

УДК 537.612: 53.072

## Колебания намагниченности в ферромагнитных наноструктурах при воздействии спин-поляризованного тока и упругих напряжений

А. В. Кухарев, А. Л. Данилюк, В. Е. Борисенко

*Предложена модель и проанализированы колебания намагниченности ферромагнитных однодоменных дисков в приближении макроспина под действием спин-поляризованного тока и однородных продольных упругих механических напряжений. Показано, что приложение постоянных механических напряжений приводит к изменению порогового тока переключения направления намагниченности почти на порядок либо переводит структуру в состояние периодических колебаний намагниченности с частотами 1—30 ГГц. При применении периодических механических напряжений характер колебаний намагниченности меняется на квазипериодический или хаотический.*

PACS: 75.40.Mg, 75.75.+a, 75.80.+q, 85.75.-d

**Ключевые слова:** колебания намагниченности, спин-поляризованный ток, магнитострикция, упругие напряжения.

### Введение

В последнее десятилетие активно исследуются колебания намагниченности в ферромагнитных наноструктурах, возникающие под действием поляризованного по спину тока по механизму передачи спина (STT) [1, 2]. На основе таких структур разрабатываются элементы памяти и наноразмерные генераторы микроволнового излучения.

Колебания намагниченности изучались преимущественно в наноструктурах, содержащих два тонких ферромагнитных слоя, разделенных немагнитным металлом [3—5], а также в наноструктурах, содержащих только один слой ферромагнетика, который контактирует с тонким проводником или точечным контактом [6—9]. Проводились теоретические исследования передачи спина в туннельных магнитных переходах, в которых взаимное направление намагниченности магнитных слоев определяет величину туннельного магнитосопротивления [10—12]. Изучаются колебания намагниченности под действием спин-поляризованного тока в субмикронных магнитных частицах в форме диска из магнитомягких материалов на немагнитной подложке [13, 14].

---

**Кухарев Андрей Валерьевич**, аспирант.

**Данилюк Александр Леонидович**, ведущий научный сотрудник.

**Борисенко Виктор Евгеньевич**, профессор, зав. кафедрой. Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники.

Беларусь, 220013, г. Минск, ул. П. Бровки, 6.  
Тел. +375 (17) 293-88-69. E-mail: kuharev-sp@mail.ru

Статья поступила в редакцию 20 сентября 2010 г.

---

© Кухарев А. В., Данилюк А. Л., Борисенко В. Е., 2011

На практике основной интерес представляет переключение и колебания намагниченности в том случае, когда внешнее магнитное поле отсутствует. Такие колебания были теоретически предсказаны в работе [15] для случая, когда кристаллографическая магнитная анизотропия ферромагнитного слоя перпендикулярна плоскости этого слоя.

Известно, что когда ферромагнетик деформируется под действием внешних механических нагрузок, происходит изменение величины и направления его намагниченности — магнитоупругий эффект. Энергия магнитоупругого взаимодействия дает дополнительную составляющую в энергию магнитной анизотропии [16, 17]. Поэтому внешние механические нагрузки оказывают влияние на магнитные процессы в ферромагнетике. В случае колебаний намагниченности, возбуждаемых спин-поляризованным током в ферромагнитных наноструктурах, приложение продольных механических нагрузок дает возможность управлять частотой колебаний намагниченности и пороговыми токами переключения направления намагниченности.

В настоящей работе рассматривается наноструктура, в которой исследуемый ферромагнитный слой с незакрепленной намагниченностью имеет форму нанодиска с аспектным отношением от 0,1 до 10, находящийся в однодоменном магнитном состоянии. Моделирование динамики изменения намагниченности в ферромагнитном диске проводим в приближении макроспина, которое соответствует условию когерентного вращения атомных магнитных моментов. Справедливость этого приближения рассматривалась в работах [18, 19].

Учитывается два основных ограничения на применимость приближения макроспина. *Первое* связано с размерами диска, максимальный размер которого определяется радиусом однодоменности, минимальный — влиянием тепловых флуктуаций, ведущих к самопроизвольному изменению направления намагниченности диска. *Второе* — с влиянием спин-поляризованного тока, где с увеличением его плотности растут флуктуации, приводящие к образованию неоднородного распределения намагниченности по объему диска. В работе [19] показано, что при плотностях тока до  $2,5 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup> для слоя пермаллоя толщиной 3 нм (эллипс с полуосями 32 и 16 нм) приближение макроспина с хорошей точностью совпадает с результатами микромагнитного моделирования, а при превышении этого значения растет отличие по величине частот колебаний: значения частот оказываются заниженными по сравнению с микромагнитным моделированием.

Таким образом, при плотностях тока выше критической модель макроспина дает лишь приближенный анализ поведения намагниченности. Очевидно, что критическая плотность тока, ниже которой остается справедливой приближение макроспина, зависит от параметров материала и толщины слоя. У кобальта за счет более высокой намагниченности насыщения следует ожидать в 2—3 раза большее значение критической плотности тока. Так, в работе [20] измеренные частоты колебаний намагниченности в области 16 ГГц для слоя кобальта толщиной 3 нм (эллипс с полуосями 75 и 35 нм) при плотностях тока  $3,4 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup> оказались в соответствии с частотами, рассчитанными по формуле Киттеля для случая однородных колебаний.

Основной целью настоящей работы является установление закономерностей влияния однородных упругих механических напряжений на пороговые токи переключения и колебания намагниченности ферромагнитного нанодиска при протекании через него спин-поляризованного тока. Основное внимание уделяется переходной области между планарным и перпендикулярным магнитными состояниями рассматриваемого диска, в которой равновесное состояние его намагниченности является наименее устойчивым и управляется сравнительно небольшими токами.

### Модель

Исследуемая структура представлена на рис. 1. Она состоит из двух ферромагнитных слоев, разделенных тонким слоем немагнитного металла (заштрихованная область), сохраняющим спиновую поляризацию электронов. Немагнитный ме-

талл служит также для замыкания цепи. Ферромагнитный слой ФМ1 имеет нормированную намагниченность  $\mathbf{s}$ , закрепленную с помощью антиферромагнитного слоя АФ. Ферромагнитный слой ФМ2 представляет собой диск толщиной  $d$  и радиуса  $R$  с незакрепленной нормированной намагниченностью  $\mathbf{m}$ . К структуре приложена равномерно распределенная нагрузка  $\mathbf{p}$ .

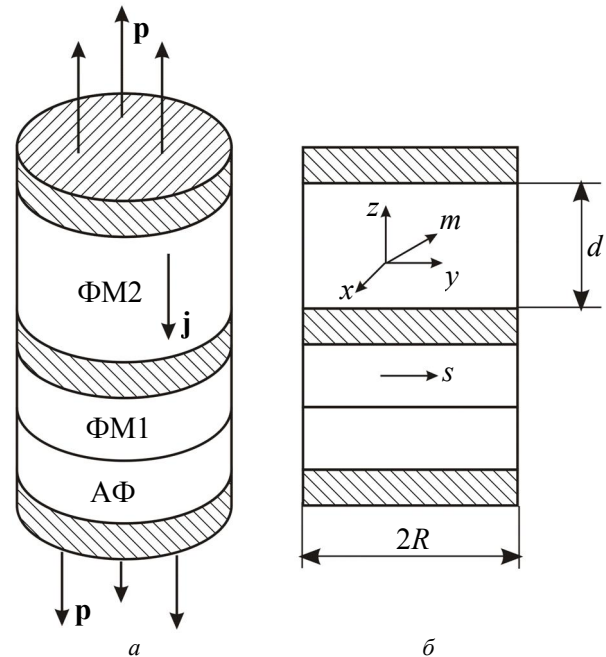


Рис. 1. Исследуемая слоистая наноструктура (а) и направления намагниченности в ней (б)

При этом координатная ось  $z$  совпадает с осью диска. Размеры исследуемого диска выбраны такими, чтобы он находился в однодоменном состоянии. Для этого диск должен иметь толщину не более величины обменной длины  $l$  с произвольным радиусом либо радиус не более  $4l$  с произвольной толщиной [21]. Для кобальта и пермаллоя  $l \approx 5$  нм. При комнатной температуре минимальные размеры одновременно по трем пространственным направлениям не должны быть меньше 5 нм, чтобы тепловые флуктуации в системе не оказывали существенного влияния на направление намагниченности [22]. Моделирование будем проводить для тонкого диска из кобальта с  $d = 3$  нм,  $2R = 30$  нм и утолщенного диска с  $d = 50$  нм,  $2R = 5$  нм.

Для описания динамики изменения намагниченности в ферромагнитном диске ФМ2 при воздействии на него поляризованного по спину тока используется уравнение Ландау—Лифшица—Гильберта [23, 24]:

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\mathbf{m}}{d\tau} = -[\mathbf{m} \times \mathbf{h}] - \alpha [\mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \mathbf{h}]], \quad (1)$$

где  $\tau = \gamma Mt$  — нормированное время;

$t$  — время в основных единицах;

$\alpha$  — параметр затухания (релаксации) Гильберта;

$\gamma = 2,21 \cdot 10^5$  рад·м/(А·с) — гиромагнитное отношение;

$M$  — намагниченность насыщения.

Векторная величина  $\mathbf{h}$  — это эффективное поле, нормированное на величину намагниченности насыщения  $M$ . Оно включает в себя внешнее постоянное магнитное поле  $\mathbf{h}_{ext}$ , поле магнитной анизотропии  $\mathbf{h}_a$ , магнитоэластическое поле  $\mathbf{h}_d$ , поле магнитоупругой энергии  $\mathbf{h}_{me}$  и слагаемое  $\mathbf{h}_{stt}$ , учитывающее поперечный механизм передачи спина:

$$\mathbf{h} = \mathbf{h}_{ext} + \mathbf{h}_a + \mathbf{h}_d + \mathbf{h}_{me} + \mathbf{h}_{stt}. \quad (2)$$

Нормированное поле магнитной анизотропии

$$\mathbf{h}_a = h_a \mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{m}), \quad (3)$$

где  $h_a = 2K / (\mu_0 M^2)$ ;

$K$  — константа магнитной кристаллографической анизотропии;

$\mu_0$  — магнитная постоянная;

$\mathbf{n}$  — единичный вектор, направленный вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН).

В приближении макроспина слагаемое, учитывающее спин-поляризованный ток, представляется в виде [24]

$$\mathbf{h}_{stt} = -gJ \cdot [\mathbf{m} \times \mathbf{s}], \quad (4)$$

где параметр  $J = j\hbar / (\mu_0 qdM^2)$  пропорционален плотности тока  $j$ ;

$q$  — заряд электрона,

$\hbar$  — постоянная Планка.

Величина  $g$  является скалярной функцией векторных аргументов  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{s}$  [25]:

$$g(\mathbf{m} \cdot \mathbf{s}) = \frac{1}{(3 + \mathbf{m} \cdot \mathbf{s})\beta - 4}, \quad (5)$$

где  $\beta = (1 + P)^3 / (4P^{3/2})$ ,  $P$  — степень спиновой поляризации ферромагнетика закрепленного слоя ФМ1.

Нормированное магнитоэластическое поле

$$\mathbf{h}_d = -N_x m_x \mathbf{i} - N_y m_y \mathbf{j} - N_z m_z \mathbf{k}, \quad (6)$$

где  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  — орты осей  $x, y, z$ , соответственно;

$m_x, m_y, m_z$  — компоненты вектора намагниченности  $\mathbf{m}$ ;

$N = \text{diag}(N_x, N_y, N_z)$  — тензор эффективных размагничивающих факторов.

В отсутствии механических напряжений  $N = N^f$ , где  $N^f$  — тензор размагничивающих факторов,

определяемый только формой ферромагнетика. Для диска компоненты тензора  $N^f$  связаны с его аспектным отношением  $\varepsilon = d / (2R)$  формулами [21, 26]

$$N_x^f = N_y^f = \frac{2}{3\pi\varepsilon} \left[ \frac{\varepsilon^2}{v} K(v) + \frac{1-\varepsilon^2}{v} E(v) - 1 \right],$$

$$N_z^f = 1 - 2N_x^f, \quad (7)$$

где  $v = 1 / \sqrt{1 - \varepsilon^2}$ ,  $K(x)$  и  $E(x)$  — полные эллиптические интегралы первого и второго рода, соответственно.

При наличии механических напряжений можно записать тензор эффективных размагничивающих факторов в виде  $N = N^f + N^m$ , где дополнительно учтено слагаемое  $N^m$ , возникающее за счет магнитоупругой энергии [16]. В общем случае магнитоупругая энергия  $U_{me}$  кубического кристалла задается выражением [27]

$$U_{me} = -a_1 (\sigma_{xx} m_x^2 + \sigma_{yy} m_y^2 + \sigma_{zz} m_z^2) - 2a_2 (\sigma_{xy} m_x m_y + \sigma_{xz} m_x m_z + \sigma_{yz} m_y m_z), \quad (8)$$

где  $\sigma_{ij}$  — тензор напряжений;

$a_1$  и  $a_2$  — константы магнитоэластичности, численно равные

$$a_1 = \frac{3}{2} \lambda_{100}, \quad a_2 = \frac{3}{2} \lambda_{111}, \quad (9)$$

где  $\lambda_{100}, \lambda_{111}$  — максимальные относительные изменения длины, соответственно, вдоль ребра и пространственной диагонали куба.

Рассмотрим простое однородное растяжение или сжатие ферромагнитного диска по оси  $z$ . Пусть на единицу поверхности сечения диска действует сила, равная  $p$ . Поскольку деформация однородна, то все компоненты  $\sigma_{ij} = 0$ , за исключением только  $\sigma_{zz} = p$  [28]. При этом выражение (8) принимает простой вид:

$$U_{me} = -\frac{3}{2} \lambda_{100} m_z^2 p. \quad (10)$$

Выражение (10) также справедливо в случае гексагонального кристалла при однородной нагрузке вдоль соответствующей оси [17]. Тогда нормированное эффективное поле магнитоупругой энергии  $\mathbf{h}_{me}$  принимает вид:

$$\mathbf{h}_{me} = \frac{\mathbf{H}_{me}}{\mathbf{M}} = \frac{1}{\mu_0 \mathbf{M}} \frac{\partial U_{me}}{\partial \mathbf{M}} = -3 \frac{\lambda_{100}}{\mu_0 M^2} p m_z \mathbf{k}. \quad (11)$$

Сравнивая (11) с выражением (6), получим выражения для компонент тензора  $N^m$ :

$$N_z^m = 3 \frac{\lambda_{100}}{\mu_0 M^2} p, \quad N_x^m = N_y^m = 0. \quad (12)$$

Константа магнитострикции зависит от используемого материала и от кристаллографического направления, вдоль которого прикладывается механическое напряжение. Для некоторых материалов (Co, Fe) магнитострикция может быть положительной по одной кристаллографической оси и отрицательной по другой оси.

Компоненты  $N_x, N_y, N_z$  входят в уравнение (1) только в виде  $N_x - N_z, N_y - N_z$  и  $N_x - N_y$ , которые определяют поведение намагниченности. Для тонкого диска при  $\varepsilon = 0,1$  в отсутствии упругих напряжений имеем  $N_x = N_y = 0,1, N_z = 0,8$ , а для утолщенного диска при  $\varepsilon = 10$ , соответственно,  $N_x = N_y = 0,48, N_z = 0,04$ . За счет изменения только компоненты  $N_z$  посредством однородной механической нагрузки на тонкий диск можно получить значения  $N_x = N_y = 0,1; N_z = -0,34$ , что соответствует магнитному состоянию утолщенного диска. И обратно, прикладывая нагрузку к утолщенному диску, можно привести его в магнитное состояние, соответствующее тонкому диску. В случае однородных напряжений в плоскости диска по координатным осям  $x$  или  $y$  будут изменяться соответственно компоненты  $N_x$  и  $N_y$ .

Если длина вектора нормированной намагниченности  $\mathbf{m}$  постоянна, то его положение однозначно определяется двумя координатами. Поэтому проводить анализ динамики изменения намагниченности удобнее в сферической системе координат:

$$\begin{aligned} m_x &= \sin \theta \cos \varphi, & m_y &= \sin \theta \sin \varphi, \\ m_z &= \cos \theta. \end{aligned} \quad (13)$$

После подстановки (13) в исходное векторное уравнение (1) и проведения преобразований получим согласно [23] систему уравнений

$$\begin{cases} (1 + \alpha^2) \sin \theta \frac{d\varphi}{d\tau} = \alpha h_\varphi - h_\theta, \\ (1 + \alpha^2) \frac{d\theta}{d\tau} = h_\varphi + \alpha h_\theta, \end{cases} \quad (14)$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned} h_\theta &= h_x \cos \theta \cos \varphi + h_y \cos \theta \sin \varphi - h_z \sin \theta, \\ h_\varphi &= -h_x \sin \varphi + h_y \cos \varphi. \end{aligned} \quad (15)$$

Для нахождения функций  $h_\theta$  и  $h_\varphi$  компоненты эффективного поля  $h_x, h_y, h_z$  выразим через углы  $\theta$  и  $\varphi$ . Произведение  $\mathbf{n} \cdot \mathbf{m}$  в (3) обозначим через  $a(\theta, \varphi)$ :

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \cdot \mathbf{m} &= n_x \sin \theta \cos \varphi + n_y \sin \theta \sin \varphi + \\ &+ n_z \cos \theta \equiv a(\theta, \varphi). \end{aligned} \quad (16)$$

Параметр  $g$  запишется в виде

$$g(\theta, \varphi) = \frac{1}{(3 + s_x \sin \theta \cos \varphi + s_y \sin \theta \sin \varphi + s_z \cos \theta)\beta - 4}. \quad (17)$$

В итоге для компонент вектора  $\mathbf{h}$  получим следующие выражения:

$$\begin{aligned} h_x(\theta, \varphi) &= h_x^{ext} + h_a n_x a(\theta, \varphi) - \\ &- Jg(\theta, \varphi)(s_z \sin \theta \sin \varphi - s_y \cos \theta) - N_x \sin \theta \cos \varphi; \\ h_y(\theta, \varphi) &= h_y^{ext} + h_a n_y a(\theta, \varphi) - \\ &- Jg(\theta, \varphi)(s_x \cos \theta - s_z \sin \theta \cos \varphi) - N_y \sin \theta \sin \varphi; \\ h_z(\theta, \varphi) &= h_z^{ext} + h_a n_z a(\theta, \varphi) - \\ &- Jg(\theta, \varphi)(s_y \cos \varphi - s_x \sin \varphi) \sin \theta - N_z \cos \theta. \end{aligned} \quad (18)$$

Таким образом, система двух нелинейных уравнений первого порядка (14) относительно неизвестных функций  $\theta = \theta(\tau), \varphi = \varphi(\tau)$  совместно с полученными уравнениями (15)—(18) определяет мгновенное положение вектора намагниченности  $\mathbf{m}$  через независимые углы прецессии  $\varphi$  и нутации  $\theta$ , а ее решение при некоторых начальных данных  $\theta = \theta_0$  и  $\varphi = \varphi_0$  дает траекторию движения вектора намагниченности диска. В данной работе система (14) решалась численно методом Рунге—Кутты четвертого порядка.

При моделировании в качестве ферромагнитного материала незакрепленного слоя брался кобальт, для которого  $M = 1,4 \cdot 10^6$  А/м,  $K = 5,2 \cdot 10^5$  Дж/м<sup>3</sup>,  $h_a = 0,42, P = 0,37, \beta = 2,86, t/\tau = 3,23 \cdot 10^{-12}$  с,  $\alpha = 0,008—0,22$  [29].

Далее рассмотрим результаты моделирования динамики намагниченности диска разной толщины в отсутствие внешнего магнитного поля  $\mathbf{h}_{ext} = 0$  при постоянных и переменных механических напряжениях.

### Колебания намагниченности утолщенного диска при постоянном механическом напряжении

Рассмотрим однородную деформацию вдоль оси  $z$  утолщенного диска из кобальта толщиной 50 нм и диаметром 5 нм. В этом случае  $\varepsilon = 10, j = J \cdot 1,86 \cdot 10^{10}$  А/см<sup>2</sup>. В исходном недеформированном состоянии такой диск характеризуется размагничивающими факторами  $N_x = N_y = 0,48; N_z = 0,04$ . Пусть на единицу поверхности основания диска действует постоянная нагрузка  $p$ . Тогда, согласно (12), коэффициент  $N_z$  будет меняться в зависимости от вида (сжатие или растяжение) и

величины нагрузки, а компоненты  $N_x$ ,  $N_y$  остаются постоянными. Параметр затухания берем равным  $\alpha = 0,02$ . Через структуру пропускается постоянный спин-поляризованный ток с заданным значением параметра  $J$ . Проанализируем закономерности изменения намагниченности  $\mathbf{m}$  такого диска для некоторых наиболее типичных случаев направления его оси легкого намагничивания  $\mathbf{n}$  и направления намагниченности  $\mathbf{s}$  закрепленного слоя.

*Первый.* Намагниченность закрепленного слоя и ось легкого намагничивания диска направлены вдоль оси  $z$ . При фиксированном токе поведение системы определяется размагничивающим фактором  $N_z$ , который можно изменять под действием внешней механической нагрузки. Результаты моделирования для этого случая представлены на рис. 2.

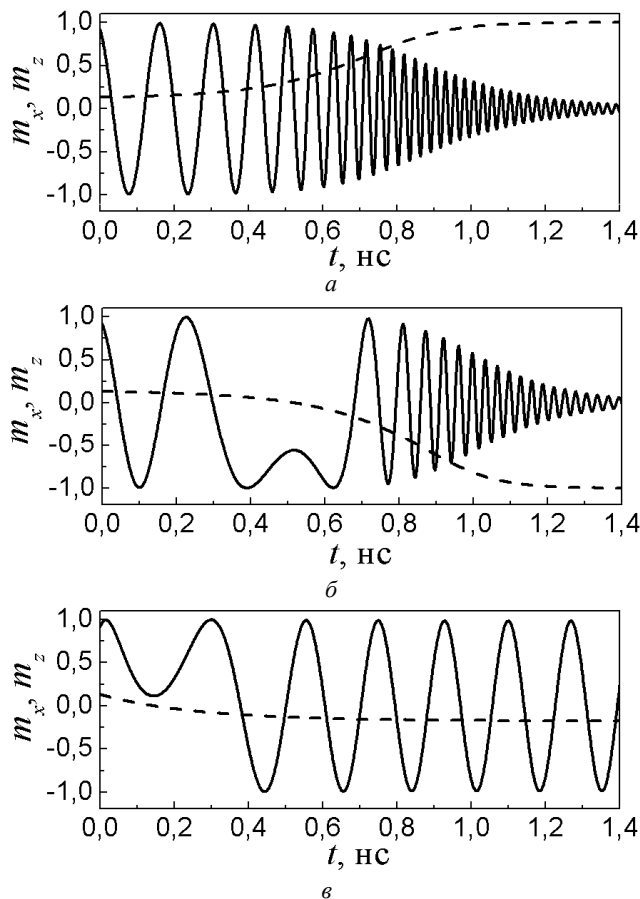


Рис. 2. Динамика изменения намагниченности утолщенного нанодиска с аспектным отношением  $\varepsilon = 10$  и размагничивающим фактором  $N_z = 0,04$  (а),  $N_z = 0,2$  (б),  $N_z = 1,6$  (в): ———— компонента  $m_x$ , - - - - -  $m_z$

В отсутствии внешних нагрузок ( $N_z = 0,04$ ) величины тока  $J = 0,01$  недостаточно для возбуждения устойчивых колебаний намагниченности (рис. 2, а). Колебания затухают с релаксацией намагниченности диска либо вдоль положительного, либо вдоль отрицательного направления оси  $z$  в зависимости от знака  $m_z$  в начальном состоянии.

При небольшой постоянной нагрузке ( $N_z = 0,2$ ) наблюдаются затухающие колебания с релаксацией вектора намагниченности вдоль отрицательного направления оси  $z$  при любом его начальном положении (рис. 2, б). С увеличением нагрузки до  $N_z = 1,6$  и той же величине тока  $J$  возбуждаются устойчивые периодические колебания намагниченности с частотой порядка 6 ГГц (рис. 2, в). При дальнейшем росте  $N_z$  имеют место устойчивые колебания намагниченности с незначительным уменьшением частоты. В зависимости от величины приложенных напряжений частота колебаний меняется в пределах от 5 до 7 ГГц.

*Второй.* Намагниченность закрепленного слоя направлена вдоль оси  $x$ , ось легкого намагничивания диска параллельна оси  $z$ . В этом случае в отсутствие внешних нагрузок и при  $J \leq 0,1$  поведение системы не отличается от рассмотренных выше случаев. Система имеет два устойчивых состояния, при  $N_z \leq 0,24$  наблюдаются только затухающие колебания намагниченности с релаксацией вектора  $\mathbf{m}$  вдоль положительного направления оси  $z$  при начальном значении  $m_z > 0$  и вдоль отрицательного направления при  $m_z < 0$ . При  $N_z \geq 0,25$  вектор намагниченности всегда поворачивается вдоль отрицательного направления оси  $x$ .

*Третий.* Намагниченность закрепленного слоя и ось легкого намагничивания диска параллельны оси  $x$ . Без механических нагрузок ( $N_z = 0,04$ ) при величине  $J = 0,1$  возникают устойчивые колебания намагниченности. При  $N_z = 0,2$  колебания намагниченности затухают, и вектор намагниченности из любого начального положения переключается в сторону отрицательного направления оси  $x$ . При  $N_z = 1,6$  колебания вектора намагниченности затухают с релаксацией вектора намагниченности вдоль положительного или отрицательного направления оси  $x$  в зависимости от знака компоненты  $m_x$  в начальном положении.

Аналогичная ситуация имеет место при значении параметра затухания  $\alpha = 0,2$  и той же величине тока, но при этом для переключения и для возникновения устойчивых колебаний требуются большие упругие напряжения, чем при  $\alpha = 0,02$ .

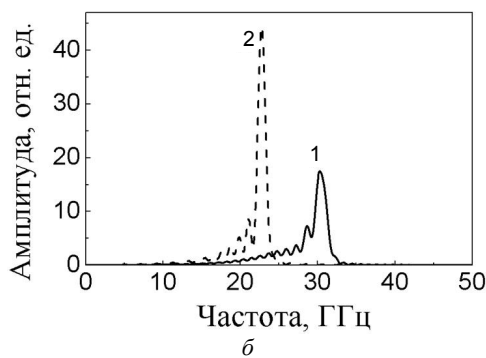
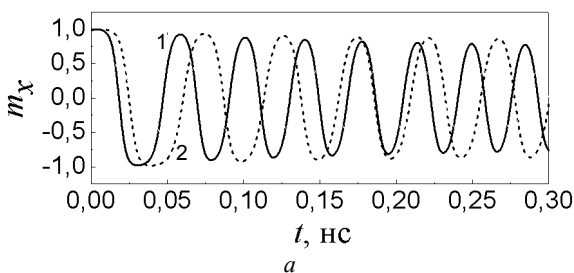
### Колебания намагниченности тонкого диска при постоянном механическом напряжении

Рассмотрим однородную деформацию вдоль оси  $z$  тонкого диска из кобальта толщиной 3 нм и диаметром 30 нм. В этом случае  $\varepsilon = 0,1$ ,  $j = J \cdot 1,12 \cdot 10^9$  А/см<sup>2</sup>. В недеформированном состоянии тонкий диск характеризуется размагничивающими факторами  $N_x = N_y = 0,1$ ,  $N_z = 0,8$ . В зависимости от величины параметра затухания и

направления намагниченности закрепленного слоя имеют место следующие закономерности.

*Первая.* Малый параметр затухания  $\alpha = 0,02$ , намагниченность закрепленного слоя направлена вдоль оси  $x$ . Если ОЛН параллельна оси  $x$ , то при  $N_z = 0,8$  возможны неустойчивые затухающие колебания намагниченности при значении  $J \approx 0,10$ . При уменьшении  $N_z$  уменьшается величина тока, при котором возбуждаются колебания: для  $N_z = 0$  получено  $J \approx 0,04$ .

Если ОЛН параллельна оси  $y$ , то при  $N_z = 0,8$  наблюдаются устойчивые периодические колебания при значениях  $J$  от 0,2 до 0,9. При уменьшении  $N_z$  до 0 минимальное значение  $J$ , необходимое для возбуждения колебаний, уменьшается до 0,07. При дальнейшем росте нагрузки коэффициент  $N_z$  может принимать отрицательные значения, периодических колебаний при этом не наблюдается. На рис. 3 представлены результаты расчета для значения размагничивающего фактора  $N_z$ , равного 0,8 и 0,4, при одной и той же величине тока  $J = 0,25$ . При  $N_z = 0,8$  частота колебаний составляет 26,5 ГГц, а при  $N_z = 0,4$  она уменьшается до 13,8.



**Рис. 3.** Колебания компоненты  $m_x$  намагниченности нанодиска с аспектным отношением  $\varepsilon = 0,1$  для размагничивающего фактора  $N_z = 0,8$  (——— кривая 1) и  $N_z = 0,4$  (- - - - - кривая 2): а — зависимость от времени; б — спектр колебаний

Если ОЛН параллельна оси  $z$ , то при  $N_z = 0,8$  колебаний не наблюдается. При  $N_z \leq 0,1$  возможны неустойчивые колебания при определенных значениях параметра  $J$ . В отсутствие магнитной анизотропии при  $N_z = 0,8$  колебаний не выявлено. При уменьшении  $N_z \leq 0$  возможны неустойчивые колебания при некоторых значениях  $J$ .

*Вторая.* Большой параметр затухания  $\alpha = 0,2$ . Если ОЛН параллельна оси  $x$  или  $y$ , то при любом значении  $N_z$  устойчивых колебаний намагниченности не наблюдается.

Если ОЛН параллельна оси  $z$ , то при  $N_z = 0,8$  наблюдаются устойчивые периодические колебания при  $J$  от 0,210 до 0,218. При небольшом уменьшении  $N_z$  до 0,7 необходимое значение  $J$  уменьшается до 0,14. При дальнейшем уменьшении  $N_z \leq 0,6$  периодических колебаний не наблюдается.

В отсутствие кристаллографической магнитной анизотропии при  $N_z = 0,8$  наблюдаются устойчивые периодические колебания при значениях  $J$  от 0,52 до 0,54. При уменьшении  $N_z$  до 0,2 необходимое значение  $J$  уменьшается до 0,075. При  $N_z \leq 0,1$  периодических колебаний не наблюдается.

Приложение поперечных однородных упругих напряжений вдоль направления  $y$  (или  $x$ ) также влияет на частоту колебаний и на пороговые токи переключения намагниченности диска. Это влияние во многом схоже с тем, что имеет место при напряжениях вдоль направления  $z$ . При этом траектория движения вектора намагниченности не будет симметричной относительно оси диска.

### Колебания намагниченности диска при воздействии переменных упругих напряжений

Рассмотрим влияние переменного механического напряжения на динамику намагниченности на примере утолщенного диска из кобальта с  $d = 50$  нм,  $\varepsilon = 10$  и параметром затухания  $\alpha = 0,02$ . Намагниченность закрепленного слоя и ось легкого намагничивания диска выбраны вдоль оси  $z$ . Ток постоянный при  $J = 0,01$ .

К диску прикладывается продольная нагрузка, которая имеет постоянную и синусоидальную составляющие. Тогда коэффициент размагничивания  $N_z$  будет изменяться во времени по закону

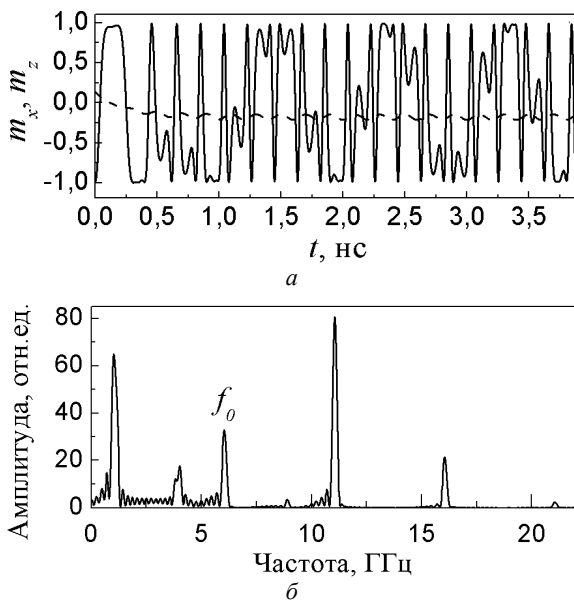
$$N_z(t) = N_z^f + N_{z0}^m + N_{zA}^m \sin(2\pi ft), \quad (19)$$

где  $N_z^f$  зависит от формы ферромагнетика (в нашем случае  $N_z^f = 0,04$ ), коэффициент  $N_{z0}^m$  связан с постоянной составляющей механической нагрузки,  $N_{zA}^m$  соответствует амплитуде колебаний переменной составляющей,  $f$  — частота этих колебаний.

Для определенности возьмем смещение  $N_{z0}^m = 1,56$ . Выше было показано, что при отсутствии переменной составляющей ( $N_{zA}^m = 0$ ) собст-

венные колебания компоненты  $m_x$  имеют гармонический характер с частотой  $f_0 = 6,04$  ГГц (см. рис. 2, в). Существенное изменение характера колебаний намагниченности наблюдается, когда амплитуда переменной составляющей упругих напряжений превышает  $N_{zA}^m > 0,5$ , а ее частота  $f$  лежит в диапазоне от 0,5 до 10 ГГц, т. е. сравнима или на порядок меньше частоты собственных колебаний намагниченности  $f_0$ .

На рис. 4 представлен результат моделирования намагниченности при наличии переменных упругих напряжений с частотой  $f = 5,0$  ГГц и амплитудой, которая по величине соответствует  $N_{zA}^m = 1,0$ . Спектральный анализ Фурье (рис. 4, б) показывает наличие нескольких пиков на частотах 1,01; 4,01; 6,04; 11,04 и 16,04 ГГц. Таким образом, в спектре наряду с частотой собственных колебаний намагниченности  $f_0$  возникают дополнительные пики на частотах, зависящих от частоты приложенных упругих напряжений  $f$ , но не кратных ей. При росте амплитуды  $N_{zA}^m$  увеличивается и высота этих пиков по отношению к высоте пика  $f_0$ .



**Рис. 4. Влияние переменного упругого напряжения с частотой  $f = 5,0$  ГГц и амплитудой  $N_{zA}^m = 1,0$  на колебания намагниченности нанодиска с аспектным отношением  $\varepsilon = 10$ :**

*a* : ———— — компонента  $m_x(t)$ , - - - - - —  $m_z(t)$ ;  
*б* — спектр колебаний компоненты  $m_x$

Если частота упругих напряжений  $f$  соотносится с частотой собственных колебаний намагниченности как  $f = f_0/k$ , то только в частном случае, когда  $k$  — целое число в диапазоне от 1 до 10, на спектре присутствует несколько частотных пиков, из которых все кратны частоте  $f$ . При нецелом  $k$  от 0,5 до 10 частотные пики на спектре не являются кратными — колебания квазипериодические. При

$k > 10$  (целом или нецелом) количество частотных пиков начинает существенно увеличиваться и дискретный спектр постепенно переходит в непрерывный, а колебания — в хаотические. При  $k > 50$  наблюдается модуляция колебаний намагниченности с частотой упругих напряжений.

При достаточно большой частоте упругих напряжений  $f > 2f_0$  и той же амплитуде  $N_{zA}^m = 1,0$  намагниченность диска не успевает реагировать на быстрые изменения размагничивающего фактора  $N_z$ . Вследствие этого частота и форма колебаний намагниченности не отличаются от случая постоянных напряжений.

### Заключение

Предложенная модель и выполненные расчеты показывают, что с помощью внешних механических нагрузок на ферромагнитный нанодиск можно изменять эффективные размагничивающие факторы и таким способом управлять поведением намагниченности наноструктур при постоянной плотности спин-поляризованного тока.

В случае утолщенного диска из кобальта с аспектным отношением  $\varepsilon = 10$  рост коэффициента  $N_z$  приводит к уменьшению порогового тока возникновения колебаний намагниченности и порогового тока переключения намагниченности. Если параметр затухания равен  $\alpha = 0,02$ , ось легкого намагничивания диска и намагниченность закрепленного слоя параллельны оси  $z$ , то в отсутствии упругих напряжений при малом токе  $J \leq 0,01$  намагниченность диска имеет два устойчивых положения равновесия — параллельно или антипараллельно оси  $z$ . При небольшой нагрузке коэффициент  $N_z$  растет до значения, когда величина  $J = 0,01$  оказывается достаточной для переключения намагниченности в противоположное направление. При дальнейшем увеличении механической нагрузки той же величины тока оказывается достаточной для возникновения устойчивых периодических колебаний намагниченности с частотами в области 5—7 ГГц в зависимости от величины приложенных напряжений.

В случае тонкого диска из кобальта снижение пороговых токов достигается при уменьшении коэффициента  $N_z$  с 0,8 до 0.

При достаточно сильных механических нагрузках происходит инверсия магнитного состояния — намагниченность тонкого диска ведет себя как в утолщенном диске, и наоборот.

При приложении к диску переменных упругих напряжений характер колебаний намагниченности становится квазипериодическим. Для утолщенного диска из кобальта с аспектным отношением

$\varepsilon = 10$  и параметром затухания  $\alpha = 0,02$  на спектре колебаний наблюдается несколько составляющих с некратами частотами в области 1—16 ГГц.

Отметим, что в связи с указанными ограничениями для приближения макроспина значения частот колебаний, рассчитанных при  $J > 0,03$ , могут отличаться от частот, полученных при микромагнитном моделировании.

В качестве дальнейших исследований представляет интерес изучение влияния неоднородных деформаций тонких дисков — в скручивание, изгиб и других — на характер колебаний намагниченности.

### Литература

1. Slonczewski J. C. // J. Magn. Magn. Mater. 1995. V. 159. L1.
2. Berger L. // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. No. 13. P. 9353.
3. Slavin A. N., Tiberkevich V. S. // Ibid. 2006. V. 74. P. 104401.
4. Tiberkevich V. S., Slavin A. N. // Ibid. 2007. V. 75. P. 014440.
5. Consolo G., Azzerboni B., Lopez-Diaz L., Gerhart G., Bankowski E., Tiberkevich V. S., Slavin A. N. // Ibid. 2008. V. 78. P. 014420.
6. Балкашин О. П., Фисун В. В., Янсон И. К., Трупу-тедь Л. Ю. // ФНТ. 2009. Т. 35. № 8. С. 879.
7. Ji Y., Chen C. L., Stiles M. D. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 106601.
8. Ozyilmaz B., Kent A. D., Sun J. Z., Rooks M. J., Koch R. H. // Ibid. 2004. V. 93. P. 176604.
9. Chen T.Y., Ji Y., Chen C.L., Stiles M.D. // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 10C709.
10. Kalitsov A., Chshiev M., Theodonis I., Kioussis N., Butler W. H. // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 174416.
11. Sidorova T. N., Danilyuk A. L., Borisenko V. E., d'Avitaya F. A., Lazzari J.-L. // Proc. SPIE 2009. V. 7377. P. 737705.
12. Панфиленок А. С., Данилюк А. Л., Борисенко В. Е. // ЖТФ. 2008. Т. 78. № 4. С. 89.
13. Иванов Б. А., Аванесян Г. Г., Хвальковский А. В., Кулагин Н. Е., Заспел К. Э., Звездин К. А. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. № 4. С. 190.
14. Khvalkovskiy A. V., Grollier J., Locatelli N., Gorbunov Ya. V., Zvezdin K. A., Cros V. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. P. 212507.
15. Puliato V., Azzerboni B., Gonsolo G., Finocchio G., Torres L., Lopez Diaz L. // IEEE Trans. Magn. 2008. V. 44. P. 2512.
16. Баранов С. А., Бержанский В. Н., Зотов С. К., Козкоз В. Л., Ларин В. С., Торкунов А. В. // ФММ. 1989. Т. 67. № 1. С. 73.
17. Вонсовский С. В. Магнетизм. — М.: Наука, 1971.
18. Berkov D. V., Miltat J. // J. Magn. Magn. Mater. 2008. V. 320. P. 1238.
19. Звездин А. К., Звездин К. А., Хвальковский А. В. // УФН. 2008. Т. 178. № 4. С. 436.
20. Kiselev S. I., Sankey J. C., Krivorotov I. N., Emley N. C., Schoelkopf R. J., Buhrman R. A., Ralph D. C. // Nature. 2003. V. 425. P. 380.
21. Кравчук В. П., Шека Д. Д. // ФТТ. 2007. V. 49. № 10. С. 1834.
22. Ивановский В. И., Черникова Л. А. Физика магнитных явлений. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1981.
23. Скрацкий Г. В. // УФН. 1984. Т. 144. № 4. С. 681.
24. Корнеев В. И., Попков А. Ф., Чиненков М. Ю. // ФТТ. 2009. Т. 51. № 1. С. 118.
25. Slonczewski J. C. // J. Magn. Magn. Mater. 1999. V. 195. P. 261.
26. Joseph R. I. // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. P. 4639.
27. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982.
28. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. — М.: Наука, 1987.
29. Hrkac G., Schrefl T., Dean J. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. P. 083923.

## Oscillations of magnetization in ferromagnetic nanostructures under the influence of spin-polarization current and elastic stresses

A. V. Kukharev, A. L. Danilyuk, V. E. Borisenko

Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, 6 P. Browka str.,

Minsk, 220013, Belarus

E-mail: kuharev-sp@mail.ru

*We have proposed a model and made numerical simulation of magnetization oscillations in ferromagnetic single-domain disks in the macrospin approximation under an influence of spin-polarization current and homogeneous longitudinal elastic mechanical stresses. It is shown that steady-state mechanical stresses are found to result in about one order of magnitude change of the threshold current controlling switching of the magnetization direction, or the stressed structure demonstrate periodical oscillations of magnetization with the frequencies of 1—30 GHz. Periodic mechanical stresses lead to quasiperiodic or chaotic character of magnetization oscillations.*

PACS: 75.40.Mg, 75.75.+a, 75.80.+q, 85.75.-d

**Keywords:** magnetization oscillations, spin-polarization current, magnetostriction, elastic stresses.