

05

## **Переориентация вектора намагниченности в однодоменной частице импульсом высокочастотного поля**

© Л.Н. Котов, Л.С. Носов

Сыктывкарский государственный университет

E-mail: kotov@syktsu.ru

Поступило в Редакцию 6 мая 2003 г.

Получено численное решение уравнения в форме Гильберта, описывающее движение вектора намагниченности в случае больших амплитуд переменных высокочастотных полей. На основе этого решения исследована переориентация вектора намагниченности однодоменной ферромагнитной частицы сферической формы, обладающей кубической анизотропией, из положения, параллельного одной легкой оси, в положение перпендикулярной ей оси. Возбуждение частицы при этом осуществляется импульсом высокочастотного магнитного поля. Определены значения амплитуд и интервал частот высокочастотного магнитного поля, при которых возникает переориентация намагниченности частицы.

Одним из альтернативных энергозависимых носителей информации может быть ансамбль независимых однодоменных ориентированных ферромагнитных частиц [1,2]. Метод считывания информации с такого ансамбля предполагает возбуждение ансамбля маломощным импульсом переменного магнитного поля на частоте ферромагнитного резонанса [1]. Информация считывается путем сканирования частоты: наличие отклика на определенной частоте соответствует логической 1, а его отсутствие — логическому 0. Для осуществления записи информации с использованием высокочастотного поля необходима переориентация вектора намагниченности в частице из положения, параллельного одной оси легкого намагничивания, в положение перпендикулярной ей оси.

Для простоты будем считать, что частицы независимы и имеют форму шара. Рассмотрим поведение магнитного момента одной частицы. Плотность магнитной энергии частицы представим в виде суммы плотности энергии кубической анизотропии и плотности зеемановской

энергии магнитного момента частицы в переменном магнитном поле [3]

$$U(\mathbf{m}) = K_1 \cdot (m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_x^2 m_z^2) + K_2 \cdot m_x^2 m_y^2 m_z^2 - \mathbf{M} \cdot \mathbf{h} \cdot \sin(\omega \cdot t), \quad (1)$$

где  $K_1 > 0$ ,  $K_2 < 0$  — первая и вторая константы кубической анизотропии;  $\mathbf{h} \cdot \sin(\omega \cdot t)$  — внешнее переменное магнитное поле с частотой  $\omega$ ;  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/|\mathbf{M}|$  — вектор направляющих косинусов намагниченности  $\mathbf{M}$  частицы; оси  $Ox$ ,  $Oy$  и  $Oz$  соответствуют главным кристаллографическим осям частицы [100], [010] и [001]. При отсутствии внешнего поля магнитный момент занимает одно из трех устойчивых положений, соответствующих минимуму энергии, которое параллельно одной из трех легких осей. Уравнение движения вектора намагниченности в форме Гильберта после преобразований может быть записано [3]:

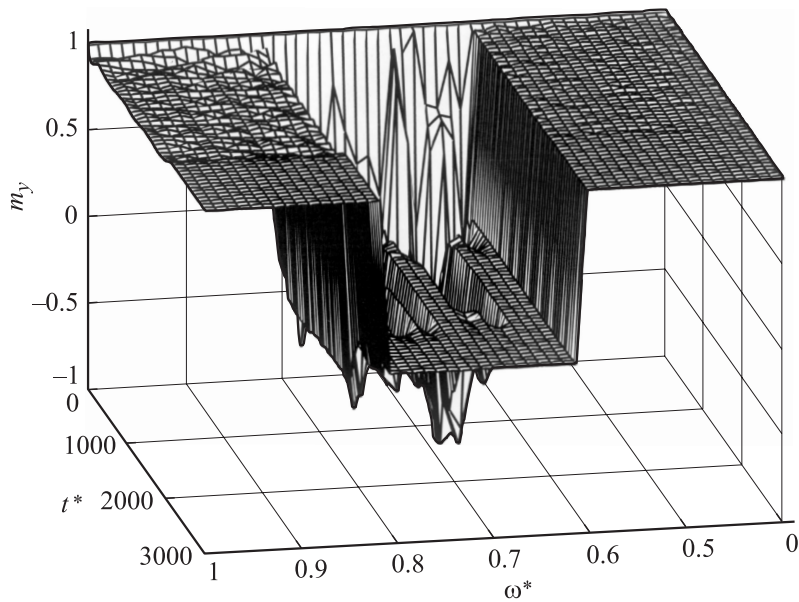
$$\frac{d\mathbf{m}}{dt^*} = -[\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}^*] + \alpha \left[ \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt^*} \right], \quad (2)$$

где  $\alpha$  — безразмерный параметр затухания;  $\mathbf{H}_{eff}^* = -\delta U^*/\delta \mathbf{m}$ , — приведенное эффективное магнитное поле, действующее на магнитный момент, где  $U^*(\mathbf{m}) = U(\mathbf{m}) \cdot |\mathbf{M}|/2K_1$  — приведенная плотность свободной энергии;  $t^* = t \cdot 2\gamma K_1/|\mathbf{M}|$  — приведенное время;  $\omega^* = \omega |\mathbf{M}|/2\gamma K_1$  — приведенная частота;  $\mathbf{h}^* = \mathbf{h}|\mathbf{M}|/2K_1$  — приведенная амплитуда переменного магнитного поля;  $\gamma$  — гиромагнитное отношение. Уравнение (2) в сферической системе координат записывается в виде

$$\begin{cases} \frac{d\theta}{dt^*} = -\frac{1}{\sin\theta \cdot (\alpha^2 + 1)} \frac{\partial U^*}{\partial \varphi} - \frac{\alpha}{\alpha^2 + 1} \frac{\partial U^*}{\partial \theta}, \\ \frac{d\varphi}{dt^*} = \frac{1}{\sin\theta \cdot (\alpha^2 + 1)} \frac{\partial U^*}{\partial \theta} - \frac{\alpha}{\sin^2\theta \cdot (\alpha^2 + 1)} \frac{\partial U^*}{\partial \varphi}, \end{cases} \quad (3)$$

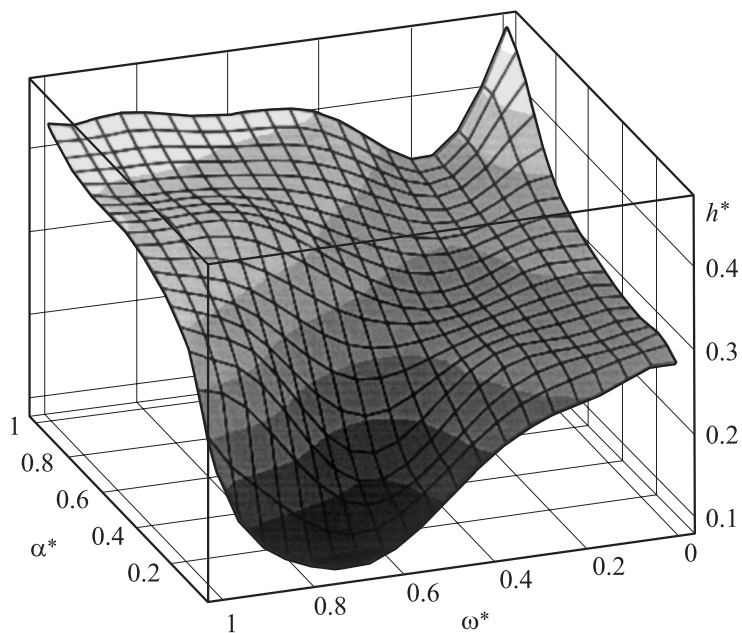
где  $\theta$  и  $\varphi$  — полярный и азимутальный углы сферической системы координат; полярная ось совпадает с осью  $Oz$ , азимутальная ось — с осью  $Ox$  выбранной системы координат.

Пусть до включения переменного поля вектор намагниченности находится в положении, параллельном оси  $Oy$ , а переменное поле направлено параллельно оси  $Ox$ . Решение системы (3) было выполнено методом Рунге–Кутты 4–5 порядка. Численное решение системы показывает (рис. 1), что с увеличением амплитуды переменного магнитного



**Рис. 1.** Огибающая зависимости  $m_x$  от приведенных времени  $t^*$  и частоты  $\omega^*$  поля при  $\alpha = 0.01$ ,  $h^* = 0.09$ . Длительность действия поля  $\tau = 20/\alpha = 2 \cdot 10^3$ . Время наблюдения  $\Delta t^* = 1.5\tau = 3 \cdot 10^3$ .

поля при колебаниях вектора намагниченности он отклоняется от положения равновесия и проходит положение неустойчивого равновесия. Далее он переходит в другое положение устойчивого равновесия, которое перпендикулярно начальному положению. Это явление имеет резонансный характер. Переориентация вектора намагниченности наблюдается в определенном интервале приведенных частот  $\Delta\omega^*$ , который назовем полосой переориентации. Полоса переориентации зависит от модуля приведенной амплитуды переменного магнитного поля  $h^*$  и от безразмерного параметра затухания  $\alpha$ . Можно ввести понятие порога переориентации — минимальной величины  $h^*$  при фиксированной частоте переменного поля, при которой происходит поворот вектора намагниченности. Для всех случаев резонансная переориентация при минимальном пороге переориентации  $h_{\min}^*$  возникает



**Рис. 2.** Зависимость порога переориентации  $h^*$  от приведенной частоты поля  $\omega^*$  и параметра затухания  $\alpha$ .  $K_2/K_1 \approx -0.16$ .

на частотах, меньших приведенной частоты ферромагнитного резонанса  $\omega_{res}^* = 1/\sqrt{1 + \alpha^2}$ . С увеличением величины  $h^*$  полоса переориентации уширяется, а с уменьшением параметра затухания  $\alpha$  полоса сужается при фиксированной амплитуде переменного поля и смещается в область более высоких частот (рис. 2). При большом увеличении амплитуды переменного магнитного поля, когда  $h^* \gg h_{min}^*$ , поведение вектора намагниченности частицы становится хаотическим. В этом случае в результате воздействия переменного поля возникает переориентация как в направления, перпендикулярные начальному, так и в направления, параллельные и антипараллельные начальному положению вектора намагниченности.

Таким образом, в данной работе на основе численного решения модифицированного уравнения Гильберта найдены условия переориен-

тации вектора намагниченности в однодоменной частице из положения одной легкой оси в положение перпендикулярной ей другой оси при воздействии на частицу импульсом высокочастотного поля. Эти результаты могут быть использованы для записи информации на носитель в виде ансамбля независимых однодоменных ферромагнитных частиц, считывание с которого осуществляется путем возбуждения ансамбля слабопеременным полем [1,2].

## Список литературы

- [1] *Kotov L.N., Asadullin Fanur F., Asadullin Farit F.* // Proceeding International Forum on Wave Electronics and Its Applications. St. Petersburg, 2000. P. 414–416.
- [2] *Котов Л.Н., Носов Л.С.* // Сб. трудов XVIII Междунар. школы-семинара „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. М.: МГУ, 2002. С. 734–736.
- [3] *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 292 с.