

Время переключения магнитного момента в циркулярно-поляризованном поле

А.Ю. Поляков*

Сумский государственный университет, ул. Римского-Корсакова, 2, 40007 Сумы, Украина

(Получено 30.08.2012; в отредактированной форме – 11.10.2012; опубликовано online 30.10.2012)

Предметом изучения является эффект переключения намагниченности одноосной наночастицы под действием поля, циркулярно-поляризованного в плоскости, перпендикулярной легкой оси в присутствии тепловых флуктуаций. Детально исследуется частотная зависимость времени переключения магнитного момента из одного равновесного состояния в другое, указывается на ее резонансный характер и принципиальную зависимость от направления вращения поля. Обсуждается влияние режима прецессии на время переключения. Проводится сравнительный анализ времени переключения со временем жизни прецессионной моды. Изучается влияние параметра затухания и амплитуды внешнего поля на время переключения.

Ключевые слова: Ферромагнитная наночастица, Магнитный момент, Время переключения, Циркулярно-поляризованное поле, Стохастическое уравнение Ландау-Лифшица.

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

1. ВВЕДЕНИЕ

Наноразмерные магнитные частицы представляют большой интерес как элементная база в устройствах хранения информации [1]. В таких устройствах для хранения одного бита информации используется одноосная магнитная наночастица, а значение бита определяется направлением ее магнитного момента. Упорядоченный ансамбль таких частиц является перспективной заменой магнитной пластины в жестких дисках. Такая замена повысит плотность записи на несколько порядков. Так в [2] показано, что частицы из редкоземельных переходных металлов могут обеспечить плотность записи в 40-100 Гбит/дюйм².

Перезапись информации в таких устройствах осуществляется перемагничиванием наночастицы внешним полем. Для обеспечения термической стабильности намагниченности наночастицы, т.е. предотвращение ее перехода в суперпарамагнитное состояние, используются частицы с большой константой анизотропии, что обуславливает большую амплитуду внешнего поля для перезаписи.

Амплитуду поля переключения можно понизить приложив дополнительно поле высокой частоты. В работе [3] это впервые было показано как экспериментально, так и теоретически. Этот способ перемагничивания наночастиц получил название Microwave Assisted Switching (MAS), и в настоящее время активно исследуется как теоретически [4-6], так и экспериментально [7-8].

Одной из форм высокочастотного поля является циркулярно поляризованное поле. Особенность воздействия такого поля заключается в том, что в зависимости от его амплитуды и частоты возможна генерация в общем случае трех режимов однородной прецессии, т.е. когда угол конуса прецессии постоянен, или неоднородного режима прецессии, т.е. когда данный угол изменяется периодически [9-12]. В свою очередь, режимы однородной прецессии отличаются величиной угла ее конуса, который может быть как больше, так и меньше 90°. Переходы между режи-

мами осуществляются скачкообразно, и если знак проекции магнитного момента на выбранную ось изменяется в результате одного из переходов, то можно говорить о переключении магнитного момента. Такое переключение, по сути, и представляет процесс записи бита информации.

Поскольку предполагается, что процесс записи ведется при некоторой температуре, кроме взаимодействия магнитного момента наночастицы с внешним полем, необходимо также учитывать взаимодействие с термостатом. Кроме того, актуальность рассмотрения стохастической модели обусловлена, в том числе, и потенциалом такого метода перемагничивания как Heat Assisted Switching, который заключается в дополнительном нагревании одновременно с действием внешнего поля. При этом значительно падает коэрцитивность наночастицы, что ведет к уменьшению минимальной амплитуды переключения [см., например, 13, 14]. Стоит отметить, что поскольку скорость релаксации магнитного момента всегда намного больше скорости изменения температуры частицы, для задач переключения магнитного момента температуру частицы можно считать постоянной.

Аналитическое описание стохастического поведения магнитного момента в переменном внешнем поле чрезвычайно сложно, поэтому исследования в этой области представлены в современной литературе не так широко, однако при этом спектр используемых методологий достаточно широк (см., например [5, 15, 16]).

Одним из наиболее последовательных циклов работ в этом направлении опубликован группой проф. Денисова С.И. Подход, положенный в основу, базируется на решении обратного уравнения Фоккера-Планка [17] и восходит к задаче о среднем времени переориентации магнитного момента [18]. В рамках данного подхода, в частности, был описан феномен термоиндуцированной намагниченности в присутствии циркулярно-поляризованного поля [19], время переключения магнитного момента в пределе высоких частот [20, 21], а, также, среднее время жизни прецессионной моды магнитного момента [22].

* alexander.p1987@gmail.com

Полученные аналитические результаты в значительной степени дополнены численным моделированием, основанном на решении стохастического уравнения Ландау-Лифшица [18], представленными в работах [22, 23]. Одним из важных численных результатов работы [22] являются частотные зависимости времен жизни прецессионных режимов магнитного момента во вращающемся поле. Однако практический интерес представляют также времена переориентации магнитного момента, частотные зависимости которых, остались неописанными в силу выхода за рамки концепции [22] и недостаточной мощности используемых вычислительных средств на момент подготовки [23].

Настоящая работа имеет целью восполнить указанный пробел и подробно описать время переориентации магнитного момента одноосной ферромагнитной наночастицы, возбуждаемого циркулярно-поляризованным полем в широком диапазоне частот в присутствии термостата.

2. ИЗУЧАЕМАЯ МОДЕЛЬ

В данной работе рассматривается одноосная ферромагнитная наночастица, магнитный момент которой \mathbf{m} постоянен по абсолютному значению $|\mathbf{m}| = \text{const}$. Считаем, что легкая ось наночастицы направлена вдоль оси z декартовой системы координат. Динамика магнитного момента описывается уравнением 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 $\gamma = 1,76 \cdot 10^{11}$ рад Тл⁻¹ с⁻¹ – гиромангнитное 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, статистические характеристики которого имеют вид

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{n}_i(t) \rangle &= 0, \\ \langle \mathbf{n}_i(0) \cdot \mathbf{n}_j(t) \rangle &\equiv 2D\delta(t)\delta_{ij}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $i, j = x, y, z$, $D = \lambda k_B T \gamma m$ – интенсивность шума, k_B – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

Эффективное поле, действующее на магнитный момент наночастицы может быть представлено в виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\text{eff}} &= -\frac{\partial W}{\partial \mathbf{m}} = \mathbf{H}_a + \mathbf{h}(t) = \\ &= H_a \frac{m_z}{m} \mathbf{e}_z + h \cos(\omega t) \mathbf{e}_x + \rho h \sin(\omega t) \mathbf{e}_y, \end{aligned} \quad (3)$$

здесь \mathbf{H}_a – поле анизотропии, \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y и \mathbf{e}_z – единичные векторы декартовой системы координат x, y, z , ρ – параметр, указывающий на направление вращения циркулярно поляризованного поля (при $\rho = 1$ – поле вращается против часовой стрелки, т. е. естественная прецессия магнитного момента и вращающееся поле сонаправлены, при $\rho = -1$ – поле вращается по часовой стрелке), ω – частота вращающегося поля.

Выполнив замену $\tilde{\mathbf{H}}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{eff}} / H_a$, $\tilde{h} = h / H_a$, $\tilde{\omega} = \omega / \omega_r$, $\tilde{t} = \omega_r t$, где $\omega_r = \gamma H_a$ – резонансная частота, и принимая $m = 1$, получим преобразованное стохастическое уравнение Ландау-Лифшица

$$\frac{d\mathbf{m}}{d\tilde{t}} = -\mathbf{m} \times \tilde{\mathbf{H}}_{\text{eff}} - \lambda \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \tilde{\mathbf{H}}_{\text{eff}}) - \sqrt{\frac{\lambda}{a}} \mathbf{m} \times \boldsymbol{\eta}, \quad (4)$$

где безразмерное эффективное поле определяется выражением (5)

$$\tilde{\mathbf{H}}_{\text{eff}} = \frac{m_z}{m} \mathbf{e}_z + \tilde{h} \cos(\tilde{\omega} \tilde{t}) \mathbf{e}_x + \rho \tilde{h} \sin(\tilde{\omega} \tilde{t}) \mathbf{e}_y. \quad (5)$$

В выражении (4) $\boldsymbol{\eta} = \eta_x \mathbf{e}_x + \eta_y \mathbf{e}_y + \eta_z \mathbf{e}_z$, где η_x, η_y, η_z источники независимых дельта-коррелированных гауссовских белых шумов, $a = m H_a / 2 k_B T$. Для дальнейших расчетов принимается $a = 10$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1 Фазовая диаграмма для случая включения вращающегося поля

Время переключения магнитного момента определяется характером его динамики под воздействием внешнего поля. Наглядное представление о многообразии вариантов прецессионных режимов \mathbf{m} , а также переходов между ними, можно получить из т.н. фазовых диаграмм предложенных в [10-12]. В тоже время, прямое использование результатов, полученных в указанных работах будет некорректным, поскольку для их получения параметры поля изменялись квазинепрерывным способом от нуля до максимального значения. Данное же исследование предполагает резкое включение поля, при котором возникающие переходные процессы могут обусловить необратимые переходы, способные изменить вид фазовой диаграммы. С этой целью была получена соответствующая фазовая диаграмма для случая включения вращающегося поля (рис. 1). Здесь для каждой пары значений частоты и амплитуды за начальное положение принимается направление магнитного момента вдоль оси z , т.е. $m_z = 1$, и в момент времени $\tilde{t} = 0$ на магнитный момент начинает действовать внешнее поле заданной амплитудой \tilde{h} и частотой $\tilde{\omega}$. Дальнейшая динамика \mathbf{m} моделируется решая детерминистическое уравнение Ландау-Лифшица методом Рунге-Кутты 4-го порядка с шагом интегрирования $\Delta \tilde{t} = 0.001$. Устоявшееся решение и определяет режим прецессии для точки фазовой диаграммы с координатами $(\tilde{\omega}, \tilde{h})$.

Кратко охарактеризуем возможные режимы. Как было показано в [10-12], под действием вращающегося поля прецессия магнитного момента может быть неоднородной, при которой угол конуса прецессии периодически изменяется. Этот режим еще называется квазипериодическим, или Q-режимом. Особенность такого режима состоит в том, что период изменений угла не кратен периоду вращающегося поля и не равен ему, как это имеет место для режима однородной прецессии (или P-режима).

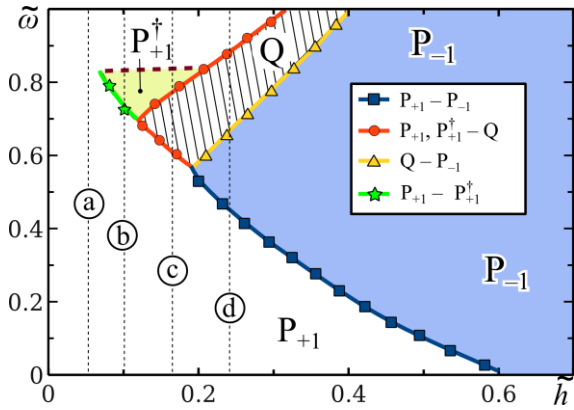


Рис. 1 – Фазовая диаграмма прецессионных режимов для случая включения внешнего поля. Набор амплитуды a, b, c и d соответствует характерным сценариям смены режимов прецессии. Здесь и далее принималось $\lambda = 0.15$

В случае левой поляризации ($\rho = 1$) вращающегося поля на фазовой диаграмме существуют три области, характеризующие однородную прецессию. Для первой из них выполняется условие $m_z > 0$ и она обозначается как P_{+1} . Для второй, соответственно, выполняется условие $m_z < 0$ и она условно обозначается как P_{-1} на диаграмме. И, наконец, при частотах близких к резонансной возможна генерация третьего, так называемого промежуточного R-режима, который обозначим как P_{+1}^\dagger . Его отличие от режима P_{+1} состоит в большем значении угла конуса прецессии, который скачкообразно увеличивается при переходе $P_{+1} \rightarrow P_{+1}^\dagger$.

Амплитуды $\tilde{h} = 0.05$ (a), $\tilde{h} = 0.10$ (b), $\tilde{h} = 0.18$ (c) и $\tilde{h} = 0.25$ (d) соответствуют всем возможным переходам между режимами при фиксированной амплитуде и переменной частоте.

3.2 Среднее время переключения

Как и в предыдущем исследовании [23], здесь под средним временем переключения \tilde{T}_{sw} понимается среднее время, которое необходимо магнитному моменту для преодоления потенциального барьера и достижения окрестности нового равновесного состояния. Для численного счета такое положение принималось $\theta = 0.8\pi$, т.е. $m_z = \cos(0.8\pi) = -0.81$. Иными словами, под временем переориентации подразумевается время, за которое проекция на ось z магнитного момента m_z под воздействием внешних полей следуя из начального состояния $m_z = 1$ впервые пересечет значение $m_z = -0.81$.

Все численные данные в данной работе были получены усреднением по 1000 независимым запускам, в рамках каждого решалось уравнение (4). Поскольку процесс накопления большого количества данных требует больших вычислительных мощностей, для решения этой задачи были применены параллельные вычисления с графической карты GeForce GTS 450 компании Nvidia, с поддержкой технологии CUDA. Данная технология является оптимальной с точки зрения соотношения аппаратной стоимости и быстродействия, а используемый алгоритм не требователен к памяти и не содержит ветвлений.

В каждом запуске предполагалось, что в момент времени $\tilde{t} = 0$ происходит одновременное включение как внешнего поля заданной частоты и амплитуды, так теплового шума. В то же время, в работе [22] при получении среднего времени жизни прецессионной моды \tilde{T}_{ml} , сначала находилось устоявшееся решение детерминистического уравнения Ландау-Лифшица для заданных $\tilde{\omega}$ и \tilde{h} . Для этого при фиксированной частоте $\tilde{\omega}$ величина амплитуды увеличивалась с маленьким шагом $d\tilde{h}$ до заданной величины \tilde{h} , причем на каждом шаге $d\tilde{h}$ системе предоставлялось достаточно времени для перехода в стационарное состояние. И лишь после нахождения устоявшегося решения, которое соответствует заданным $\tilde{\omega}$ и \tilde{h} , включался тепловой шум.

На рис. 2 изображены частотные зависимости для величин \tilde{T}_{sw} и \tilde{T}_{ml} . Как видно, для обеих зависимостей характерны:

- резонансный характер;
- резкая зависимость от направления поляризации;
- асимметрия для случая больших и малых частот;
- наличие максимума для правой поляризации ($\rho = -1$) и минимума для левой ($\rho = +1$);
- минимум для случая $\rho = +1$ гораздо ярче выражен, чем максимум для $\rho = -1$.

Примечательно, что существенное различие между суть разными по смыслу и по способу получения величинами $\tilde{\omega}$ наблюдается лишь в окрестности резонансной частоты для случая левой поляризации поля ($\rho = +1$) (см. рис. 2а).

В частотном диапазоне $\tilde{\omega} = (0.1...0.5)$ выполняется условие $\tilde{T}_{sw} < \tilde{T}_{ml}$, поскольку за счет так называемых переходных процессов магнитный момент способен близко подойти к потенциальному барьеру и осуществить необратимый переход $P_{+1} \rightarrow P_{-1}$ даже без участия тепловых флуктуаций.

В частотном же диапазоне $\tilde{\omega} = (0.5...1.0)$ наоборот справедливо условие $\tilde{T}_{sw} > \tilde{T}_{ml}$ (см. рис. 2б). Здесь роль играет генерация Q-режима, которая не позволяет осуществить переориентацию магнитного момента за счет динамических процессов, поскольку переход $P_{+1} \rightarrow Q$ является обратимым. Стартовая позиция \mathbf{m} для поиска \tilde{T}_{ml} в данных условиях соответствует устоявшемуся Q режиму как по полярному так и азимутальному углам, в то время как стартовая позиция для поиска \tilde{T}_{sw} соответствует невозмущенному положению \mathbf{m} . Поэтому, магнитному моменту требуется некоторое дополнительное время для приближения к стационарному для данных параметров поля состоянию, что и приводит к выполнению условия $\tilde{T}_{sw} > \tilde{T}_{ml}$.

Качественно различное поведение зависимостей $\tilde{T}_{sw}(\tilde{\omega})$ рис. 2а в зависимости от направления поляризации ($\rho = \pm 1$) представляет собой один из ключевых результатов с точки зрения потенциального применения циркулярно-поляризованного поля для перемагничивания наночастицы в процессе магнитной записи (MAS). В зависимости от направления вращения поля возможно как резонансное уменьшение времени переключения, так и его резонансное повышение.

Интересной особенностью зависимости $\tilde{T}_{sw}(\tilde{\omega})$, представленной на рис. 2б является ее неразрывность. Как следует из данных рис. 1 для амплитуды поля $\tilde{h} = 0.25$ магнитный момент для различных диапазонов частот демонстрирует различные режимы прецессии, качественно отличающиеся друг от друга. Такие отличия позволяют предположить о различиях во временах переключения, выражающихся в разрывах на зависимости $\tilde{T}_{sw}(\tilde{\omega})$ в местах смены режимов. Однако, численный эксперимент не подтверждает эти предположения и указанная зависимость представляет собой гладкую унимодальную кривую с минимумом около $\tilde{\omega}_{min} = 0.46$. Подобные результаты наблюдались и для среднего времени жизни прецессионной моды \tilde{T}_{ml} в работе [22].

Сходным образом ведут себя зависимости $\tilde{T}_{sw}(\tilde{\omega})$ для других амплитуд поля (см. рис. 3) с той лишь разницей, что положения минимума смещается в сторону больших частот с убыванием амплитуды поля. Это объясняется тем, что переключение магнитного момента для поля с меньшей амплитудой в детерминистическом случае происходит для больших частот.

Время переключения \tilde{T}_{sw} будет определяться, в том числе, и внутренними параметрами: полем анизотропии H_a и параметром затухания λ . Исходя из связи приведенного и обычного времени $\tilde{t} = \omega t$, $t = \gamma H_a t$, а также приведенной и реальной амплитуды поля

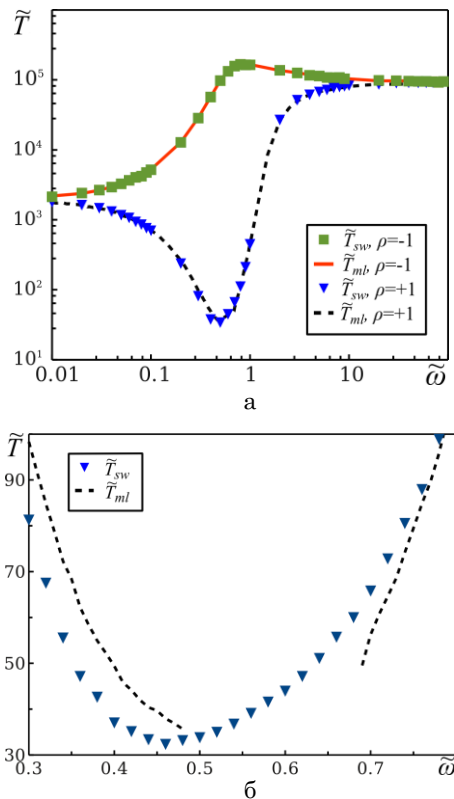


Рис. 2 – Сравнение частотных зависимостей времени переориентации и времени жизни режима прецессии: а) график зависимости для широкого диапазона частот для левой и правой поляризации вращающегося поля, б) область резонансной частоты поля. Амплитуда поля $\tilde{h} = 0.25$

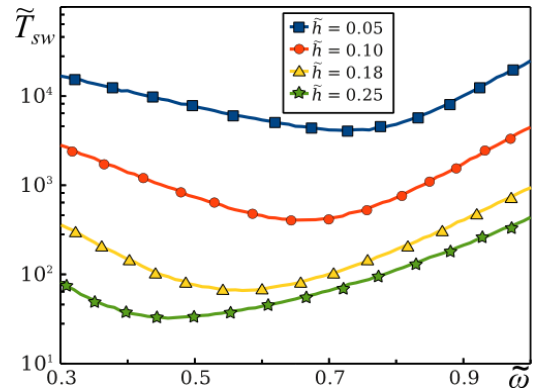


Рис. 3 – Частотные зависимости времени переключения для различных амплитуд вращающегося поля

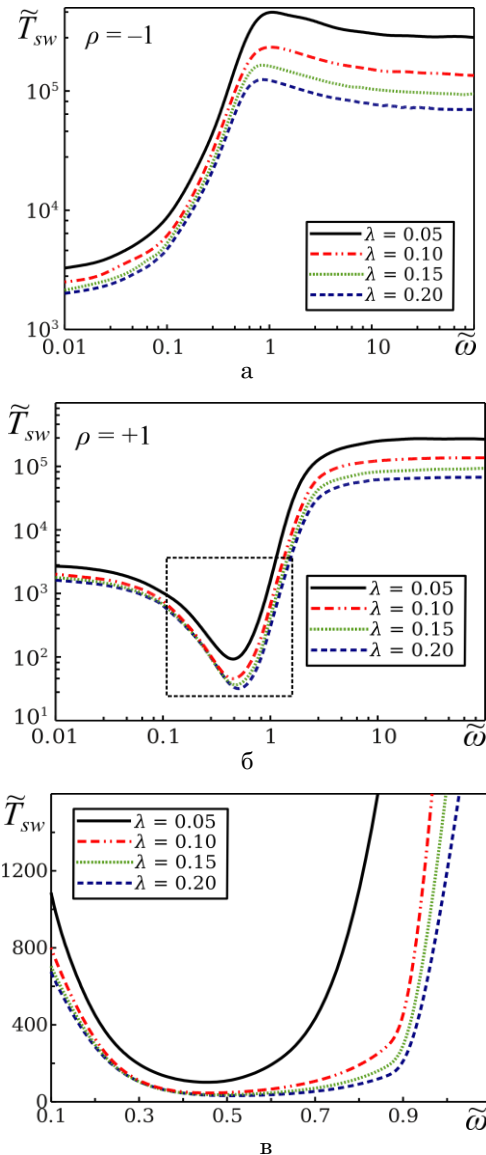


Рис. 4 – Частотная зависимость времени переориентации для разных параметров затухания $\tilde{h} = 0.25$

$\tilde{h} = h/H_a$, влияние поля анизотропии на время переключения очевидно. Для выяснения влияния параметра затухания была проведена серия численных

испытаний, результаты которых приведены на рис. 4.

Как видно из графиков, \tilde{T}_{sw} уменьшается вместе с λ . Это говорит о том, что магнитные материалы, обеспечивающие большое затухание, являются более предпочтительными с точки зрения времени записи. При этом, величина \tilde{T}_{sw} быстро растет с убыванием λ , что продемонстрировано на рис. 5 для пределов малых (рис. 5а) и больших (рис. 5б) частот, а также для частот, соответствующих минимальному времени переключения для левой поляризации поля (рис. 5в).

Следует отметить, что полученные здесь численные результаты для предела низких частот качественно совпадают с аналитическими, полученными в [22] для времени жизни режима прецессии в пределе высокого потенциального барьера (см. рис. 5а). Различия этих зависимостей связаны в первую очередь с тем, что при численном моделировании параметр a , характеризующий относительную высоту потенциального барьера, выбирался не очень большим ($a = 10$) для ускорения счета. Различия же обусловлены разными процедурами вычисления времени переключения и среднего времени жизни моды здесь не играют значительной роли, подтверждением чему является асимптотическое совпадение зависимостей $\tilde{T}_{sw}(\tilde{\omega})$ и $\tilde{T}_{ml}(\tilde{\omega})$ при $\tilde{\omega} \rightarrow 0$ (см. рис. 2а) для амплитуды поля $\tilde{h} = 0.25$.

4. ВЫВОДЫ

В статье проведен всесторонний анализ зависимости времени переключения магнитного момента циркулярно-поляризованным полем от частоты при наличии теплового шума. Анализ базировался на численном решении стохастического и детерминистического уравнений Ландау-Лифшица. Численное моделирование осуществлялось с использованием параллельных вычислений и технологии CUDA.

Была получена частотная зависимость времени переключения $\tilde{T}_{sw}(\tilde{\omega})$, которая демонстрирует резонансный характер, несовпадение асимптотик в случае больших и малых частот, а также качественные отличия в зависимости от направления вращения поля. Так, если направление вращения поля совпадает с направлением естественной прецессии, происходит резонансное уменьшение времени переключения, в то время как, если указанные направления противоположны, происходит, наоборот, резонансное повышение времени. При этом асимптотики для больших и малых частот в случае различных направлений поляризации совпадают, что служит дополнительной верификацией справедливости полученных результатов.

Было установлено, что смена прецессионных режимов не оказывает воздействия на характер частотной зависимости $\tilde{T}_{sw}(\tilde{\omega})$, что выражается в отсутствии разрывов на ней.

Полученные результаты относительно $\tilde{T}_{sw}(\tilde{\omega})$ были сравнены с уже известными [22] по среднему времени жизни прецессионной моды $\tilde{T}_{ml}(\tilde{\omega})$. Было показано, что эти суть разные величины практически совпадают в областях больших и малых частот и отличаются лишь в окрестности резонансной частоты.

При этом в случае левой поляризации поля ($\rho = 1$) для меньших частот справедливо условие $\tilde{T}_{sw} < \tilde{T}_{ml}$, тогда как для больших – $\tilde{T}_{sw} > \tilde{T}_{ml}$.

Наконец, было проанализировано влияние параметра затухания на время переключения. Показано, что с уменьшением λ наблюдается быстрый рост \tilde{T}_{sw} во всем диапазоне частот.

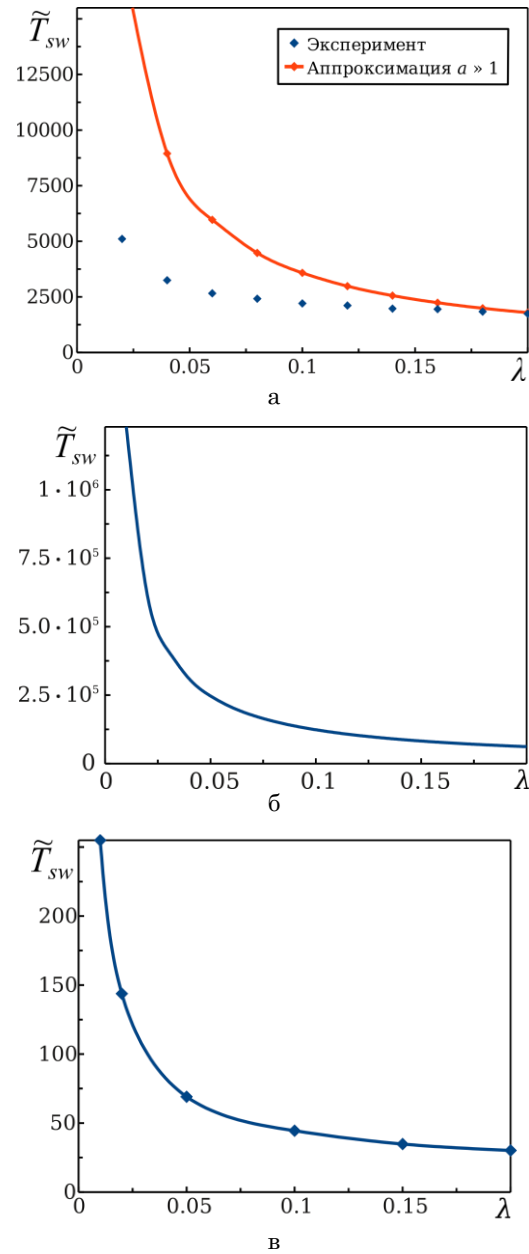


Рис.5 – Зависимость времени переключения от параметра затухания: а – $\tilde{\omega} = 0$, б – $\tilde{\omega} \rightarrow \infty$, в – $\min(\tilde{T}_{sw}) = f(\lambda)$

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность Лютому Т.В. за плодотворную дискуссию и ценные замечания. Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки, молодежи и спорта Украины, проект No 0112U001383, а также в рамках Программы обучения и стажировки студентов, аспирантов и преподавателей за рубежом (приказ № 411 от 13.04.2011).

Switching Time of Magnetic Moment Driven by Circularly Polarized Field

A.Yu. Polyakov

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

The magnetization switching effect of the uniaxial nanoparticle driven by a circularly polarized in the plane perpendicular to the easy axis field in the presence of thermal fluctuations is studied. The frequency dependence of the magnetic moment switching time from one equilibrium state to another is investigated in details, indicating its resonant character and fundamental dependence on the direction of rotation of the field. The effect of precession mode on switching time is discussed. A comparative analysis of the switching time with a lifetime for precession modes is done in this paper. We study the influence of the damping parameter and the amplitude of the external field on the switching time.

Keywords: Ferromagnetic nanoparticle, Magnetic moment, Switching time, Circularly polarized field, Stochastic Landau-Lifshitz equation.

Час перемикання магнітного моменту в циркулярно-поляризованому полі

О.Ю. Поляков

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

Предметом вивчення є ефект перемикання намагніченості одновісної наночастинки під дією поля, циркулярно-поляризованого в площині, перпендикулярній до легкої осі в присутності теплових флуктуацій. Детально досліджується частотна залежність часу перемикання магнітного моменту з одного рівноважного стану в інший, вказується на її резонансний характер і принципову залежність від напрямку обертання поля. Обговорюється вплив режиму прецесії на час перемикання. Проводиться порівняльний аналіз часу перемикання з часом життя прецесійної моди. Вивчається вплив параметра загасання і амплітуди зовнішнього поля на час перемикання.

Ключові слова: Феромагнітна наночастинка, Магнітний момент, Час перемикання, Циркулярно-поляризоване поле, Стохастичне рівняння Ландау-Ліфшиця.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. T. Hyeon, *Chem. Commun.* **8**, 927 (2003).
2. D. Weller, A. Moser, L. Folks, M.E. Best, W. Lee, M.F. Toney, et al. *IEEE Trans. Magn.* **36**, 10 (2000).
3. C. Thirion, W. Wernsdorfer, and D. Mailly, *Nat. Mater.* **2**, 524 (2003).
4. K. Gao, M. Benakli *J. Appl. Phys.* **94**, 102506 (2009).
5. S. Okamoto, M. Igarashi, N. Kikuchi, O. Kitakami *J. Appl. Phys.* **107**, 123914 (2010).
6. A. Sukhov, J. Berakdar, *Phys. Rev. B* **79**, 134433 (2009).
7. G. Woltersdorf, C.H. Back *Phys. Rev. Lett.* **99**, 227207 (2007).
8. Y. Nozaki, M. Ohta, S. Taharazako, K. Tateishi, S. Yoshimura, K. Matsuyama *Appl. Phys. Lett.* **91**, 082510 (2007).
9. G. Bertotti, C. Serpico, I. Mayergoyz, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 724 (2001).
10. T.V. Lyutyu, A.Yu. Polyakov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.* **30**, 429 (2008).
11. T.V. Lyutyu, A.Yu. Polyakov, A.V. Rot-Serov, and C. Binns *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 396002 (2009).
12. S.I. Denisov, T.V. Lyutyu, C. Binns, P. Hänggi, *J. Magn. Mater.* **322**, 1360 (2010).
13. M.H. Kryder, E.C. Gage, T.W. McDaniel, W.A. Challener, R.E. Rottmayer, Ganping Ju, Yiao-Tee Hsia, M.F. Erden, *Proc. IEEE* **96**, 1810 (2008).
14. W.A. Challener, Chubing Peng, A. V. Itagi, D. Karns, Wei Peng, Yingguo Peng, Xiao Min Yang, Xiaobin Zhu, N.J. Gokemeijer, Y.-T. Hsia, G. Ju, Robert E. Rottmayer, Michael A. Seigler, and E.C. Gage, *Nat. Photonics* **3**, 220 (2009).
15. X. Wang, P. Ryan, *J. Appl. Phys.* **108**, 083913 (2010).
16. I. Mayergoyz, G. Bertotti, C. Serpico, *Phys. Rev. B* **83**, 020402(R) (2011).
17. К.В. Гардинер, *Стохастические методы в естественных науках* (М.: Мир: 1986) (C.W. Gardiner, *Handbook of Stochastic Methods*, 2nd ed. (Springer-Verlag: Berlin: 1990)).
18. S.I. Denisov, A.N. Yunda, *Physica B* **245**, 282 (1998).
19. S.I. Denisov, T.V. Lyutyu, P. Hänggi, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 227202 (2006).
20. S.I. Denisov, K. Sakmann, P. Talkner, and P. Hänggi, *Phys. Rev. B* **75**, 184432 (2007).
21. S.I. Denisov, K. Sakmann, P. Talkner, P. Hänggi, *Europhys. Lett.* **76**, 1001 (2006).
22. S.I. Denisov, A.Yu. Polyakov, and T.V. Lyutyu, *Phys. Rev. B* **84**, 174410 (2011).
23. A.Yu. Polyakov, T.V. Lyutyu, *J. Nano-Electron. Phys.* **2** No 4, 12 (2010).