанотехнологій, впровадження яких здатне зробити революцію в багатьох галузях суспільного виробництва. Серед найбільш перспективних напрямків використання нанотехнологій необхідно відзначити наступні: створення нових надміцних і легких конструкційних матеріалів, які в багато разів підвищують ефективність і надійність транспортних засобів і комунікацій; створення нових матеріалів мікроелектроніки, що дозволяють створювати надшвидкі, малогабаритні й малопотужні ЕОМ; створення нових інструментальних засобів медицини й принципово нових фармацевтичних препаратів, здатних розширити фізичні можливості людини [1-3].

Можливість створення об'єктів з характерними розмірами в межах 1-100 нм не слід розглядати як простий розвиток субмікронних технологій або черговий крок до мініатюризації пристроїв. У такому масштабі число структурних елементів знаходиться в межах декількох тисяч, що спричиняє ряд нових електричних, магнітних і оптичних властивостей, незвичайних для макроскопічних зразків [2, 4]. Більшість сучасних теорій твердого тіла мають обмеження за мінімально припустимими розмірами об'єктів і не в змозі адекватно описати різноманіття нових властивостей. Тому вивчення нанооб'єктів носить не тільки прикладний, але й фундаментальний характер.

Для феромагнетиків визначальною властивістю, пов'язаним з малими розмірами зразка, є однодоменність або однодоменний стан [5]. Це значить, що частинка феромагнітного матеріалу не має доменної будови, яка характерна для масивних магнітів. Причиною цього є те, що під час зменшення розмірів частинки питома вага поверхневої енергії граничних шарів між доменами зростає, і вона стає більшою, ніж об'ємна енергія власного магнітного поля зразка [5, 6].

Таким чином, настапує такий момент, коли весь об'єм зразка займає один домен, тобто частинка перетворюється в мініатюрний постійний магніт.

Саме однодоменні частинки сьогодні є об'єктом інтенсивних теоретичних і експериментальних досліджень. Значним стимулом у їх вивчанні стало вдосконалювання існуючих і поява нових технологій виробництва об'єктів настільки малих масштабів. Так, в останні двадцять років значний прогрес таких методів як літографія, електронно-променева літографія, інтерференційна літографія, а також розвиток нових методів, таких як тунельно-зондова літографія, формування самоподібних регулярних структур [7], дали можливість створювати однодоменні частинки з відтвореними характеристиками. Також слід зазначити стрімкий розвиток вимірювальної інструментальної бази, зокрема, розвитку таких методів, як сквід-магнітометрія [6], магнітно-силова й атомно-силова мікроскопія [8, 9].

Феромагнітні наночастинки демонструють низку цікавих з фундаментальної точки зору явищ, таких як гігантський магнітоопір [10], розмірні та поверхневі ефекти [11], квантове тунелювання намагніченості. Однак, в першу чергу, актуальність вивчення феромагнітних наночастинок, а також їхніх ансамблів, диктується перспективами використання таких об'єктів як носіїв інформації в сучасних магнітних накопичувачах [12-14]. Біт інформації в таких пристроях визначається тим, у якому із двох рівноважних станів, пов'язаних із сильною одноосьовою анізотропією, перебуває магнітний момент \mathbf{m} наночастинки. Тому з погляду процесу запису даних важливим є питання про кероване перемикання його стану. Ця проблема прямо пов'язана зі швидкістю накопичувачів, що обмежується часом перемагнічування наночастинок у процесі запису. Таким чином, пошук способів швидкої й малоенергоємної зміни напрямку магнітного моменту є важливим прикладним завданням, що викликає значний інтерес дослідників [15-19].

Найпростішим типом зовнішнього поля, за допомогою якого можна переключити магнітний момент наночастинки, є зовнішнє поле \mathbf{H} , яке направлене вздовж легкої осі. Описання динаміки магнітного моменту під дією цього поля

було дано в [20]. Пізніше буде показано, що перемикання може відбуватися і для інших типів полів. Наприклад, у [17, 21, 22] розглядалося перемикання, яке здійснюється за допомогою імпульсу \mathbf{H}_\perp , що перпендикулярне до легкої осі. А саме, було показано, що для перемагнічування частинки таким чином потребує набагато менше часу, ніж для випадку поля \mathbf{H} . Комбінована дія постійного поля \mathbf{H} , прикладеного вздовж легкої осі, а також поля $\mathbf{h}(t)$, яке є циркулярно поляризованим в площині, перпендикулярної до легкої осі, була вивчена в [23]. В цьому випадку, значення \mathbf{H}_{cr} є меншим у порівнянні із лише прикладеним \mathbf{H} . Це було підтверджено експериментами із перемагнічування наночастинок у присутності поля радіочастоти, яке вражається [24].

Послідовний розвиток ідеї перемикання намагніченості циркулярно поляризованим полем $\mathbf{h}(t)$ був представлений у [25 - 27]. Покладаючись на критерій стабільності, було аналітично показано [26], що перемикання може відбуватися під дією самого лише поля $\mathbf{h}(t)$, якщо прецесія намагніченості стане нестабільною для $|\mathbf{h}(t)| = h_{cr}$. Однак втрата стабільності у деяких випадках призводить до переходу від однорідної прецесії до неоднорідної [27] без перемикання.

Оригінальний підхід був запропонований в [25]. Основна ідея полягає у залежності форми зовнішнього поля від позиції намагніченості наночастинки. У рамках цієї роботи були отримані теоретична границя мінімальної амплітуди перемикаючого поля і мінімальний час перемикання. Але із-за складної форми зовнішнього поля, що означає і складну будову джерела поля, дуже важко реалізувати цю ідею.

Т.ч. існує багато причин сконцентрувати зусилля на вивчанні параметрів перемикання під дією зовнішніх полів максимально простого вигляду. Як було показано у вищезгаданих дослідженнях, і як впливає з наших результатів, застосування циркулярно поляризованого поля $\mathbf{h}(t)$ є дуже багатообіцяючим у застосуванні для перемагнічування наночастинки.

1 ДИНАМІКА МАГНІТНОГО МОМЕНТУ НАНОЧАСТИНКИ

1.1 Модель і основні співвідношення

Будемо розглядати сферичну феромагнітну одновісну наночастинку. Нехай її вісь легкого намагнічування збігається з віссю oz декартової системи координат. Вважаємо, що обмінна взаємодія спінів частинки досить велика, і поведінка сумарного магнітного моменту визначається моделлю когерентного обертання – тобто модуль магнітного моменту є величиною, що зберігається. У такому випадку намагніченість частинки буде характеризуватися класичним магнітним моментом \mathbf{m} ($|\mathbf{m}| = \text{const}$), динаміка якого описується рівнянням Ландау-Лифшица

$$\dot{\mathbf{m}} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\lambda \gamma}{m} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}), \quad (1.1)$$

де $\gamma (> 0)$ – гіромагнітне відношення, $\lambda (> 0)$ - безрозмірний параметр затухання, \mathbf{H}_{eff} – ефективне магнітне поле, що діє на магнітний момент. При наявності тільки поля анізотропії \mathbf{H}_a рівняння (1.1) буде описувати загасаючу прецесію магнітного моменту безвідносно до початкового положення \mathbf{m} (див. рисунок 1.1 а). У присутності циркулярно-циркулярно-поляризованого поля $\mathbf{h}(t)$ динаміка магнітного моменту буде носити більше складний характер. Розглянемо її детально.

Нехай на магнітний момент наночастинки діє поле вигляду

$$\mathbf{h}(t) = h \cos(\omega t) \mathbf{e}_x + \rho h \sin(\omega t) \mathbf{e}_y \quad (1.2)$$

(h – амплітуда поля, ω – його частота, \mathbf{e}_x і \mathbf{e}_y – орти декартової системи координат, $\rho = \pm 1$ для лівої й правої поляризації відповідно), а також зовнішнє постійне поле \mathbf{H} , прикладене уздовж осі z . Магнітна енергія частинки в цьому випадку буде мати вигляд

$$W = -\frac{1}{2} m H_a \cos^2 \theta - m h \sin \theta \cos(\varphi - \rho \omega t) - m H \cos \theta, \quad (1.3)$$

де θ і φ , відповідно, полярний і азимутальний кути вектора \mathbf{m} . Використовуючи сферичну симетрію, а також вирази (1.2) і (1.3), рівняння (1.1) можна перетворити в систему двох рівнянь

$$\begin{cases} \dot{\theta} = \gamma h \sin(\varphi - \rho\omega t) - \gamma\lambda(H_a \sin\theta \cos\theta - H \sin\theta - h \cos\theta \cos(\varphi - \rho\omega t)), \\ \dot{\varphi} = \gamma(H_a \cos\theta + H - \text{ctg}\theta \cos(\varphi - \rho\omega t)) - \frac{\gamma\lambda}{\sin\theta} h \sin(\varphi - \rho\omega t). \end{cases} \quad (1.4)$$

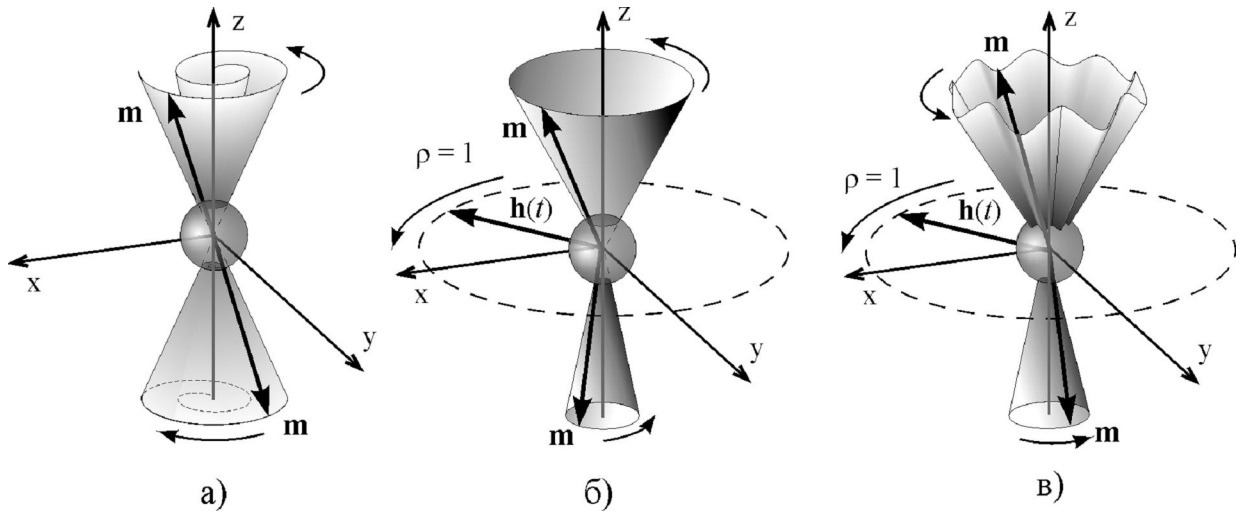


Рисунок 1.1 – Схематичне зображення прецесії магнітного моменту:
а) загасаюча прецесія без зовнішнього поля; б) прецесія з постійним кутом у циркулярно-циркулярно-поляризованому полі; в) коливання кута прецесії.

Дана система має два типи розв'язків і, відповідно, описує два режими руху магнітного моменту. Перший являє собою прецесію вектора \mathbf{m} з деяким постійним кутом (див. рисунок 1.1б).

Відповідно до термінології, уведеної в [28], будемо говорити, що в такому випадку має місце Р-режим. Як було показано в [26], для Р-режиму з системи (1.4) можна одержати алгебраїчне рівняння

$$\tilde{h}^2 = \frac{1 - \cos^2 \theta_1}{\cos^2 \theta_1} \left[\left(\cos \theta_1 + \tilde{H} - \frac{\rho \tilde{\omega}}{1 + \lambda^2} \right)^2 + \left(\frac{\lambda \tilde{\omega} \cos \theta_1}{1 + \lambda^2} \right)^2 \right], \quad (1.5)$$

де $\tilde{h} = h/H_a$, $\tilde{H} = H/H_a$, $\tilde{\omega} = \omega/\omega_r$, $\omega_r = \gamma H_a$ – резонансна частота, θ_1 – кут сталої прецесії магнітного моменту. Розв'язавши рівняння (1.5), можна знайти величину кута θ_1 . У загальному випадку (1.5) має 4 корені, з яких стійкими можуть бути 1, 2 або 3. Умова стійкості задається виразом

$$\chi = \lambda(\tilde{\omega}_1 + \tilde{\omega}_4) - \operatorname{Re} \sqrt{\lambda^2(\tilde{\omega}_4 - \tilde{\omega}_1)^2 - 4\tilde{\omega}_2\tilde{\omega}_3} > 0, \quad (1.6)$$

де

$$\begin{aligned} \tilde{\omega}_1 &= \cos^2 \theta_1 + \frac{\tilde{H}}{\cos \theta_1} - \frac{\rho \tilde{\omega}(1 - \cos^2 \theta_1)}{(1 + \lambda^2) \cos \theta_1}, & \tilde{\omega}_2 &= 1 + \frac{\tilde{H}}{\cos \theta_1} - \frac{\rho \tilde{\omega}(1 + \lambda^2 \cos^2 \theta_1)}{(1 + \lambda^2) \cos \theta_1}, \\ \tilde{\omega}_3 &= \cos^2 \theta + \frac{\tilde{H}}{\cos \theta_1} - \frac{\rho \tilde{\omega}(1 + \lambda^2 \cos^2 \theta_1)}{(1 + \lambda^2) \cos \theta_1}, & \tilde{\omega}_4 &= 1 + \frac{\tilde{H}}{\cos \theta_1} - \frac{\rho \tilde{\omega}(1 - \cos^2 \theta_1)}{(1 + \lambda^2) \cos \theta_1}. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Другий режим руху вектора \mathbf{m} , так званий Q-режим, характеризується періодичним відхиленням кута прецесії магнітного моменту від легкої осі (див. рисунок 1.1 в) і дотепер не має аналітичного опису.

1.2 Типи прецесійної динаміки магнітного моменту

За допомогою розробленої програми була здійснена серія чисельних експериментів [29]. На рис. 1.2 показано варіанти чисельного рішення (1.4) з нульовими початковими умовами для таких значень параметрів: $\lambda = 0.2$; $\tilde{\omega} = 0.9$; $\rho = 1$. Очевидно, що перший графік відповідає Р-режиму, другий – Q-режиму, а із третього виходить, що для даної амплітуди циркулярно-циркулярно-поляризованого поля рівноважні стани в області $z > 0$ відсутні. Таким чином, поле $\mathbf{h}(t)$ може радикально впливати на намагніченість наночастинки уздовж осі z , незважаючи на те, що само не має відмінної від нуля проекції на дану вісь.

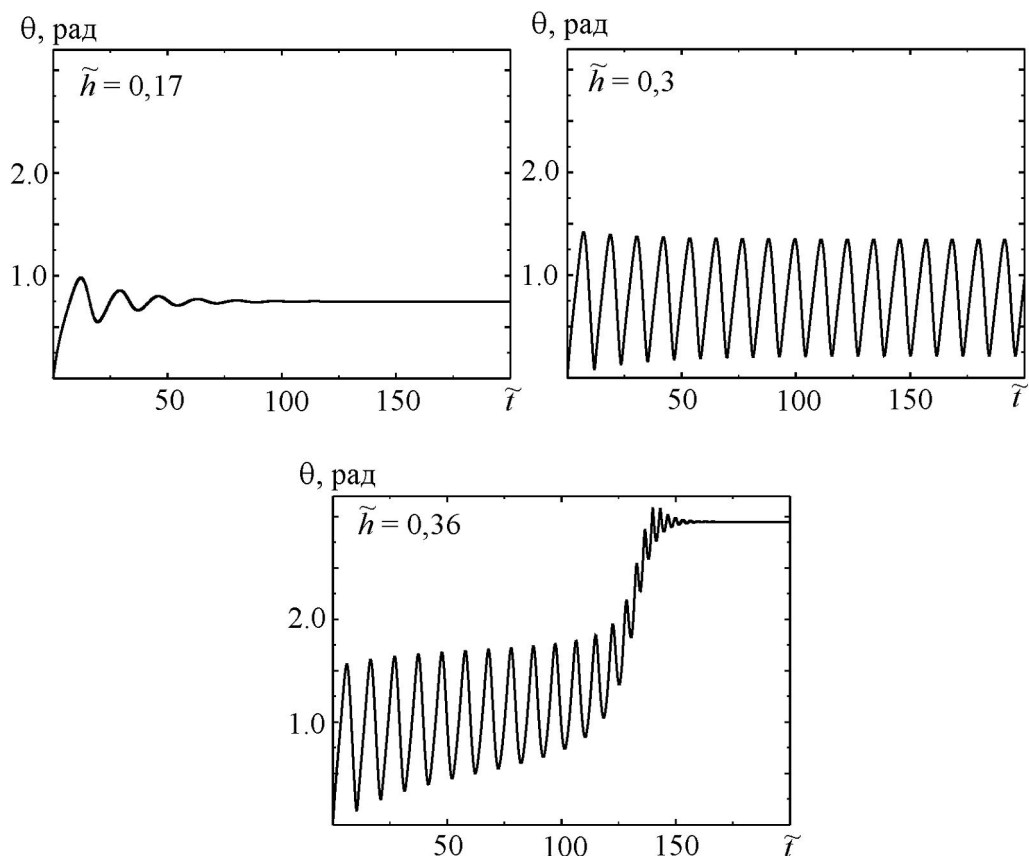


Рисунок 1.2 – Розв’язок системи рівнянь (1.4) для різних амплітуд циркулярно-поляризованого поля.

Зокрема, його дія може викликати перемагнічування наночастинки. Для кількісного опису даного явища система (1.4) вирішувалася при квазістатичній зміні амплітуди поля h . Як видно з рис. 1.2, для певних частот магнітний момент наночастинки може стрибкоподібно міняти свій напрямок, у той час як для інших частот безпосереднє інвертування магнітного моменту відбувається через зміну характеру його руху. Втрата стійкості, або недотримання умови (1.6), тут означає появу нутаційних рухів вектора \mathbf{m} , які, у свою чергу, також стають нестійкими з ростом амплітуди h , і магнітний момент повертається до звичайної прецесії, але вже в області негативних значень координати z . Відзначимо, що такий перехід носить необоротний характер, і будь-яка подальша зміна амплітуди h обертового поля буде мати як наслідок лише корекцію кута прецесії.

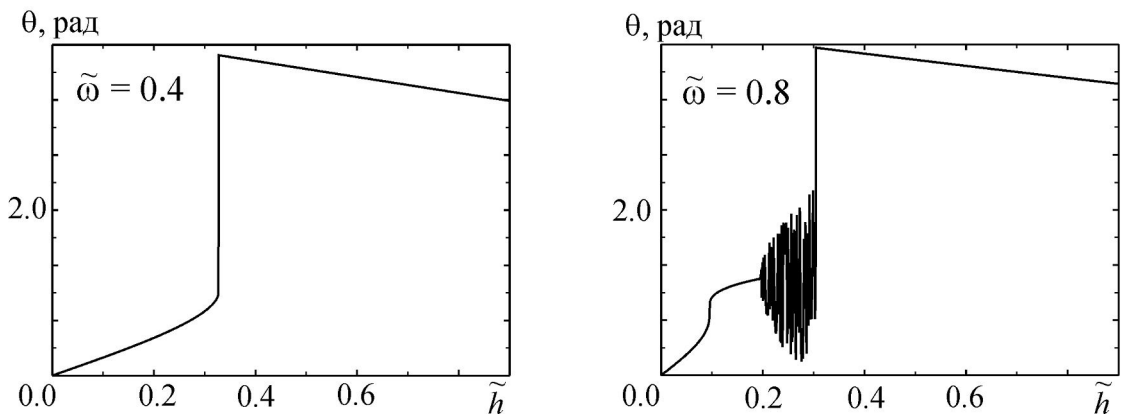


Рисунок 1.3 – Рішення системи рівнянь (1.4) при квазістатичній зміні амплітуди \tilde{h} циркулярно-поляризованого поля.

Оскільки Р-прецесія вектора \mathbf{m} описується рівнянням (1.5), доцільно зрівняти результати, отримані з його допомогою, з результатами чисельного рішення (1.4). Зокрема, це дозволить дати однозначну відповідь на питання про те, при яких параметрах зовнішнього поля відбувається перемагнічування наночастинки. На рис. 1.4 зображені найбільш типові ситуації, що показують шукані розходження, для наступних значень параметрів: $\lambda = 0.2$; $\rho = 1$. Нижній графік кожної пари визначає області стійких рішень (1.5) згідно критерію (1.6). Перша пара графіків характерна для невеликих частот. Збіг теоретичного й чисельного значень величин $\cos\theta_1$ в області позитивних χ свідчить про наявність Р-режиму руху магнітного моменту. Втрата стійкості рішення (1.5) приводить до перемагнічування наночастинки.

Друга пара наочно демонструє складний характер руху \mathbf{m} . У цьому випадку є три області, де $\chi > 0$, а втрата стійкості не у всіх випадках приводить до зміни знака m_z . З ростом h спочатку має місце стрибкоподібний перехід у так званий проміжний Р-режим в області позитивних значень координати z без порушення коливань осі прецесії. Потім, при подальшому росту h , прецесійний рух знову втрачає стійкість, що супроводжується появою нутаційних рухів або переходом в Q-режим, з якого згодом і відбувається його переорієнтація. На третій парі графіків описаний раніше проміжний Р-режим відсутній. Втрата стійкості приводить до переходу магнітного моменту в Q-режим з наступним інвертуванням напрямку.

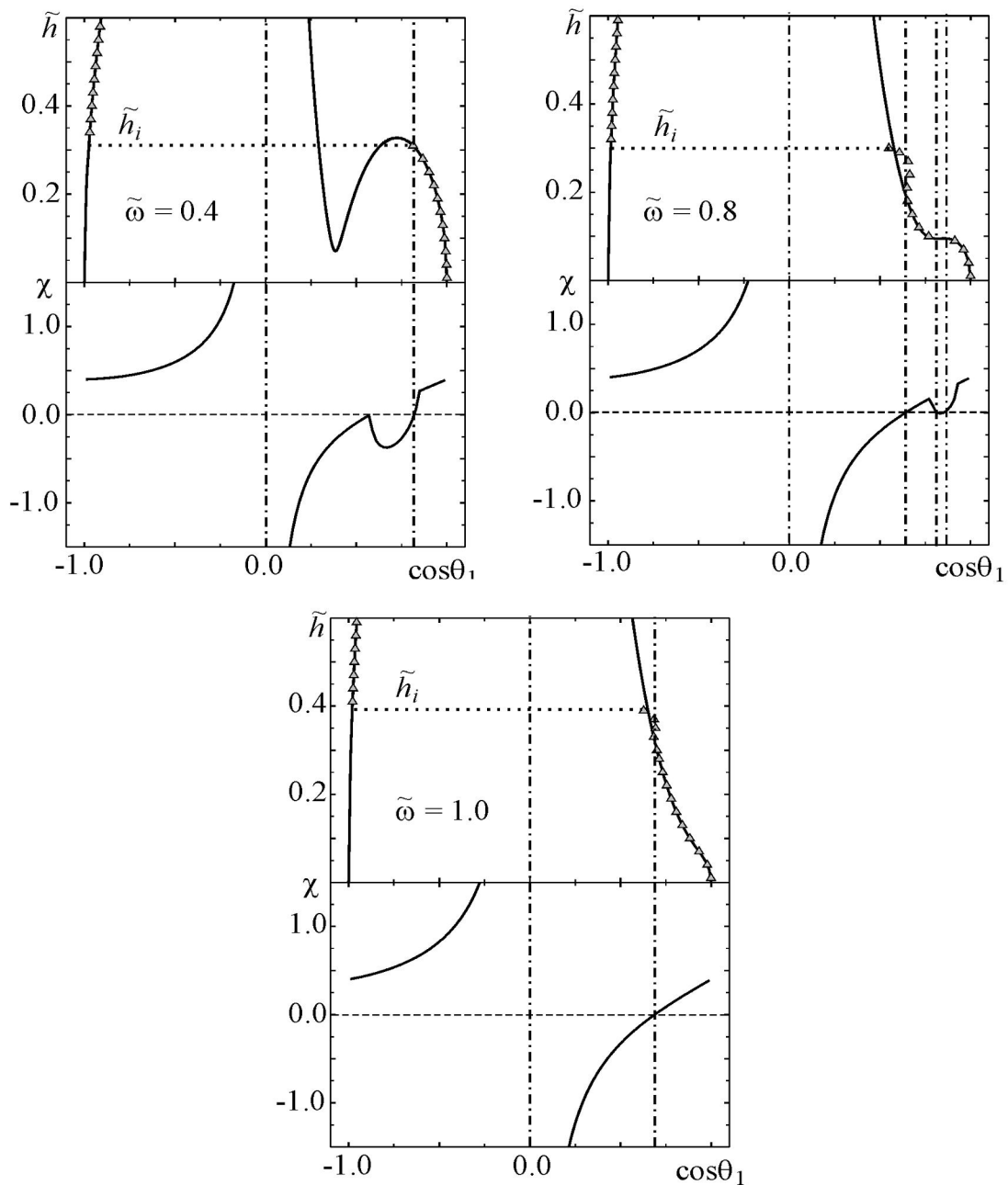


Рисунок 1.4 – Порівняння теоретичних і чисельних результатів для різних значень частоти циркулярно-циркулярно-поляризованого поля. Нижні графіки – поведінка критерію стійкості (1.6).

1.3 Фазові діаграми прецесійної динаміки магнітного моменту

Із практичної точки зору необхідно вивчити цілий діапазон параметрів полів перемикавання, щоб вибрати оптимальний. І початком пошуку рішення цієї проблеми є визначення границь неоднорідної й однорідної прецесії магнітного моменту наночастинки. Розглянемо алгебраїчне рівняння $\chi = 0$, де χ дано (1.6). Це рівняння може мати чотири, або менше, реальних кореня, і найбільший з них визначає максимальне значення кута прецесії для однорідної прецесії. У свою чергу, використання рівняння (1.5), дозволяє знайти критичну амплітуду циркулярно-поляризованого поля \tilde{h}_{cr} , що відповідає даній частоті поля. Визначення \tilde{h}_{cr} наступне: коли амплітуда поля \tilde{h} збільшується квазістатичним способом і досягає критичного значення \tilde{h}_{cr} , відбувається зміна режиму динаміки намагніченості.

На рис. 1.5 показані результати чисельного розв'язку рівняння (1.4) і алгебраїчного рівняння $\chi = 0$. Тут і далі значення параметра загасання – $\lambda = 0.2$. Порівняння цих результатів дозволяє нам оцінити адекватність аналітичного підходу, який базується на критеріях стійкості. Також дуже корисно одержати повне уявлення про типи руху й переміщень між ними. Як впливає з рис. 1.5 а), для досить маленьких частот поля $\tilde{\omega}$ суцільна чорна лінія $\tilde{h}_{cr}(\tilde{\omega})$ являє собою границю між верхнім (область 1) і нижнім (область 4) положенням вектора \mathbf{m} . Переміщення між областями 1 і 4, коли $\tilde{h} = \tilde{h}_{cr}$ є переміщенням між двома Р-режимами, при яких магнітний момент розташований у верхньому й нижньому положенні. У цьому випадку \tilde{h}_{cr} - мінімальна амплітуда перемикаючого поля, що відповідає даній частоті $\tilde{\omega}$.

Коли частота поля наближається до резонансного значення, \tilde{h}_{cr} позначає початок неоднорідного або Q-режиму. На рис. 1.5 а) таке переміщення зображене круглими маркерами, а Q-режим представлений областю 3. Особлива увага заслуговує область 2, так званий проміжний Р-режим. Тут лінія $\tilde{h}_{cr} = \tilde{h}_{cr}(\tilde{\omega})$

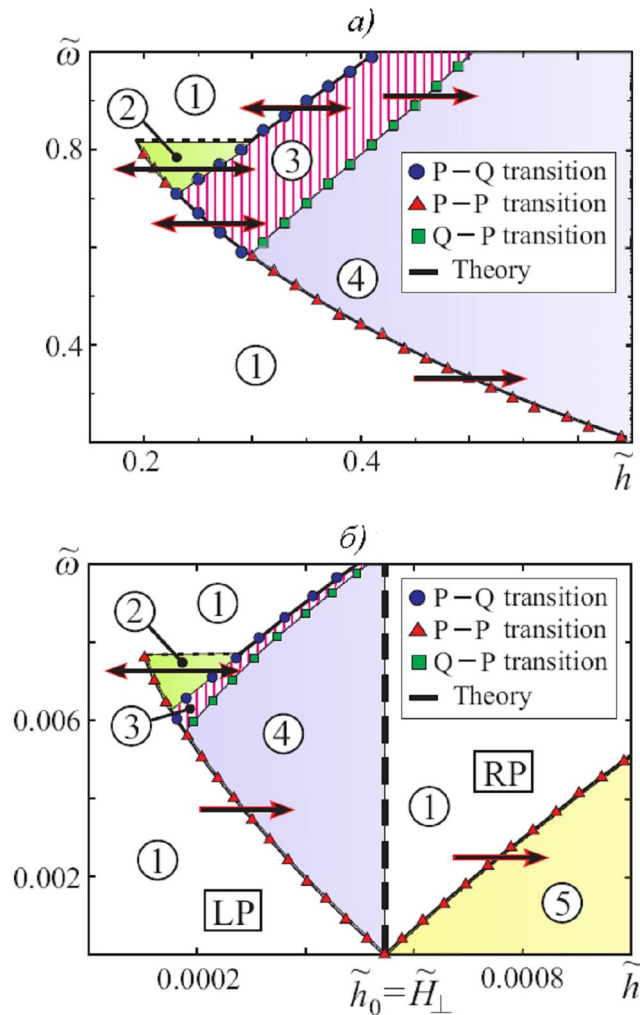


Рисунок 1.5 – Режимми прецесії \mathbf{m} , які реалізуються при збільшенні \tilde{h} квазістатичним способом. а) – випадок $\tilde{H} = 0$ лише для правої поляризації; б) – випадок $\tilde{H} = -0.99$ для правої (RP) і лівої (LP) поляризація обертового поля.

відображає стрибок між двома P-режимами, для яких характерно верхнє розташування магнітного моменту. Чисельне рішення (1.4) для амплітуд поля $\tilde{h}_{cr} < \tilde{h}$ показує, що Q-режим може бути нестійким, і \mathbf{m} перемикається в R-режим, розташований у нижньому положенні (див. рис. 1.5 а). Переміщення між областями 3 і 4 зображено квадратними маркерами. Тут спостерігається перемикання через неоднорідний режим.

Головна незручність перемикання намагніченості за допомогою обертового поля є великі значення для частоти поля ($\tilde{\omega} \sim 1$) і амплітуди ($\tilde{h} \sim 0.1$). Так,

має сенс об'єднати дії циркулярно-поляризованого поля $\tilde{h}(t)$ і статичного поля \tilde{H} , прикладеного антипаралельно до осі z . Результати моделювань, для випадку $\tilde{H} = -0.99$, показані на рис. 1.5 б). У принципі, намагніченість наночастинки демонструє ту ж саму динаміку, але амплітуда й частота поля перемикання істотно менші, у порівнянні з попереднім випадком, де $\tilde{H} = 0$. Однак, є три важливих особливості. По-перше, перемикання магнітного моменту можливо для лівої ($\sigma = +1$) й для правої ($\sigma = -1$) поляризації поля. Але, як випливає з рис. 1.5 б), ліва поляризація краща для перемикання намагніченості через меншу амплітуду. По-друге, область для Q-режиму більше тонка, ніж у випадку $\tilde{H} = 0$ (див. рис. 1.5). І остання особливість процесу перемикання при сумісній дії $\tilde{h}(t)$ і \tilde{H} , полягає у тому, що напрямок прецесії магнітного моменту не співпадає з напрямком натуральної прецесії. Цей факт пояснюється у наступний спосіб Циркулярно-поляризоване поле може перемкнути магнітний момент наночастинки, тільки якщо обертання поля збігається із природною прецесією \mathbf{m} . На відміну від цього, додавання поля \tilde{H} , приводить до прецесії \mathbf{m} у протилежному напрямку. Оскільки умова $\tilde{H} \gg \tilde{h}$ виконується, \mathbf{m} обертається за годинниковою стрілкою під час процесу перемикання.

Коли зовнішнє циркулярно-поляризоване поле вмикається і його амплітуда поля зростає дуже швидко, завдяки перехідним процесам перемикання намагніченості наночастинки може відбутися для амплітуд, менших ніж \tilde{h}_{cr} . На рис. 1.6 зображена залежність для $\tilde{h}_{cr}(\tilde{\omega})$ і $\tilde{h}_{min}(\tilde{\omega})$, отримана чисельно для випадку включення зовнішнього поля. Як ми можемо бачити, коли Q-режим відсутній, перемикаюча амплітуда поля \tilde{h}_{min} менше ніж теоретична. Але в іншому випадку, коли Q-режим присутній, перемикання намагнічування можливо тільки для амплітуд поля, що відповідають переходу між областями 3 і 4 (див. рис. 1.5). Так, фактична амплітуда поля перемикання більше чим \tilde{h}_{cr} . Ці результати знову показують важливість того, що для вибору оптимальних параметрів поля перемикання необхідно брати до уваги неоднорідний режим. Результати моде-

лювання, коли $\tilde{H} = -0.99$, показані в рис. 1.6 б). Головна відмінність від випадку $\tilde{H} = 0$ є наступною. Через маленьку товщину області Q-режиму, перехідні процеси можуть минути цю область, при досить більших частотах поля. Т. ч., перемикання намагніченості відбувається для менших частот поля, де Q-режим відсутній.

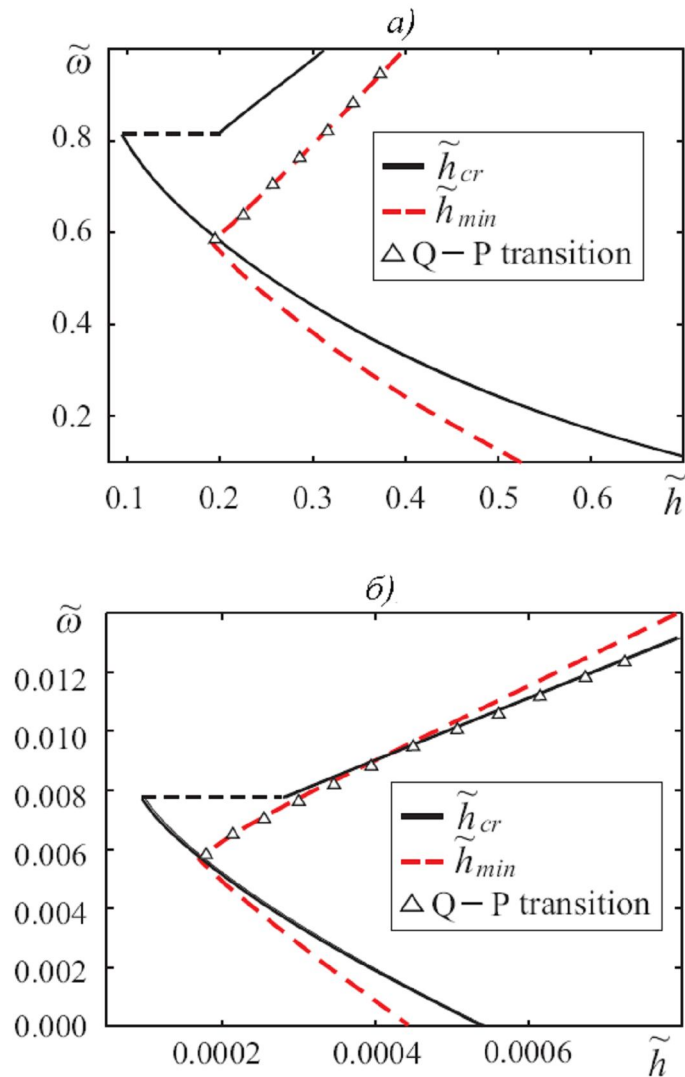


Рисунок 1.6 – Мінімальні амплітуди поля перемикання. а) – випадок $\tilde{H} = 0$;
б) – випадок $\tilde{H} = -0.99$.

2 ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕМИКАННЯ НАМАГНІЧЕНОСТІ

2.1 Час переминання

Час перемикавання - параметр, що визначає якість роботи медіа пристроїв. І вибираючи амплітуду й частоту поля перемикавання необхідно прийняти до уваги, як швидко відбудеться перемагнічування наночастинки.

Формальне визначення часу перемикавання було дано в [25]

$$T_{sw} = \int_0^{\theta_0} \frac{d\theta}{\dot{\theta}} \quad (2.1)$$

Залежно від значення константи θ_0 , є кілька інтерпретацій визначення часу перемикавання. У [25] було прийнято, що $\theta_0 = \pi$. У цьому випадку T_{sw} – час досягнення нижнього положення. Відзначимо, що по-перше, таке визначення приводить до сильної залежності T_{sw} від точності обчислень кута θ . І по-друге, основний стан \mathbf{m} при дії поля, що обертається, не збігається з легкою віссю (див. рис. (1.1)). В [24], T_{sw} – час першого досягнення кутом θ значення $\pi/2$, тобто $\theta_0 = \pi/2$. Але такий підхід нехтує можливістю повернення \mathbf{m} назад, що є особливо ймовірним для випадку неоднорідної прецесії \mathbf{m} . У наших дослідженнях ми приймаємо, що T_{sw} – час перед останнім перетинанням площини xu вектором \mathbf{m} під час перенамагнічування. Через труднощі прямого інтегрування (2.1), ми визначаємо T_{sw} чисельно.

Зрозуміло, що час перемикавання буде рости зі зменшенням \tilde{h} . Оскільки мінімальна амплітуда перемикаючого поля зменшується із частотою при відсутності неоднорідного режиму (див. рис. 1.6), значення часу перемикавання \tilde{T}_{sw} , які відповідають \tilde{h}_{\min} , збільшуються з $\tilde{\omega}$ (див. рис. 2.1 а). \tilde{h}_{\min} – мінімальне значення амплітуди обертового поля, при якому відбувається перемикавання намагніченості при його вмиканні. Тут і далі ми використовуємо наведені значення часу $\tilde{T}_{sw} = 2\pi T_{sw}/\omega_r$. Процес перемикавання при неоднорідному режимі характеризу-

ється дуже великими значеннями \tilde{T}_{sw} й високою чутливістю до точності визначення \tilde{h} . Коли $\tilde{h} \rightarrow \tilde{h}_{\min}$, $\tilde{T}_{sw} \rightarrow \infty$, що підтверджується наступним фактом: час перемикання \tilde{T}_{sw} визначений тільки часом очікування \tilde{T}_w (див. рис. 2.1 а). Тут час очікування \tilde{T}_w є часом, протягом якого спостерігається динаміка \mathbf{m} . Значення \tilde{T}_w містить у собі час релаксації до основного стану після перемикання. Цей факт пояснює чому $\tilde{T}_{sw} < \tilde{T}_w$.

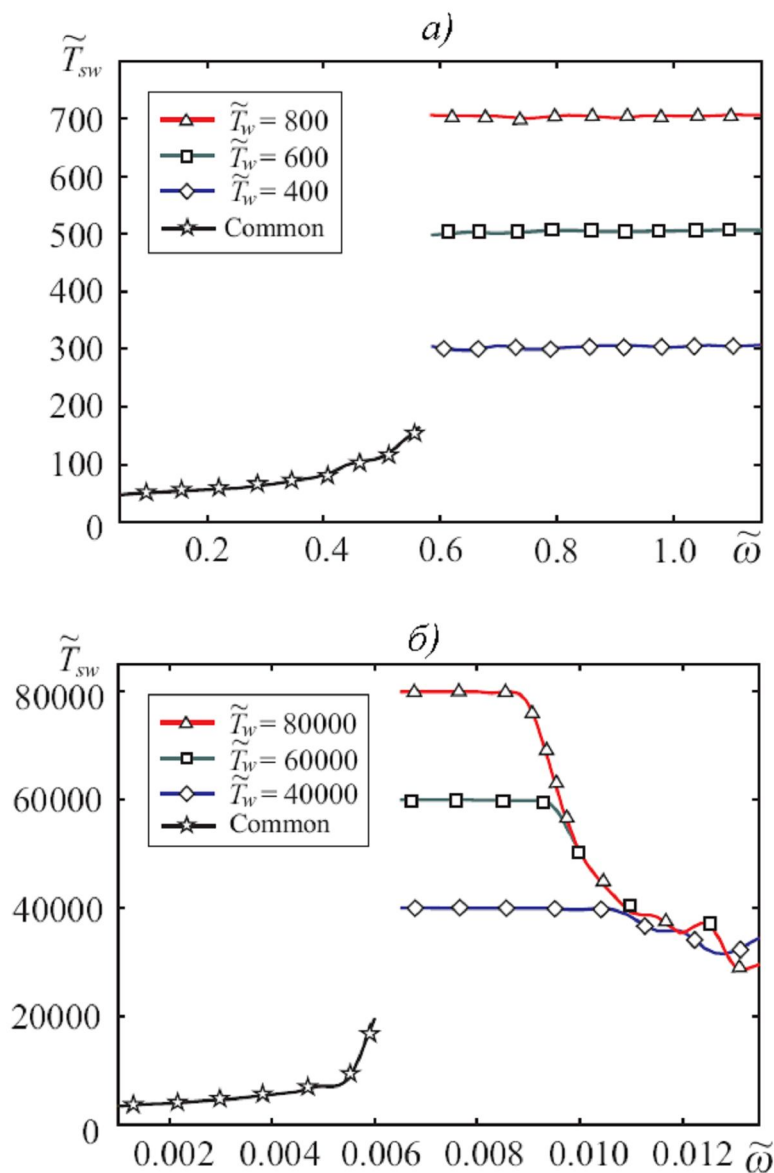


Рисунок 2.1 - Час перемикання, виміряний в резонансних періодах для різних часів очікування. а) – випадок $\tilde{H} = 0$; б) – випадок $\tilde{H} = -0.99$.

Як вже було показано, дія постійного магнітного поля уздовж легкої осі приведе до зменшення $\tilde{\omega}$ й \tilde{h} . Але, як випливає з [17], перемикання при дії такого поля, або так зване перемикання демпфування, характеризується дуже великим часом перемикання. Тому ціль у цьому випадку - для відносно меншої амплітуди поля обертання й частоти (через статичне поле \tilde{H}) компенсувати затримку процесу перемагнічування (див. рис. 2.1 б). В іншому, поведінка $\tilde{T}_{sw}(\tilde{\omega})$ яке відповідає \tilde{h}_{\min} , подібно випадку при $\tilde{H} = 0$. Різниця складається в зменшенні часу перемикання для більших частот, що пояснюється подоланням неоднорідного режиму під час перехідного процесу. Розбіжність кривих для більших частот пояснюється високою чутливістю \tilde{T}_{sw} до точності \tilde{h} й різницею в часах очікування.

Обертання поля із правою поляризацією також може забезпечити ефект перемикання в присутності \tilde{H} , але мінімальна амплітуда поля повинна бути більшою, ніж для поля з лівою поляризацією (див. рис. 1.5). Остання обставина приводить до зменшення часів перемикання в порівнянні з полем з лівою поляризацією, (див. рис. 2.2). Але ми хочемо підкреслити, що така ситуація викликана різними амплітудами поля, і, як буде показано пізніше, для однакових амплітуд поле з лівою поляризацією забезпечує більш швидке перемикання в порівнянні з полем із правою поляризацією.

Коли виконується умова $\tilde{h} > \tilde{h}_{\min}$ для амплітуди обертового поля, розумно очікувати істотне зменшення \tilde{T}_{sw} . Але фактично, при деяких обставинах, час перемикання може прийняти значення нескінченності (див. рис. 2.3). Це пояснюється в такий спосіб. Магнітний момент \mathbf{m} наночастинки при дії зовнішнього поля перебуває у двох'ямному потенціалі. У енергії \mathbf{m} є два мінімуми: локальний з енергією W_l і глобальний з енергією W_g . Припустимо, що для $t = 0$ виконується умова $\mathbf{m} = \mathbf{e}_z |\mathbf{m}|$ (або $\theta = 0$). Процес перенамагнічування це переміщення \mathbf{m} від початкового стану до глобального мінімуму, що характеризується кутом $\theta_g (> \pi/2)$. Але під час цього процесу магнітний момент може потрапити у локальний мінімум, характеризованим кутом $\theta_l (< \pi/2)$. Якщо значення енергій

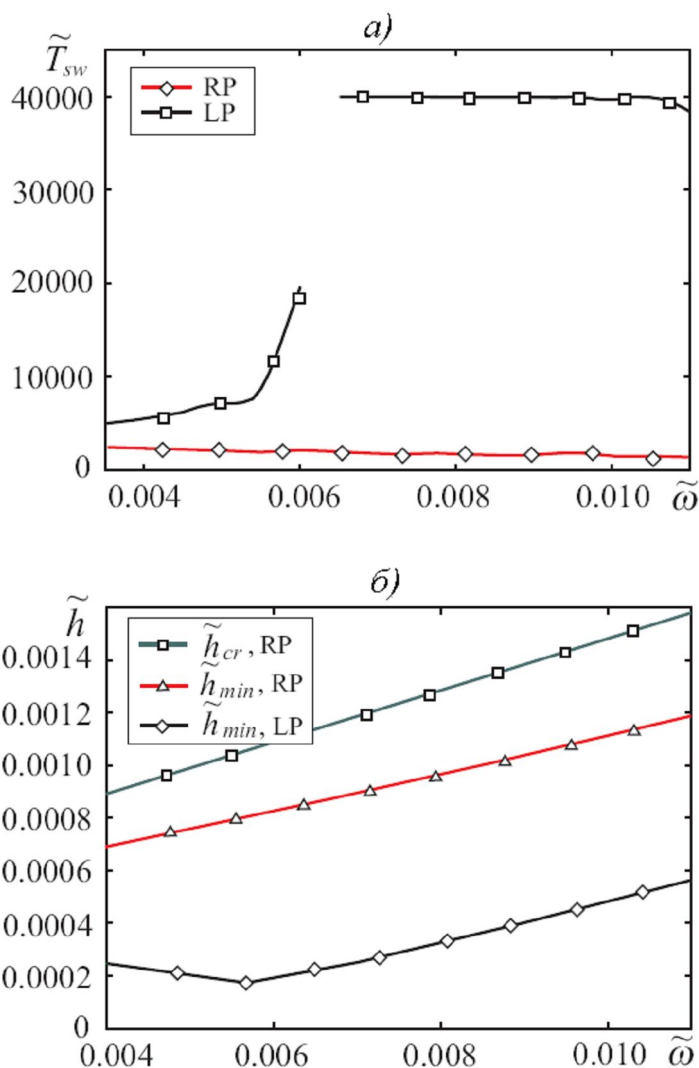


Рисунок 2.2 – а) – Час перемикання, виміряний в резонансних періодах для різних часів очікування для при $\tilde{H} = -0.99$; б) - значення мінімальних амплітуд поля для $\tilde{H} = -0.99$.

W_l і W_g дуже близькі, то перехід від локального мінімуму до глобального займає багато часу. Таким чином, час перемикання може досягти величезних значень. Підкреслимо, що це – чисто динамічний ефект, викликаний включенням зовнішнього поля, і він не виявляється при зміні амплітуди поля квазістатичним способом. Для $\tilde{H} = 0$ цей ефект має місце при маленьких $\tilde{\omega}$ і більших \tilde{h} , тоді як для випадку $\tilde{H} = -0.99$ це відбувається в діапазонах значень $\tilde{\omega}$ і \tilde{h} , які придатні для використання. Т.ч. спільна дія обертового й постійного зовнішніх полів характеризується надзвичайно сильною залежністю часу перемикання від параметрів полів.

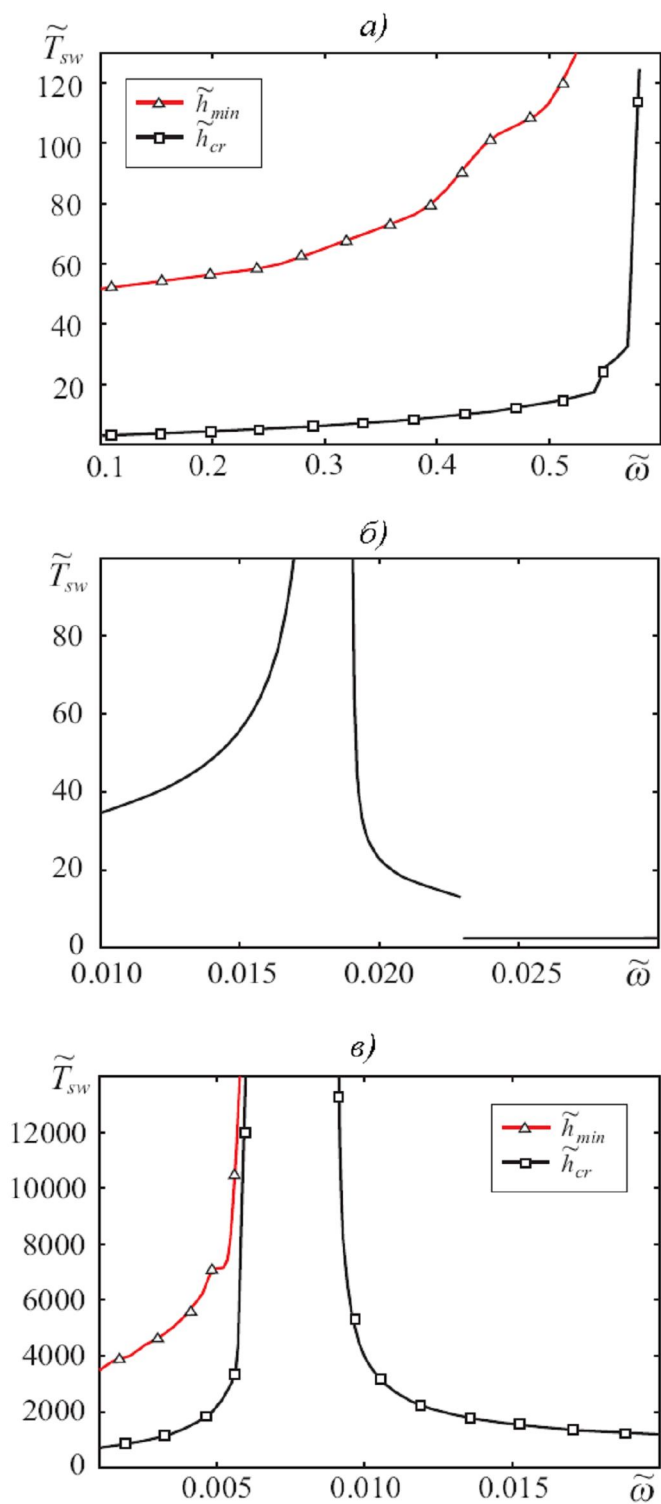


Рисунок 2.3 – Час перемикання, виміряний в резонансних періодах у випадку включення обертового поля з амплітудою $\tilde{h} = \tilde{h}_{cr}$. а) - випадок $\tilde{H} = 0$; б) - випадок $\tilde{H} = 0$ і маленькі частоти; в) - випадок $\tilde{H} = -0.99$.

2.2 Час перемикання під впливом імпульсного поля

У процесі реального запису дії зовнішніх полів мають обмежену тривалість, і форми імпульсу поля можуть бути різними. Поведінка перемикання \mathbf{m} визначається довжиною імпульсу, а також формою імпульсу (див. [15]). Так як фактор тривалості імпульсу є визначальним, ми розглядаємо найпростішу форму імпульсу поля – квадратну. Для гарної роботи медіа пристроїв, довжина імпульсу повинна бути визначена часом перемикання. Але, у свою чергу, міняючи довжину імпульсу, ми можемо безпосередньо впливати на час перемикання. Під час перехідного процесу знак проекції \mathbf{m} на вісь z може змінитися кілька разів. І якщо зовнішнє поле буде виключено після першого перетинання площини xy вектором \mathbf{m} , через одноосьову анізотропію, магнітний момент наночастинки залишиться у нижньому положенні. Визначимо значення амплітуди обертового поля, що відповідає мінімальному, для випадку імпульсного впливу поля, як \tilde{h}_{\min}^p . Оскільки умова $\tilde{h}_{\min} > \tilde{h}_{\min}^p$ може виконуватися для деяких частот (див. рис. 2.4 а), це може привести до зменшення мінімальної амплітуди поля перемикання у порівнянні з випадком включення поля. Як впливає з рис. 2.4 а), це актуально для неоднорідної прецесії, коли амплітуда нутації може бути досить великою, і знак проекції \mathbf{m} осі z змінюється періодично. Це дає нам можливість перемкнути намагніченість наночастинки незважаючи на присутності Q-режиму. Подібна ідея була запропонована у [22] у рамках апроксимації недефорованої частинки при дії зовнішнього поля \tilde{H}_{\perp} , перпендикулярного до легкої осі частинки. З іншої сторони, якщо зовнішнє обертове поле буде виключено, коли проекція \mathbf{m} на вісь z буде позитивна, вектор \mathbf{m} залишиться в початковому, або верхньому, стані. І для того, щоб забезпечити достатній рівень надійності медіа пристрою, необхідно бути дуже обережним використанням цього ефекту для запису.

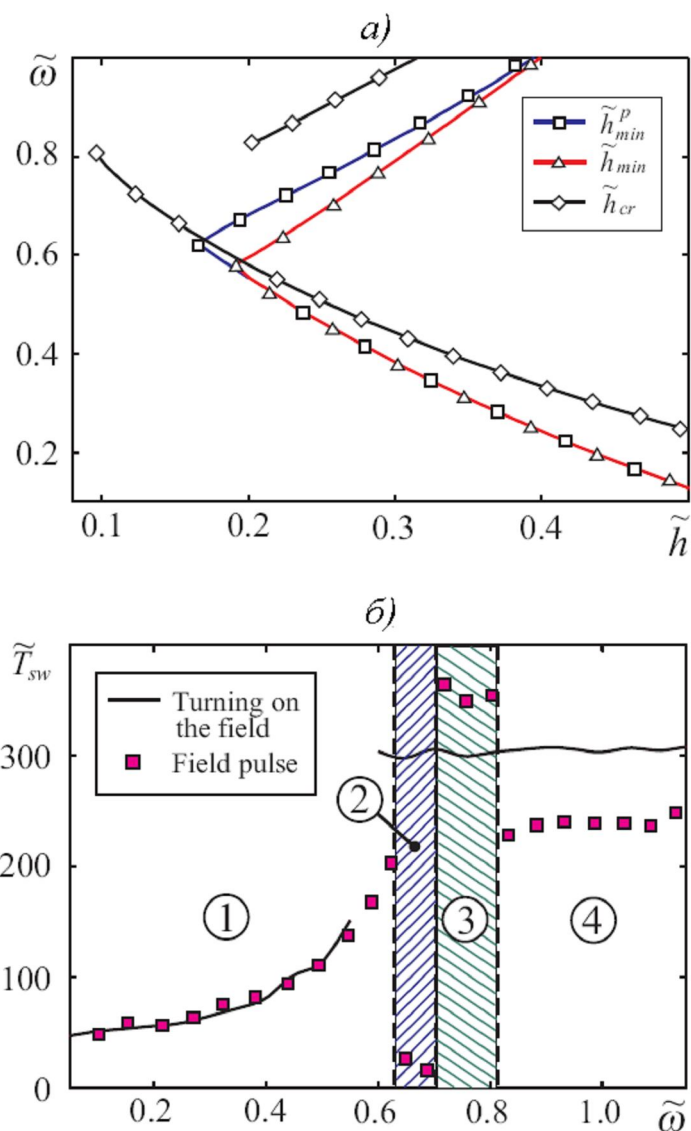


Рисунок 2.4 – Випадок вимикання поля, коли \mathbf{m} перетинають площину xu .
 а) – Залежність мінімальної амплітуди поля від частоти; б) – залежність часу перемикавання від частоти.

Залежність часу перемикавання від наведеної частоти для випадку вимикання поля, коли \mathbf{m} перетинає площину xu , зображена на рис. 2.4 б). На ньому є чотири області, які відрізняють різні шляхи протікання перехідних процесів. Область 2 заслуговує на особливу увагу, тому що це відповідає мінімальному часу перемикавання й мінімальній амплітуді поля.

Природно, якщо амплітуда поля більше мінімальної ($\tilde{h} > \tilde{h}_{min}^p$) тривалість імпульсу може бути значно меншою. На рис. 2.5 а) зображені залежності часу

перемикання від амплітуди поля для постійної частоти й довжини імпульсу \tilde{T}_p . Тут ми можемо бачити, що перемикання намагніченості наночастинки відбувається для довжини імпульсу в тільки кілька резонансних періодів. Із цього рисунка зрозуміло також вплив довжини імпульсу на \tilde{T}_{sw} . Як і очікувалося, час перемикання зменшується зі збільшенням амплітуди поля. Але крім того, на

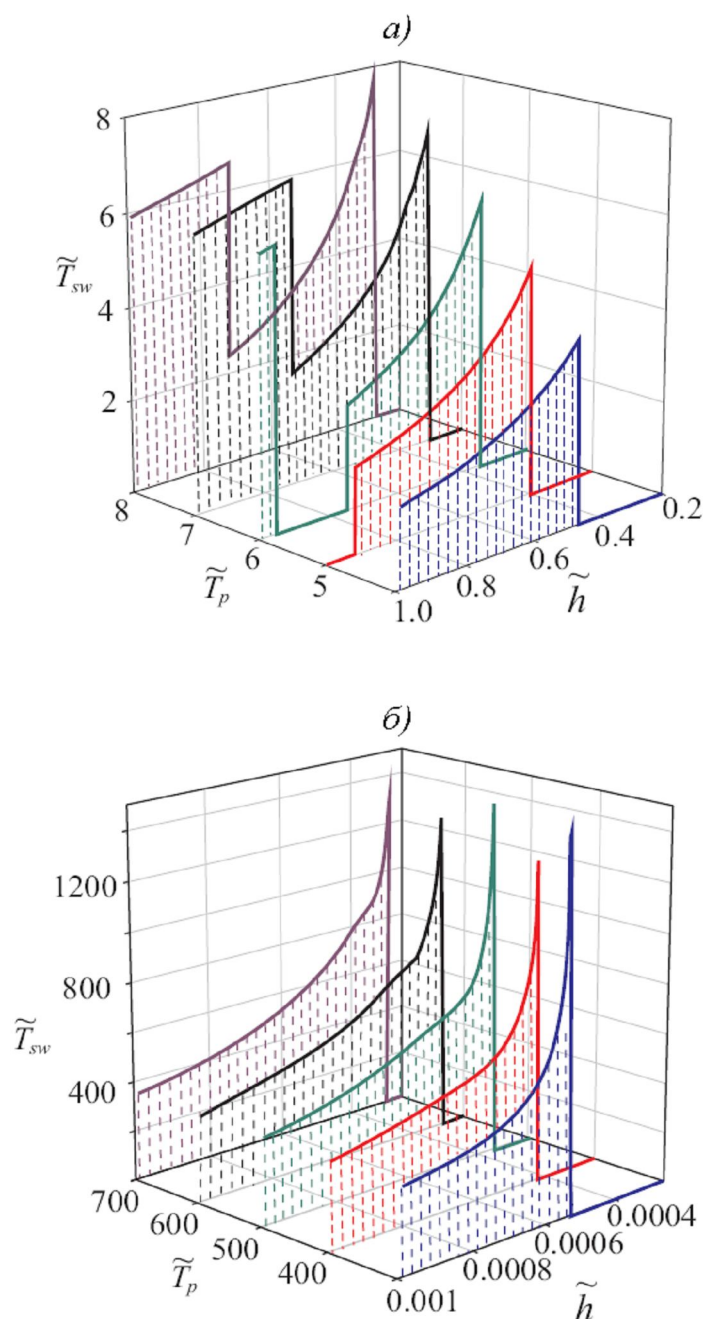


Рисунок 2.5 – Час перемикання для різних довжин імпульсу й амплітуд.

а) – випадок $\tilde{H} = 0$; б) – випадок $\tilde{H} = -0.99$.

представлених залежностях спостерігаються розриви й порожні проміжки. Присутність розривів пов'язане з перетинанням вектором \mathbf{m} непарного числа разів площини xu під час дії імпульсу поля. У свою чергу, порожні проміжки мають місце, коли \mathbf{m} перетинає парне число раз площина xu .

Ті ж самі залежності для випадку $\tilde{H} = -0.99$ зображені в рис. 2.5 б). Як очікувалося у зв'язку з попередніми результатами, час перемикання в цьому випадку більше на два порядки, ніж для $\tilde{H} = 0$. Наступна особливість процесу перемикання - нерівність $\tilde{T}_{sw} < \tilde{T}_p$ для маленького \tilde{h} . Це означає, що поле обертання працює як невелике збурювання, що переміщає \mathbf{m} від стану рівноваги (верхнє положення), і потім, допоміжне поле \tilde{H} приводить \mathbf{m} в інший стан рівноваги (нижнє положення). Збільшення \tilde{T}_p веде тільки до зменшення мінімальної амплітуди \tilde{h} перемикаючого циркулярно-поляризованого поля. Відсутність розривів і проміжків, як у попередньому випадку, пояснено однократним перетинанням площини xu магнітним моментом \mathbf{m} під час перехідного процесу.

Переваги циркулярно-циркулярно-поляризованого поля щодо постійного \mathbf{H}_\perp , що перпендикулярно до легкої осі частинки були показані для випадку зміни амплітуди поля квазістатичним способом (див. рис. 1.5 б). Там було показано, що в присутності статичного поля, спрямованого уздовж легкої осі, обертання проти годинникової стрілки забезпечує перемикання намагнічування наночастинки при менших амплітудах у порівнянні з полем, що обертається в за годинниковою стрілкою. Поле \mathbf{H}_\perp відповідає обертовому з нульовою частотою, і, як впливає з рис. 1.5 б), таке постійне поле перемикання має більшу величину, ніж поле з лівою поляризацією. На рис. 2.6 представлені результати чисельного моделювання імпульсної дії полів \mathbf{H}_\perp і $\mathbf{h}(t)$. Тут частота й довжина імпульсу \tilde{T}_p фіксовані, і час перемикання представлений як залежність від величини поля. Коли умова $\tilde{H} = 0$ виконується, імпульсна дія обертового поля забезпечує менші часи перемикання для великого \tilde{h} в порівнянні з випадком простого включення поля. Це відбувається тому що закінчення імпульсу не до-

зволяє вектору \mathbf{m} перетнути площина xu у другий раз. І ще один важливий пункт: виходячи з отриманих результатів, значно кращі параметри перемикання у впливу імпульсу циркулярно-поляризованого поля ніж у імпульсу статичного поля \mathbf{H}_\perp .

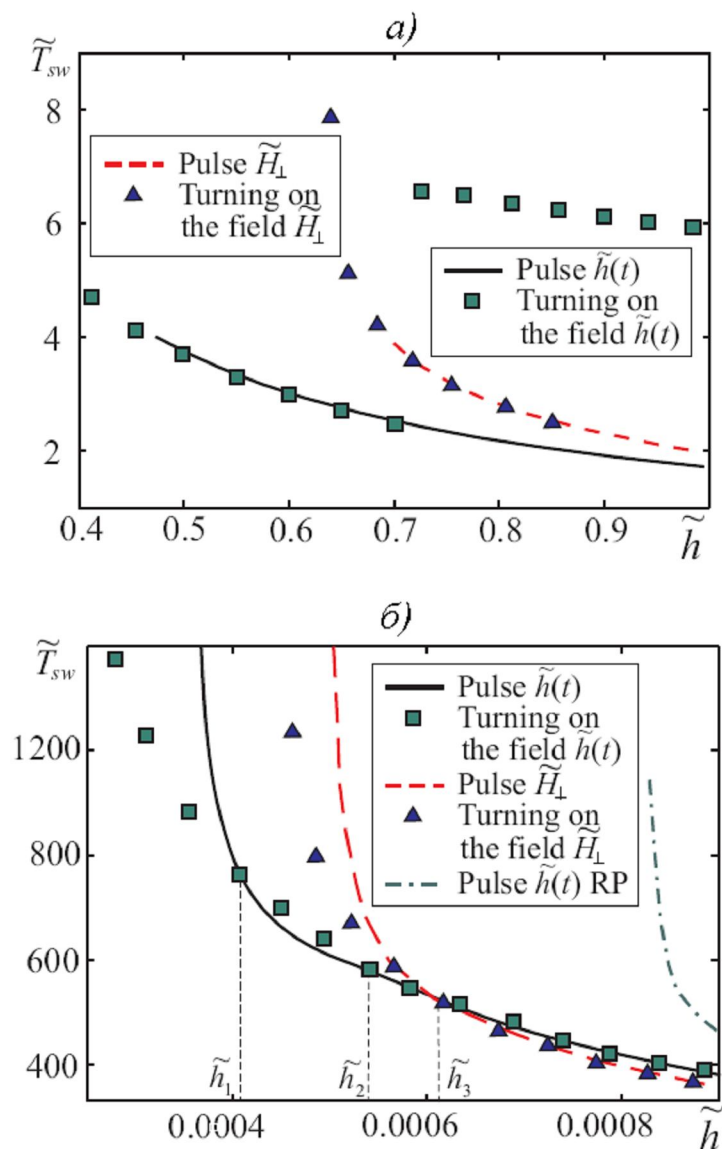


Рисунок 2.6 – Час перемикання для імпульсного впливу обертового поля й постійного поля, перпендикулярного до легкої осі. а) – випадок $\tilde{H} = 0$; б) – випадок $\tilde{H} = -0.99$.

Випадок імпульсної дії поля $\mathbf{h}(t)$, якому допомагає статичне поле $\tilde{H} = -0.99$, більше складний (див. рис. 2.6 б). Тут переваги імпульсної дії мають місце тільки для певного інтервалу амплітуд поля $\tilde{h}_1 < \tilde{h} < \tilde{h}_2$ (див. рис. 2.6 б). І, нарешті, циркулярно-циркулярно-поляризоване поле характеризується меншими часами перемикання й величинами в порівнянні з дією статичного поля \tilde{H}_\perp , коли виконується умова $\tilde{h} \leq \tilde{h}_3$. Якщо $\tilde{h}_3 > \tilde{h}$, час перемикання для обертового поля перевищує \tilde{T}_{sw} для поля \tilde{H}_\perp , але різниця між ними не є занадто великою. Для порівняння, на рис. 2.6 б) зображені подібні залежності для поля із правою поляризацією. Як ми можемо бачити, його перемикальні здатності гірше. Так, у результаті циркулярно-циркулярно-поляризоване поле з лівою поляризацією найбільше підходить для перемикання намагніченості [30].

ВИСНОВКИ

Перемикання намагніченості феромагнітної одновісної наночастинки, що знаходиться під дією циркулярно-поляризованого поля й постійного, спрямованого уздовж легкої осі, було вивчено в апроксимації когерентного обертання. У рамках цього наближення шляхом чисельного аналізу рівняння Ландау-Ліфшиця було показано, що перемикання або генерація неоднорідного режиму відбувається коли однорідна прецесія магнітного моменту наночастинки стає нестабільною. Були показані умови для однорідної й неоднорідної прецесії магнітного моменту наночастинки. Спостерігалось перемикання через неоднорідний режим прецесії, але час перемикання в цьому випадку може бути дуже великим, у тому числі, нескінченно великим.

Було показано, що додавання зовнішнього статичного поля уздовж легкої осі частинки приводить до скорочення значень частоти обертання й амплітуди поля для перемикання, але, у той же час, час перемикання істотно збільшується. Було також продемонстровано, що допомога такого статичного поля дозволяє також перемагнічувати наночастинку полем, поляризованим у протилежному напрямку до наткральної прецесії, але параметри перемикання в цьому випадку гірші, ніж під час дії поля, що обертається в напрямку природної прецесії.

Було підтверджено, що перехідні процеси, які відбуваються під час вмикання обертового поля, можуть зменшити амплітуду поля перемикання в порівнянні з передвіщеним аналітично. Для випадку присутності допоміжного статичного поля, прикладеного уздовж легкої осі, такі перехідні процеси дозволяють переборювати неоднорідний режим для певних значень частот. Також був вивчений час перемикання при імпульсній дії поля. Було показано, що імпульсне поле може зменшити час перемикання й амплітуду поля в порівнянні з постійним зовнішнім полем. Залежно від тривалості імпульсу магнітний момент наночастинки може перетнути площина x_y парне або непарне число разів, але ефект перемикання має місце тільки для останнього випадку. Тому, існують жорсткі вимоги до довжини імпульсу для забезпечення задовільного рівня надійності запису.

І, нарешті, було показано, що амплітуда поля, що обертається в напрямку природної прецесії, і час перемикання, менше відносно випадку статичного поля, перпендикулярного до легкої осі частинки. Це підтверджує, що поле, циркулярно-поляризоване в площині, перпендикулярної до легкої осі, більше підходить для перемикання намагніченості, ніж постійне.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Nanotechnology and Environment. Report of the National Nanotechnology Initiative Workshop – Arlington. – May, 2003.
2. Societal implications of nanoscience and nanotechnology. NSET workshop report. Edited by M.C. Roco and W.S. Bainbridge. – Arlington. – March, 2001.
3. National nanotechnology initiative. Strategic Plan. – Washington. – July, 2007.
4. Ph. Moriarty Nanostructured materials // Rep. Prog. Phys. – 2001. – Vol.64. – P.297–381.
5. Вонсовский С.В. Магнетизм. – М.: Наука, 1971. – 1032с.
6. Wernsdorfer W. Classical and quantum reversal magnetization studied in nanometer-sized particles and clusters // Adv. Chem. Phys. – 2001. – Vol.118. – P.99-190.
7. Martin J.I., Nogues J., Kai Liu, Vicent J.L., Schuller I.K. Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties // J. Magn. Magn. Mater. – 2003. – Vol.256. – P.449-501.
8. Kominis I.K., Kornack T.W., Allred J.C., Romalis M.V. A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer // Nature. – 2003. – Vol.422. – P.596-599.
9. Бухараев А.А., Овчинников Д.В., Нургазизов Н.И. и др. Исследование микромагнетизма и перемагничивания наночастиц Ni с помощью магнитного силового микроскопа. // ФТТ. – 1998. – Т.40, №7. – С.1277-1283.
10. Berkowitz A.E. and others Giant Magnetoresistance in Heterogeneous Cu-Co Alloys // Phys. Rev. Lett. – 1992. – Vol.68, №25. – P.3745-3749
11. J. Nogués and others Exchange bias in nanostructures // Phys. Rep.. – 2005. – Vol.422. – P.65-117
12. M. Albrecht, C. T. Rettner, A. Moser. Recording performance of high-density patterned perpendicular magnetic media // Appl. Phys. Lett. – 2002. – Vol.81, №15. – P.2875-2877.
13. Moser A., Takano K., Margulies D.T., Albrecht M., Sonobe Y., Ikeda Y., Sun S., Fullerton E.E. Magnetic recording: advancing into the future // J. Phys. D:

- Appl. Phys. – 2002. – Vol.35. – P. R157-R167.
14. The Physics of Ultra-High-Density Magnetic Recording, edited by M.L. Plumer, J. Van Ek, and D. Weller, – Springer-Verlag, Berlin, 2001.
 15. M. Bauer, J. Fassbender, B. Hillebrands. Switching behavior of a Stoner particle beyond the relaxation time limit // Phys. Rev. B. – 2000. – Vol.61. – P.3410 – 3416.
 16. S. Kaka, S.E. Russek. Precessional switching of submicrometer spin valves // J. Appl. Phys. – 2002. – Vol.80, №12. – P.2958 –2960.
 17. C. Serpico, I.D. Mayergoyz, G. Bertotti. Analytical solutions of Landau–Lifshitz equation for precessional switching // J. Appl. Phys. – 2003. – Vol.93, №10. – P.6909-6911.
 18. E.B. Myers, F.J. Albert, J.C. Sankey, E. Bonet, R.A. Buhrman, and D C. Ralph. Thermally Activated Magnetic Reversal Induced by a Spin-Polarized Current // Phys. Rev. Lett. – 2002. – Vol.89, №19. – P.196801(4).
 19. H.W. Schumacher, C. Chappert, R.C. Sousa, P.P. Freitas, and J. Miltat. Quasi-ballistic Magnetization Reversal // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol.90, №1. – P.017204(4).
 20. E.C. Stoner and E.P. Wolfarth // Phil. Roy. Soc. 240 599 (1948).
 21. R. L. Stamp, B. Hillebrands, Biased switching of small magnetic particles Biased switching of small magnetic particles // Appl. Phys. Lett. – Vol.75, No8 – 1999 P. 1143-1145.
 22. C. Serpico, I. D. Mayergoyz, G. Bertotti Analytical solutions of Landau–Lifshitz equation for precessional switching // J. Appl. Phys. – 2003. – Vol.93, №10. – P.6909-6911.
 23. А.Ф. Хапиков. Динамика перемагничивания цилиндра в присутствии переменного магнитного поля // Письма в ЖЭТФ. – 1992. – Т.55, №6. – С. 349-352.
 24. C. Thirion, W. Wernsdorfer, D. Maily. Switching of magnetization by nonlinear resonance studied in single nanoparticles // Nature Mat. – 2003. – Vol.2. – P.524-527.

25. Z.Z. Sun, X.R. Wang. Magnetization reversal through synchronization with a microwave // *Phys. Rev. B.* – 2006. – Vol.74. – 132401.
26. S.I. Denisov, T.V. Lyuty, P. Hänggi, and K.N. Trohidou. Dynamical and thermal effects in nanoparticle systems driven by a rotating magnetic field // *Phys. Rev. B.* – 2006. – Vol.74. – 104406.
27. S.I. Denisov, T.V. Lyuty, and P. Hänggi. Magnetization of Nanoparticle Systems in a Rotating Magnetic Field // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – Vol.97. – 227202.
28. G. Bertotti, C. Serpico, and I.D. Mayergoyz. Nonlinear Magnetization Dynamics under Circularly Polarized Field // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – Vol.86, №4. – P.724-727.
29. Т.В. Лютий, О.Ю. Поляков. Перемагнічування наночастинки циркулярно-поляризованим магнітним полем. // *Металофіз. та нов. тех.* – Т. 28, №4. – 2008. – С. 429-438.
30. T.V. Lyuty, A.Yu. Polyakov, A.V. Rot-Serov. and C. Binns Switching properties of ferromagnetic nanoparticles driven by a circularly polarized magnetic field // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2009. – Vol.21. – P.396002 (9)