Эффект перемагничивания малых частиц во внешнем переменном магнитном поле

Д. В. Вагин[1,2,a], О. П. Поляков[1]

[1] *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

[2] *Институт проблем управления имени В. А. Трапезникова РАН. Россия, 117997, Москва, Профсоюзная ул., д. 65, ГСП-7, В-342.*

E-mail: [a]*vagin@physics.msu.ru*

Статья поступила 15.02.2011, подписана в печать 28.04.2011

Проведено аналитическое и численное исследование нелинейной динамики сферической магнитной частицы и ансамбля таких частиц во внешнем осциллирующем поле на основе уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта. Получены точные аналитические формулы, позволяющие рассчитывать проекции средней по времени намагниченности системы от частоты внешнего поля и начальной ориентации магнитных моментов. Отдельно рассмотрено поведение системы в предельных случаях малых и больших частот. Построенные решения хорошо согласуются с непосредственными численными расчетами уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта.

Ключевые слова: нелинейная динамика, микромагнетизм, магнитные моменты.

УДК: 537.621. PACS: 75.10–b, 75.10.Hk, 75.75.+a, 85.75.–d.

Введение

Для описания поведения магнитных сред чаще всего используется уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ) [1]. Однако в силу существенной нелинейности только в последние годы удалось применить его для всестороннего исследования особенностей временной эволюции вектора намагниченности во внешних переменных полях. В настоящее время актуальными являются численные исследования процессов управления динамикой и перемагничиванием малых частиц [2–14], так как устройства памяти, сенсоры, считывающие информацию элементы разрабатываются пока на базе магнитных объектов (например, тонких однослойных и многослойных прямоугольных полосок размером 1000 нм и менее и толщиной порядка 100–20 нм). Таким образом, математическое моделирование уравнения ЛЛГ имеет не только познавательный интерес — оно непосредственно используется при проектировании новых элементов спинтроники [13,14]. Итак, с точки зрения приложений эти объекты интересны, если их состояние удается воспроизводимым образом контролировать. Для магнитных материалов этого можно добиться при помощи внешнего магнитного поля [1–5]. Однако, как показали последние исследования, управлять динамикой магнитных моментов малых частиц можно и с помощью изменения их формы и конфигурации системы [6–13]. Варьируя форму частицы или конфигурацию системы, приводящую к эквивалентным изменениям размагничивающих полей, можно получать различные режимы динамики намагниченности — поляризацию, прецессию и хаотические колебания — или, напротив, избегать их реализации. Это является особенно важным для технических приложений, таких как конструирование магнитной памяти (MRAM), сверхчувствительных наноэлементов и т. п., поскольку при частотах внешнего поля, сравнимых с характерными частотами прецессии спинов, существенную роль начинают играть сильно нелинейные эффекты, что обусловливает сложный характер динамики магнитных моментов в системе. (Например, хаотические режимы были экспериментально обнаружены в ферритах и проводящих тонких ферромагнитных пленках.) Понимание этих процессов позволит с большей точностью описывать процессы перемагничивания, записи и считывания с магнитных головок и т. д.

Но в подобных нелинейных системах любое малое изменение управляющих параметров способно привести к существенному изменению режима динамики, поэтому в большинстве практически интересных случаев подобные численные решения являются неустойчивыми или же требуют колоссальных затрат времени счета даже при современном уровне вычислительной техники. В связи с этим большую актуальность приобретают аналитические методы и построение простых приближенных моделей для последующего их использования в комплексных численных расчетах. Большинство таких методов в силу сложности исходного уравнения ЛЛГ базируются на теории возмущений, т. е. могут иметь предсказательную силу лишь в области слабо нелинейных эффектов [1, 2]. В настоящей работе построено точное аналитическое решение уравнения динамики магнитных моментов в рамках приближения сферических частиц и частиц с формой в случае направленной вдоль внешнего поля оси анизотропии.

1. Нелинейная динамика векторов намагниченности в малых сферических частицах

В рамках теории Ландау–Лифшица–Гильберта поведение вектора намагниченности определяется следующим уравнением [14]:

$$\frac{d\boldsymbol{M}}{dt} = \gamma[\boldsymbol{M}\frac{\delta W}{\delta \boldsymbol{M}}] + \alpha\frac{[\boldsymbol{M}\dot{\boldsymbol{M}}]}{M},$$

где W — полная магнитная энергия системы, $\boldsymbol{M}$ — вектор намагниченности, γ — гиромагнитное отношение,

α — параметр затухания. Динамика полярного угла Θ магнитного момента $\boldsymbol{M}$ во внешнем переменном поле частоты ω, направленном вдоль оси Z, определяется уравнением [7, 8]

$$\frac{d\Theta}{d\tau} = \alpha p_z \sin\tau \sin\Theta,$$

где $p_z = \frac{1}{1+\alpha^2}\frac{\gamma H_z}{\omega}$, $\tau = \omega t$. Оно имеет аналитическое решение

$$\ln\left|\frac{\operatorname{tg}\frac{\Theta}{2}}{\operatorname{tg}\frac{\Theta_0}{2}}\right| = \alpha p_z(\cos\tau - 1),$$

где Θ_0 — полярный угол, определяющий направление вектора $\boldsymbol{M}$ в начальный момент времени. После алгебраических преобразований получим выражение для полярного угла

$$\cos[\Theta(\tau)] = \frac{2}{\left(\left(\operatorname{tg}\frac{\Theta_0}{2}\right)^2 \exp\left[2\alpha p_z(\cos\tau - 1)\right] + 1\right)} - 1. \tag{1}$$

Усредним выражение (1) по времени, поскольку на практике любой прибор измеряет именно средние по времени величины. Поскольку $\cos[\Theta(\tau)]$ — периодическая функция, усреднение по времени будет эквивалентно усреднению по периоду на временах, больших величины обратной частоты внешнего воздействия:

$$\langle\cos\Theta\rangle = -1 + \frac{2}{\pi}\int_0^\pi \frac{d\tau}{\left(\operatorname{tg}\frac{\Theta_0}{2}\right)^2 \exp\left[-4\alpha p_z\left(\sin\frac{\tau}{2}\right)^2\right] + 1}. \tag{2}$$

Необходимо отметить, что уравнение (2) является точным аналитическим решением уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта для выбранной конфигурации системы. На рис. 1 представлена зависимость компоненты магнитного момента частицы, $M_z = M\cdot\langle\cos\Theta\rangle$ вдоль направления внешнего поля от частоты внешнего воздействия для случая $\alpha = 0.01$, $H_{\text{ext}} = -100$ Э, $\Theta_0 = 0.01$. Сплошная линия на графике соответствует аналитической зависимости (2), точки — непосредственному численному решению уравнения ЛЛГ. Видно, что результаты представленной теории полностью согласуются с данными численного моделирования.

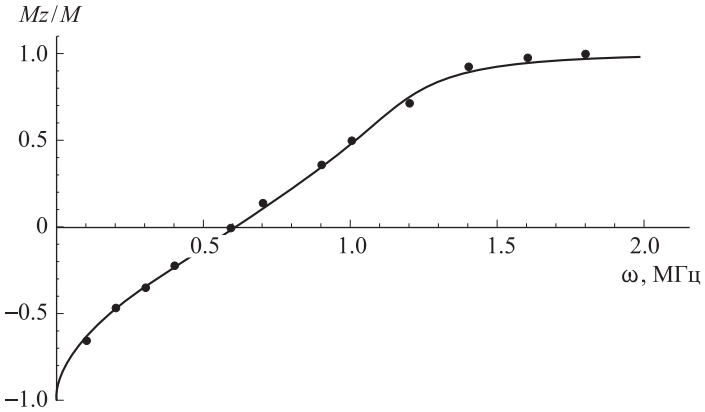

Рис. 1. Зависимость компоненты намагниченности вдоль внешнего поля от частоты. Сплошная линия — аналитическая зависимость (2), точки — данные численного моделирования уравнения ЛЛГ

Далее рассмотрим ансамбль слабовзаимодействующих (находящихся на достаточно больших расстояниях друг от друга) частиц сферической формы со случайной ориентацией намагниченности в начальный момент времени.

Чтобы найти магнитный момент такой системы, необходимо усреднить уравнение (2) по всевозможным ориентациям магнитного момента в начальный момент времени:

$$\langle\langle\cos\Theta\rangle\rangle = -1 + \frac{2}{\pi^2}\int_0^\pi\int_0^\pi \frac{d\tau\, d\Theta_0}{\left(\operatorname{tg}\frac{\Theta_0}{2}\right)^2 \exp\left[-4\alpha p_z\left(\sin\frac{\tau}{2}\right)^2\right] + 1}.$$

Можно показать, что величина отношения проекции вектора намагниченности ансамбля частиц на направление внешнего поля к полному магнитному моменту системы задается выражением

$$\frac{M_z}{M} = \langle\langle\cos\Theta\rangle\rangle = -1 + \frac{2}{\pi}\int_0^\pi \frac{d\tau}{\exp\left[-2\alpha p_z\left(\sin\frac{\tau}{2}\right)^2\right] + 1}. \tag{3}$$

На рис. 2 представлена зависимость компоненты намагниченности ансамбля частиц $M_z = M\cdot\langle\langle\cos\Theta\rangle\rangle$, направленной вдоль вектора внешнего поля, от частоты внешнего воздействия для случая $\alpha = 0.01$, $H_{\text{ext}} = -100$ Э. Сплошная линия на графике соответствует аналитической зависимости (3), точки — непосредственному численному решению уравнения ЛЛГ. Видно, что результаты представленной теории полностью согласуются с данными численного моделирования.

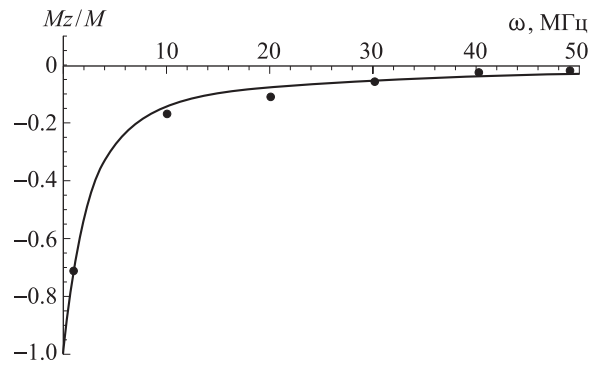

Рис. 2. Зависимость компоненты намагниченности вдоль внешнего поля от частоты для ансамбля частиц. Сплошная линия — аналитическая зависимость (3), точки — данные численного моделирования уравнения ЛЛГ

2. Асимптотические зависимости

Поведение магнитного момента одной сферической частицы и ансамбля таких частиц во внешнем переменном магнитном поле точно описывается выражениями (12), (15). Однако интегралы в этих уравнениях не могут быть рассчитаны аналитически. Асимптотическое разложение позволяет получить простые формулы, описывающие магнитные свойства системы в случае больших и малых частот внешнего поля.

Предельный случай малых частот $\alpha p_z \gg 1$ для одной частицы приводит нас к следующему разложению:

$$\langle\cos\Theta\rangle \approx 1 - \frac{2}{\pi}\int\limits_0^{\pi\sqrt{\alpha p_z}} \left(\operatorname{tg}\frac{\Theta_0}{2}\right)^2 \exp[-x^2]\frac{d\tau}{\sqrt{\alpha p_z}} = \\ = 1 - \frac{\left(\operatorname{tg}\frac{\Theta_0}{2}\right)^2}{\sqrt{\alpha p_z}}. \quad (4)$$

Аналогичные вычисления можно проделать и для ансамбля магнитных частиц. Разложим выражение (3) в пределе малых частот внешнего возмущения:

$$\langle\langle\cos\Theta\rangle\rangle \approx -1 + \frac{2}{\pi}\int\limits_0^{\pi}\left(1 - \exp\left[-2\alpha p_z\left(\sin\frac{\tau}{2}\right)^2\right]\right)d\tau = \\ = 1 - \sqrt{\frac{2}{\pi\alpha p_z}}. \quad (5)$$

Здесь мы применили разложение функции Бесселя мнимого аргумента при $\alpha p_z \to \infty$.

Рассмотрим поведение сферической магнитной частицы в случае больших частот внешнего поля: $\alpha p_z \ll 1$. Тогда из (2) следует, что

$$\langle\cos\Theta\rangle \approx -1 + \frac{2}{1+\left(\operatorname{tg}\frac{\Theta_0}{2}\right)^2} + \frac{\left(\operatorname{tg}\frac{\Theta_0}{2}\right)^2}{1+\left(\operatorname{tg}\frac{\Theta_0}{2}\right)^2}4\alpha p_z. \quad (6)$$

Из анализа выражения (6) следует, что если в начальный момент времени вектор намагниченности частицы направлен против внешнего магнитного поля ($\Theta_0 \to 0$ и $H_{\text{ext}} < 0$), то в пределе больших частот магнитный момент будет направлен против внешнего воздействия: $\langle\cos\Theta\rangle \to 1$. В противоположном случае ($\Theta_0 \to \pi$ и $H_{\text{ext}} < 0$) их направления будут совпадать: $\langle\cos\Theta\rangle \to -1$. Аналогичным образом в высокочастотных полях можно разложить и выражение (3), описывающее магнитные свойства ансамбля наших частиц:

$$\langle\langle\cos\Theta\rangle\rangle \approx -1 + \frac{1}{\pi}\int\limits_0^{\pi}\left(1 + \alpha p_z\left(\sin\frac{\tau}{2}\right)^2\right)d\tau \approx \frac{\alpha p_z}{2}. \quad (7)$$

Заключение

Таким образом, в настоящей работе рассмотрена нелинейная динамика магнитного момента малой сферической частицы в однородном переменном магнитном поле, а также ансамбля таких частиц, без использования теории возмущений и предположения малости внешних возмущений в отсутствии магнитной анизотропии. Примером такой системы может являться группа магнитных нанокластеров, «посаженных» на подложку на достаточно большом расстоянии друг от друга. Если размер составляющих частиц меньше предела однодоменности, то такая система уже не будет проявлять кристаллических свойств (таких, как магнитная кристаллографическая анизотропия) и может быть рассмотрена как набор отдельных магнитных моментов. В статье получены аналитические зависимости усредненного магнитного момента системы в зависимости от частоты внешнего поля, которые совпадают с результатами непосредственного численного расчета уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта. Построены асимптотические формулы, хорошо описывающие поведение намагниченности в случае малых и больших частот внешнего поля. Также было показано, что в зависимости от конфигурации системы может наблюдаться как прецессия магнитного момента, так и состояние нелинейной динамической поляризации с выстраиванием намагниченности вдоль или против направления магнитного поля. Получена аналитическая теория для описания этого явления.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 09-08-00123).

Список литературы

1. *Браун У.Ф.* Микромагнетизм. М., 1979.
2. *Reikher Yu.L., Stolbov O.V.* // J. Phys. Condens. Matter. 2008. **20**. P. 204126.
3. *Reikher Yu.L., Stepanov V.I.* // Phys. Rev. B. 1995. **52**, N 5. P. 3493.
4. *Alvarez L.F., Pla O., Chubykalo O.* // Phys. Rev. B. 2000. **61**. P. 11613.
5. *Serpico C., Bertotti G., Mayergoyz I.* // Phys. Rev. Lett. 2001. **86**. P. 724.
6. *Li Z., Li C., Zhang S.* // Phys. Rev. B. 2006. **74**. P. 054417.
7. *Vagin D.V., Polyakov O.P.* // J. Appl. Phys. 2009. **105**. № 3. P. 033914.
8. *Vagin D.V., Polyakov O.P.* // J. Magn. Magn. Mater. 2008. **320**. P. 3394.
9. *Вагин Д.В., Поляков О.П.* // Нанотехнологии. Разработка. Применение. 2009. **1**, № 1. С. 4.
10. *Вагин Д.В., Поляков О.П.* // Нелинейный мир. 2007. **5**, № 10-11. С. 369.
11. *Лисовский Ф.В., Поляков О.П.* // Письма в ЖЭТФ. 2001. **73**, № 9. С. 546.
12. *Лисовский Ф.В., Поляков О.П.* // Письма в ЖЭТФ. 1998. **68**, № 8. С. 643.
13. *Вагин Д.В., Касаткин С.И., Поляков О.П.* // Автоматика и телемеханика. 2008. **10**. С. 168.
14. *Вагин Д.В., Касаткин С.И., Поляков П.А.* // Микроэлектроника. 2007. **36**, № 2. С. 104.

Magnetization reversal of small particles in oscillating magnetic field

D. V. Vagin[1,2,a], **O. P. Polyakov**[1]

[1] *Department of General Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*
[2] *V. A. Trapeznikov Institute of Control Sciences, Russian Academy of Sciences, Provsouznaya str. 65, Moscow 117997, Russia. E-mail:* [a]*vagin@physics.msu.ru.*

Nonlinear behavior of single spherical particle and many-particle ensemble under the external oscillating magnetic field was studied using Landau–Lifshitz–Gilbert approach. The exact analytical formulae for calculating field frequency and initial moment's configuration dependence on system mean magnetization were obtained. Using asymptotic decomposition we got simple expressions for describing nonlinear dynamics of spherical particles in the cases of large and small frequencies. These solutions are in good agreement with numerical calculations of Landau–Lifshitz–Gilbert equation for considering systems.

Keywords: nonlinear dynamics, micromagnetizm, magnetic moments.
PACS: 75.10–b, 75.10.Hk, 75.75.+a, 85.75.–d.
Received 15 February 2011.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 4(2011).

Сведения об авторах

1. Вагин Дмитрий Вениаминович — канд. физ.-мат. наук, ассистент; тел.: (495) 939-14-35, e-mail: vagin@physics.msu.ru.
2. Поляков Олег Петрович — канд. физ.-мат. наук, ст. преподаватель; тел.: (495) 939-14-35.