

PACS numbers: 05.10.Ln; 75.50.Tt; 75.75. + a; 75.60. – d

## **СТОХАСТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА НАМАГНИЧЕННОСТИ НАНОЧАСТИЦЫ В ЦИРКУЛЯРНО-ПОЛЯРИЗОВАННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

**А.Ю. Поляков, Т.В. Лютый**

Сумский государственный университет,  
ул. Римского-Корсакова, 2, 40007, Сумы, Украина  
E-mail: [polyakov@oeph.sumdu.edu.ua](mailto:polyakov@oeph.sumdu.edu.ua)

*Представлены результаты численного исследования совместного влияния циркулярно-поляризованного магнитного поля и тепловых флуктуаций на магнитную динамику одноосной ферромагнитной наночастицы. В основу модели изучаемого объекта положено стохастическое уравнение Ландау-Лифшица. Исследования направлены на определение оптимальных параметров переключения магнитного момента между двумя устойчивыми положениями, которые обусловлены одноосной анизотропией.*

**Ключевые слова:** ФЕРРОМАГНИТНАЯ НАНОЧАСТИЦА, ЦИРКУЛЯРНО-ПОЛЯРИЗОВАННОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ, СТОХАСТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ЛАНДАУ-ЛИФШИЦА, ВРЕМЯ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ.

*(Получено 12.11.2010, в отредактированной форме – 29.12.2010)*

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Устойчивый рост интереса к ферромагнитным наночастицам (ФНЧ) и их ансамблям в последние десятилетия диктуется огромным потенциалом их практического применения. Упорядоченные ансамбли таких объектов составляют основу перспективных устройств электроники и спинтроники, среди которых стоит отметить новые устройства магнитной записи информации со сверх высокой (свыше  $1 \text{ ТВ}/\text{см}^2$ ), записи (т.н. bit patterned media [1-4]), модули энергонезависимой памяти (MRAM) [4] и т.д. Возможность управления ФНЧ с помощью магнитного поля при условии функционализации наночастиц путем нанесения на ее поверхность покрытия с определенными физико-химическими свойствами, открывает новый класс биотехнологий, а также методов терапии и диагностики в медицине [5-8]. Все большее значения ФНЧ приобретают и в сенсорной технике. Так, наличие ФНЧ в исследуемой среде позволяет существенно расширить возможности метода магнитного резонанса при исследовании живых тканей (т.н. MRI-enhancement) [5-7]. Благодаря эффекту гигантского магнитосопротивления комплексные наночастицы могут служить основой сверхчувствительных магнитных датчиков [4, 9]. Большое распространение на сегодня имеют методы детектирования и сепарации бактерий, вирусов, органических молекул [5, 6, 10], основанные на использовании ФНЧ. Такие методы являются одновременно высокочувствительными, надежными и недорогими.

Для всех перечисленных случаев ключевым свойством ФНЧ, обуславливающим их функциональное назначение, есть ее намагниченность. В связи

с этим принципиально важность имеют два вопроса. Первый из них связан с характером отклика наночастицы на внешние магнитные поля, а именно с изменением положения наночастицы или с изменением ее намагниченности как по модулю так и по направлению под действием внешнего поля. Второй обусловлен взаимодействием наночастицы с термостатом и сопряжен с вопросами естественного ограничения управляемостью частицы.

Как показывает ряд полученных недавно теоретических и экспериментальных результатов [11-16], одним из эффективных методов управления намагниченностью наночастицы есть воздействие магнитного поля, которое вращается в плоскости, перпендикулярной к оси магнитной анизотропии. В частности, в работе [16] было показано, что именно такой вид поля обуславливает минимальное время перемагничивания. Основным недостатком теоретических моделей, используемых в указанных работах, является пренебрежение тепловыми флуктуациями, которые играют существенную роль в магнитной динамике достаточно малых ФНЧ. Модель, учитывающая действие термостата была предложена в [17], однако анализ был проведен только для предельных случаев очень большой или очень малой (по сравнению с резонансным значением) частоты. Настоящая же работа посвящена численному изучению магнитной динамики наночастицы под воздействием циркулярно-поляризованного поля и случайного теплового поля, которое моделирует влияние термостата, для частот, близких к резонансным.

## 2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Будем полагать, что магнитный момент  $\mathbf{m}$  наночастицы есть постоянным по модулю ( $|\mathbf{m}| = \text{const}$ ), а единственным видом анизотропии является одноосная магнитокристаллическая анизотропия (рис. 1). Такая модель соответствует однодоменной сферической ФНЧ, для которой отсутствие поверхностной анизотропии объясняется ее сферической формой, а постоянство магнитного момента реализуется благодаря сильному обменному взаимодействию спиновых магнитных моментов частицы, при котором реализуется модель когерентного вращения [18]. Тогда для случая взаимодействия с термостатом динамика магнитного момента ФНЧ подчиняется стохастическому уравнению Ландау-Лифшица

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

где  $\gamma (> 0)$  – гиромагнитное отношение;  $\lambda (> 0)$  – безразмерный параметр затухания;  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \partial W / \partial \mathbf{m}$  – эффективное магнитное поле, действующее на  $\mathbf{m}$ ,  $W$  – магнитная энергия частицы,  $\mathbf{n}$  – случайное магнитное поле, которое моделирует действие термостата.

Как отмечалось выше, в качестве внешнего воздействия рассматривается циркулярно-поляризованное поле вида

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

где  $h$  – амплитуда поля,  $\omega$  – его частота,  $\mathbf{e}_x$  и  $\mathbf{e}_y$  – орты декартовой системы координат,  $\rho = \pm 1$  соответственно для левой и правой поляризации. Магнитная энергия частицы в этом случае будет иметь вид [17]

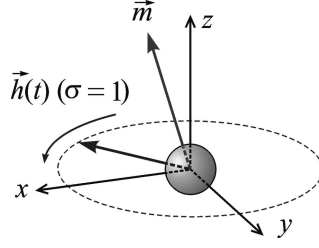


Рис. 1 – Схематическое изображение модели

$$W = \frac{1}{2} m H_a \sin^2 \theta - m h \sin \theta \cos(\varphi - \rho \omega t). \quad (3)$$

Здесь  $\theta$  и  $\varphi$  – соответственно полярный и азимутальный углы вектора  $\mathbf{m}$ . Для удобства дальнейших расчетов произведем следующую замену переменных:  $\psi = \varphi - \rho \omega t$ .

При условии, что  $|\mathbf{m}| = \text{const}$ , уравнение (1) преобразуется в систему двух уравнений [17]

$$\begin{cases} \dot{\theta} = u(\theta, \psi) + \frac{\lambda}{2a} \text{ctg} \theta + \sqrt{\frac{\lambda}{a}} \eta_{\theta}(\tau), \\ \dot{\psi} = v(\theta, \psi) - \rho \Omega + \sqrt{\frac{\lambda}{a}} \frac{1}{\sin \theta} \eta_{\psi}(\tau). \end{cases} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} u(\theta, \psi) &= -\lambda \sin \theta \cos \theta + \tilde{h}(\lambda \cos \theta \cos \psi - \sin \psi), \\ v(\theta, \psi) &= \cos \theta - \tilde{h} \frac{\cos \theta \cos \psi + \lambda \sin \psi}{\sin \theta}. \end{aligned} \quad (5)$$

В приведенных выше уравнениях  $\tilde{h} = h/H_a$  – безразмерная амплитуда вращающегося поля,  $\tau = \omega_r t$  – безразмерное время,  $\omega_r = \gamma H_a$  – Ларморова частота,  $\Omega = \omega/\omega_r$  – безразмерная частота вращающегося поля. Параметры  $\eta_{\theta}(\tau)$  и  $\eta_{\psi}(\tau)$  обозначают два независимых гауссовских белых шума с нулевым средним значением и корреляционной функцией, пропорциональной  $\delta$ -функции Дирака:  $\langle \eta_i(\tau) \eta_j(\tau') \rangle = \delta_{ij} \delta(\tau - \tau')$ , где  $i, j = \theta, \psi$ ,  $\Delta = \lambda k_B T / \gamma m$  – интенсивность шума  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура.

Тепловые эффекты в магнитной динамике наночастицы целесообразно анализировать с помощью отношения величины потенциального барьера переориентации магнитного момента к тепловой энергии

$$a = m H_a / 2 k_B T. \quad (6)$$

Поскольку аналитическое решение системы уравнений (4) получить крайне сложно, то для её решения необходимо воспользоваться численными методами. Проведенный анализ показал, что из существующих методов численного интегрирования стохастических дифференциальных уравнений [19], для численного решения системы (4) оптимальным является метод Эйлера.

### 3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

#### 3.1 Режимы прецессии и тепловые флуктуации

Детерминистическая магнитная динамика одноосной ФНЧ под действием циркулярно-поляризованного поля характеризуется наличием двух режимов прецессии – однородного и неоднородного (см., например [16]). Однородный режим характеризуется постоянством угла конуса прецессии (см. рис. 2а), в то время как для неоднородного этот угол периодически меняется (см. рис. 2б). При наличии тепловых флуктуаций переориентация  $\mathbf{m}$  возможна даже без наличия внешнего поля. Поэтому о режимах прецессии под воздействием поля вида (2) можно говорить лишь на ограниченных временных интервалах.

Кроме того, неочевидным есть наличие неоднородного режима как такового в присутствии термостата. И если тепловые флуктуации сделают невозможным генерирование неоднородной прецессии, то все особенности процесса перематничивания ФНЧ в этом случае [16] становятся не более, чем особенностями математической модели без шума безотносительно к реальной физической системе. Как показывают результаты численного

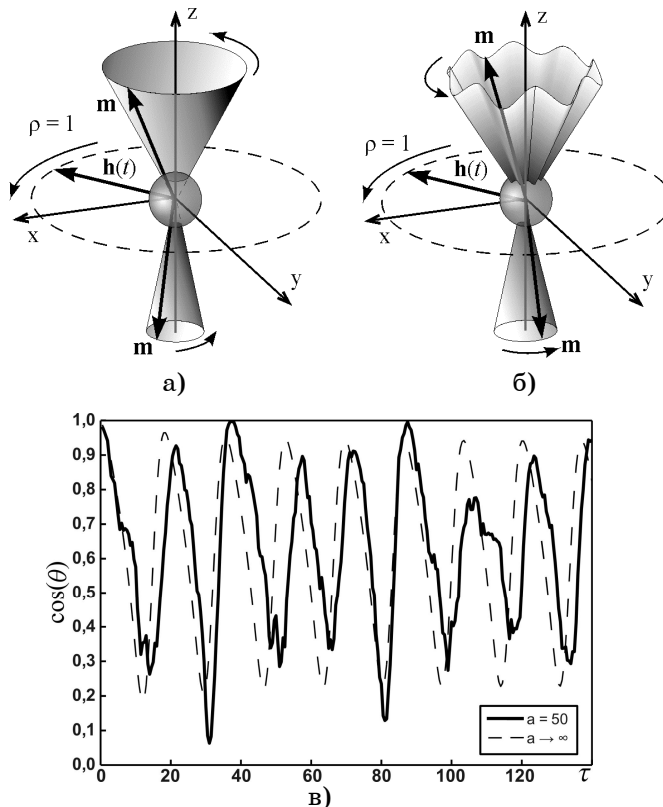


Рис. 2 – Однородная (а) и неоднородная (б) прецессии магнитного момента. Реализация неоднородного режима для модели с тепловым шумом ( $a = 50$ ) и без него ( $a \rightarrow \infty$ ) ( $\Omega = 0,75$ ,  $\lambda = 0,2$ ,  $\tilde{h} = 0,2$ ) (в).

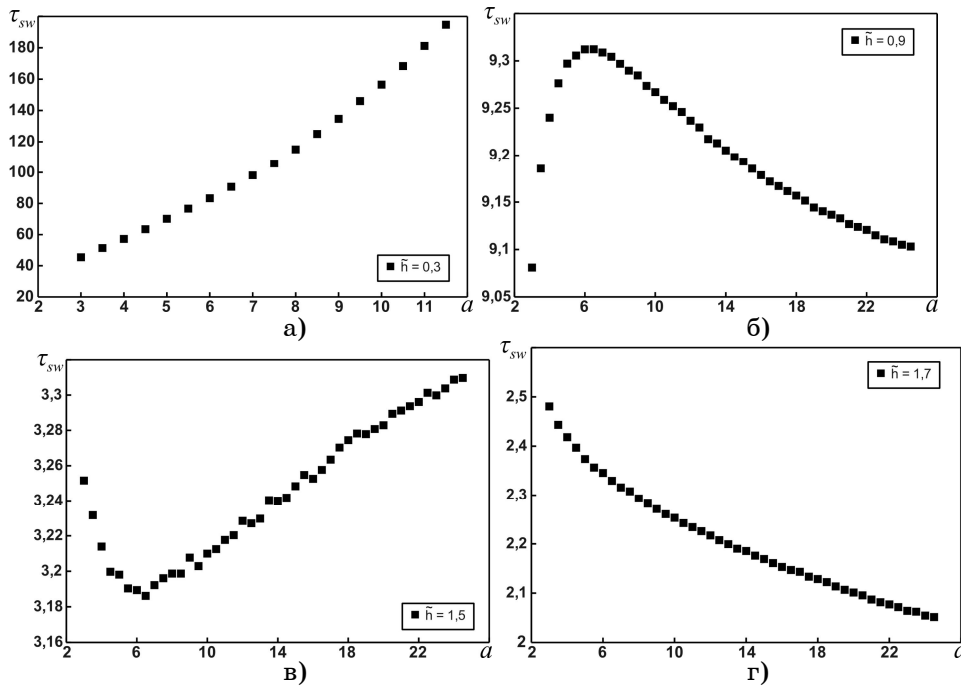
моделирования, периодический тренд присутствует на временной зависимости косинуса угла прецессии (см. рис. 2в), что позволяет говорить об актуальности неоднородного режима для реальной ситуации с учетом взаимодействия с термостатом.

### 3.2 Среднее время переключения

Время переключения магнитного момента из одного состояния в другое является важной с практической точки зрения величиной, поэтому поиск внешних воздействий, при которых эта величина минимальная представляет существенный интерес. Задача о времени переключения, по сути, является разновидностью задачи о достижении случайным процессом заданного уровня. Однако вопрос о том, что считать таковым в случае стохастической динамики магнитного момента одноосной наночастицы, как правило, остается открытым. В то же время очевидно, что вектор  $\mathbf{m}$  достаточно долго достигает состояния с максимальной энергией, а затем, преодолев потенциальный барьер, достаточно быстро стремится к новому положению равновесия. Следовательно, в качестве такого заданного уровня можно выбрать положение магнитного момента, которое заведомо существенно отстоит от положения с максимальной энергией. Оказавшись в таком новом состоянии, магнитный момент в дальнейшем будет сравнительно долго флуктуировать в окрестности нового равновесного положения, следовательно, можно считать, что процедура перемагничивания наночастицы завершена. В данной работе мы принимаем значение заданного уровня для азимутального угла  $\theta$  равным  $0,8\pi$ . При моделировании полагалось, что в начальный момент времени внешнее поле скачкообразно изменялось от нуля до заданного значения.

Очевидно, что тепловые флуктуации могут различным образом влиять на процесс переключения магнитного момента из одного устойчивого состояния в другое в зависимости от соотношения между тепловой и магнитной энергиями, см. выражение (6). Для малых амплитуд вращающегося поля (рис. 3а) с ростом температуры (или с уменьшением значения  $a$ ) время переключения уменьшается. Это связано с тем, что при малом регулярном воздействии, переключение происходит в первую очередь благодаря тепловым флуктуациям. При увеличении амплитуды вращающегося поля наличие тепловых флуктуаций будет как препятствовать так и способствовать процессу перемагничивания (см. рис. 3б, в) на фоне существенно снижения времени переориентации по сравнению с предыдущим случаем. Здесь переключение происходит благодаря действию вращающегося поля, а тепловой шум лишь сравнительно незначительно модифицирует время переключения. В конечном итоге, для достаточно больших амплитуд вращающегося поля увеличение температуры незначительно замедляет перемагничивание ФНЧ (рис. 3г). Все численные результаты получены для частоты  $\Omega = 1,0$ , и параметра затухания  $\lambda = 0,2$ . Усреднение проводилось по  $5 \cdot 10^5$  независимым реализациям.

Соответственно, зависимости времени переключения от амплитуды вращающегося поля (рис. 4) можно условно классифицировать на 2 вида. Если амплитуда вращающегося поля достаточно мала (для выбранных условий моделирования  $\tilde{h} = 0 \div 0,29$ ), величина времени переключения будет сравнительно большой и очень чувствительной как изменению  $\tilde{h}$ , так



**Рис. 3** – Зависимость времени переключения от параметра  $a$  для различных амплитуд вращающегося поля: а)  $\tilde{h} = 0,3$  ; б)  $\tilde{h} = 0,9$  ; в)  $\tilde{h} = 1,5$  ; г)  $\tilde{h} = 1,7$  .

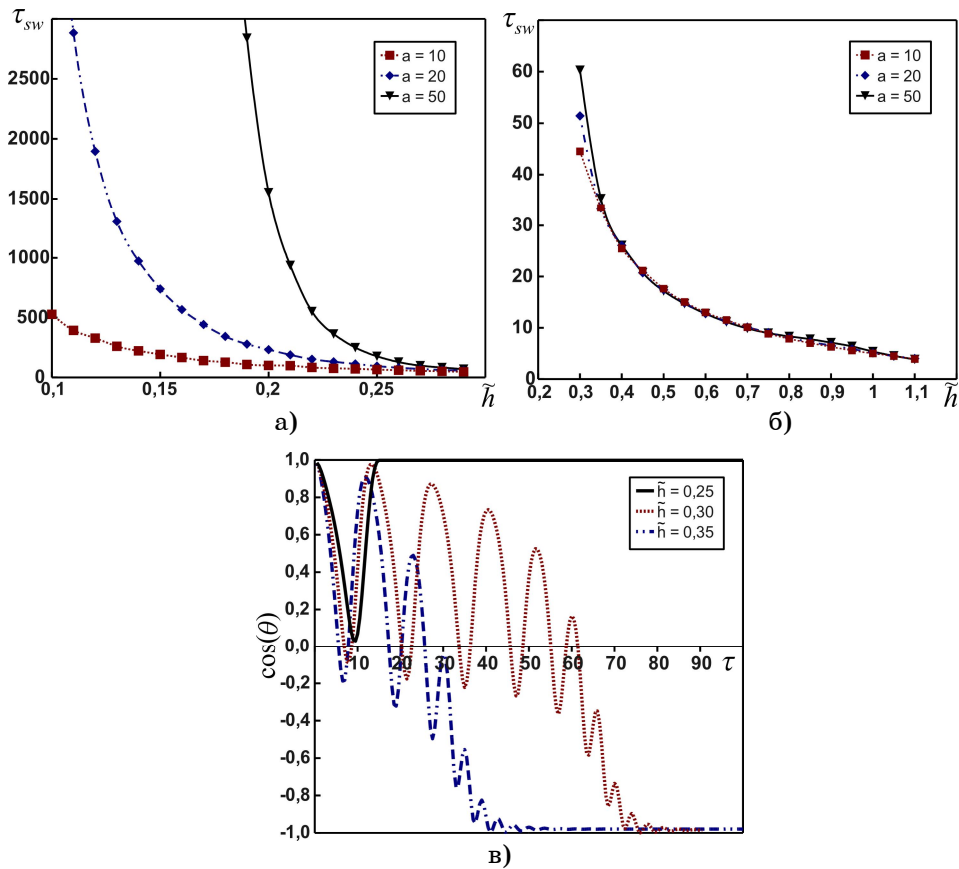
и к изменению температуры (рис. 4а). Из рисунка 4в (см. кривую  $\tilde{h} = 0,25$  ) очевидно, что в этом случае вращающееся поле самостоятельно не в состоянии перемагнитить наночастицу и наличие флуктуаций играет принципиальную роль.

Если же величина амплитуды поля достаточно велика для того, чтобы переключить магнитный момент, тепловые шумы оказывают лишь незначительное влияние на зависимость  $\tau_{sw}(\tilde{h})$  , см. рис. 4б. При этом время переключения существенно меньше, чем в предыдущем случае.

Моделирование проводилось для следующих параметров:  $\Omega = 0,75$  ,  $\lambda = 0,2$ . Усреднение производилось для 2000 независимых реализаций.

### 3.3 Распределение времен переключения

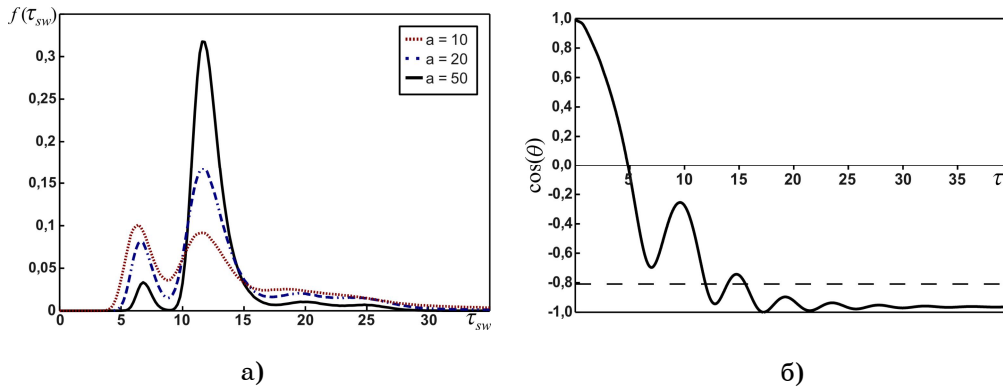
Поскольку процесс перемагничивания ФНЧ носит случайный характер, среднее время переключения магнитного момента не является самодостаточной характеристикой, поскольку сами времена переключения могут быть распределены различным образом. Проведенное численное исследование показали, что в случае, когда амплитуда вращающегося поля достаточно велика, и переориентация вектора  $\mathbf{m}$  осуществляется благодаря внешнему полю, функция распределения представляет собой неунимодальную кривую с несколькими минимумами и максимумами (рис. 5 а). Это связано с тем, что при включении внешнего детерминистического поля за счет динамических процессов в различные моменты времени магнитный



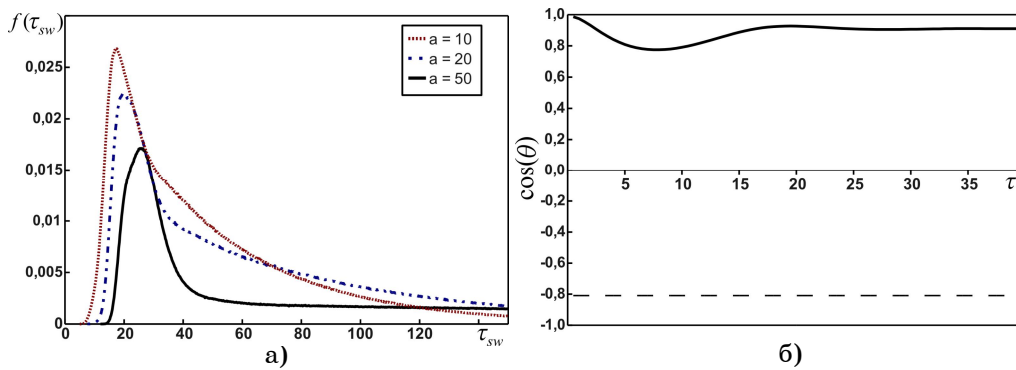
**Рис. 4** – Зависимость времени переключения от амплитуды вращающегося поля для различных параметров  $a$ : а) случай малых амплитуд вращающегося поля; б) случай больших амплитуд вращающегося поля; в) временные зависимости  $\cos\theta$  магнитного момента для детерминистического случая при различных амплитудах вращающегося поля

момент ФНЧ в различной степени отстоит от положения с максимальной энергией (рис. 5 б). И в те промежутки времени, когда  $\mathbf{m}$  имеет наибольшую энергию, вероятность его переориентации в новое состояние достигает максимальных значений. При этом относительная разница между минимумами и максимумами распределения тем меньше, чем большей есть температура. Таким образом, реальные времена перемагничивания могут с практически одинаковой вероятностью принимать отличающиеся в несколько раз значения.

В случае же малых амплитуд поля, когда переключение возможно лишь в присутствии тепловых шумов, функция распределения приобретает вид ассиметричной унимодальной кривой, которая достаточно слабо убывает, что особенно выражено для больших температур (см. рис. 6а). Т.е., как и следовало ожидать, распределение есть более «размытым». Наличие максимума распределения связано с максимальным отклонением  $\mathbf{m}$  от положения равновесия, как и в предыдущем случае.



**Рис. 5** – Распределение времени переключения ( $\tilde{h} = 0,4$ ): а) функция распределения; б) временная зависимость косинуса полярного угла магнитного момента для детерминистического случая.



**Рис. 6** – Распределение времени переключения ( $\tilde{h} = 0,2$ ): а) функция распределения; б) временная зависимость косинуса полярного угла магнитного момента для детерминистического случая.

Моделирование проводилось для следующих параметров:  $\Omega = 0,5$ ,  $\lambda = 0,2$ . Для построения каждой кривой распределения было осуществлено  $2,5 \cdot 10^7$  независимых реализаций.

#### 4. ВЫВОДЫ

Используя стохастическое уравнение Ландау-Лифшица, в данной работе численно изучалось влияние теплового шума на процесс перемагничивания ФНЧ внешним циркулярно-поляризованным полем, частота которого близка к резонансной. В частности, были найдены зависимости времени переключения от температуры, из которых следует, что флуктуации в зависимости от их интенсивности могут как ускорять, так и замедлять процесс переключения магнитного момента между двумя устойчивыми состояниями. Также установлены и проанализированы зависимости времени переключения амплитуды вращающегося поля. Показано, что для малых амплитуд поля время переключения сильно зависит от температуры, в то время как для больших амплитуд такая зависимость очень слабая.



Получены распределения времен переключения  $m$ , которые в зависимости от амплитуды внешнего поля могут иметь различный характер. Показано, что в случае, когда переключение происходит за счет внешнего поля, реальные времена переключения могут принимать значения, отличающиеся в несколько раз с практически одинаковой вероятностью за счет тепловых флуктуаций. Данная информация имеет принципиальное значение для разработки новых методов магнитной записи с использованием циркулярно-поляризованного поля.

#### STOCHASTIC DYNAMICS OF THE NANOPARTICLE MAGNETIZATION DRIVEN BY A CIRCULARLY POLARIZED MAGNETIC FIELD

*A.Yu. Polyakov, T.V. Lyuty*

Sumy State University,  
2, Rymsky-Korsakov Street, 40007, Sumy, Ukraine  
E-mail: [polyakov@oeph.sumdu.edu.ua](mailto:polyakov@oeph.sumdu.edu.ua)

*The results of the numerical study of both circularly polarized magnetic field and thermal fluctuation influence on a uniaxial ferromagnetic nanoparticle are represented in the article. The model of such a system is based on the stochastic Landau-Lifshitz equation. The investigations targeted on the derivation of the optimal switching parameters for nanoparticle magnetic moment that has two equilibrium states caused by uniaxial anisotropy.*

**Keywords:** FERROMAGNETIC NANOPARTICLES, CIRCULARLY POLARIZED MAGNETIC FIELD, STOCHASTIC LANDAU-LIFSHITZ EQUATION, SWITCHING TIME.

#### СТОХАСТИЧНА ДИНАМІКА НАМАГНІЧЕНОСТІ НАНОЧАСТИНКИ У ЦИРКУЛЯРНО-ПОЛЯРИЗОВАНОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ

*О.Ю. Поляков, Т.В. Лютий*

Сумський державний університет,  
вул. Римського-Корсакова, 2, 40007, Суми, Україна  
E-mail: [polyakov@oeph.sumdu.edu.ua](mailto:polyakov@oeph.sumdu.edu.ua)

*Наведені результати чисельного дослідження сумісного впливу циркулярно-поляризованого магнітного поля і теплових флуктуацій на динаміку одновісної ферромагнітної наночастинки. В основу моделі об'єкту, що вивчається, покладено стохастичне рівняння Ландау-Ліфшиця. Дослідження спрямовані на пошук оптимальних параметрів перемикання магнітного моменту між двома стійкими станами, які зумовлені одноосною анізотропією.*

**Ключові слова:** ФЕРОМАГНІТНА НАНОЧАСТИНКА, ЦИРКУЛЯРНО-ПОЛЯРИЗОВАНЕ МАГНІТНЕ ПОЛЕ, СТОХАСТИЧНЕ РІВНЯННЯ ЛАНДАУ-ЛІФШИЦЯ, ЧАС ПЕРЕМАГНІЧУВАННЯ.

#### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. S.N. Piramanayagam, K. Srinivasan, *J. Magn. Magn. Mater.* **321**, 485 (2009).
2. A. Kikitsu, *J. Magn. Magn. Mater.* **321**, 526 (2009).
3. H.J. Richter, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, R149 (2007).
4. Ph. Moriarty, *Rep. Prog. Phys.* **64**, 297 (2001).

5. Q.A. Pankhurst, J. Connolly, S.K. Jones, J. Dobson, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, R167 (2003).
6. Q.A. Pankhurst, J. Connolly, S.K. Jones, J. Dobson, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 224001 (2009).
7. T. Atanasijevic, A. Jasanoff, *Nat. Protoc.* **2**, 2582 (2007).
8. A. Jordan, R. Scholz, P. Wust, H. Fahling, R. Felix, *J. Magn. Magn. Mater.* **201**, 413 (1999).
9. S.-J. Han, S. Wang, *Journal of The Association for Laboratory Automation* **15**, 93 (2003).
10. J. Kim, Yu. Piao, N. Lee, Y.I. Park, I.-H. Lee, J.-H. Lee., S.R. Paik, T. Hyeon, *Adv. Mater.* **22**, 57 (2010).
11. G. Bertotti, C. Serpico, I. Mayergoyz, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 724 (2001).
12. C. Thirion, W. Wernsdorfer, D. Mailly, *Nat. Mater.* **2**, 524 (2003).
13. Z.Z. Sun, X.R. Wang, *Phys. Rev. B* **74**, 132401 (2006).
14. S.I. Denisov, T.V. Lyutyu, P. Hanggi, K.N. Trohidou, *Phys. Rev. B* **74**, 104406 (2006).
15. Т.В. Лютый, А.Ю. Поляков, *Металлофиз. новейшие технол.* **30**, 429 (2008).
16. T.V. Lyutyu, A.Yu. Polyakov, A.V. Rot-Serov, C. Binns, *J. Phys.: Condens. Matter*, **21**, 396002 (2009).
17. S.I. Denisov, K. Sakmann, P. Talkner, P. Hanggi, *Phys. Rev. B* **75**, 184432 (2007).
18. E. Stoner, E. Wohlfarth, *IEEE T. Magn.* **27**, 3475 (1991).
19. P.E. Kloeden, E. Platen, H. Schurz, *Numerical Solution of SDE Through Computer Experiments* (Berlin: Springer: 1994).