

ЭЛЕМЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ INTEGRATED ELECTRONICS ELEMENTS

УДК 538.955, 621.377.624.6, 004.942, 51.74

DOI: 10.24151/1561-5405-2017-22-2-156-165

Иерархия моделей работы ячейки магниторезистивной памяти с продольной анизотропией слоев кобальта

Ю.А. Юсипова

*Национальный исследовательский университет «МИЭТ»,
г. Москва, Россия*

*Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН,
г. Москва, Россия*

linda_nike@mail.ru

Магниторезистивная память с произвольным доступом (MRAM) имеет значительные преимущества перед уже существующими типами памяти. Исследование динамики вектора намагниченности свободного слоя MRAM в приближении Стокера – Вольфарта сводится к анализу нелинейной динамической системы трех уравнений.

Для упрощения нелинейной динамической системы трех уравнений изучено влияние вида функции токового члена Слобачевского – Берге на динамику вектора намагниченности при переключении ячейки магниторезистивной памяти с произвольным доступом. С этой целью проведено разложение токового члена в ряд Тейлора в окрестности особых точек динамической системы. При этом в зависимости от числа учтенных членов разложения Тейлора получен набор динамических систем, которые изучались методами качественного анализа. Проанализированы относительные погрешности вычислений токового члена при разложении его в ряд Тейлора от нулевой до четвертой степени. Найдены особые точки системы уравнений, описывающих динамику намагниченности трехслойной структуры Co/Cu/Co для различных токовых членов. Построены и проанализированы бифуркационные диаграммы динамической системы.

При расчетах динамики вектора намагниченности вентильной структуры, а также критических токов и полей переключений ячейки MRAM допустимо использовать разложение в ряд Тейлора токового члена Слобачевского – Берге до четвертой степени и выше.

Ключевые слова: спиновый вентиль; MRAM; магниторезистивная память с произвольным доступом.

Для цитирования: Юсипова Ю.А. Иерархия моделей работы ячейки магниторезистивной памяти с продольной анизотропией слоев кобальта// Изв. вузов. Электроника. – 2017. – Т.22. – №2. – С. 156–165. DOI: 10.24151/1561-5405-2017-22-2-156-165

Hierarchy of Models of Operation of Magnetic Random-Access Memory Cell With in-plane Anisotropy of Cobalt Layers

Iu.A. Iusipova

*National Research University of Electronic Technology, Russia, Moscow,
Institute for Design Problems in Microelectronics RAS, Russia, Moscow*

linda_nike@mail.ru

The magnetic random-access memory has significant advantages over already existing memory types. The study of the magnetization-vector dynamics in the magnetic random-access memory (MRAM) using the Stoner – Wohlfahrth approximation is reduced to the analysis of a nonlinear dynamic system of three equations.

For simplification, the influence of the functional form of the Slonczewski – Berger current term on the dynamics of the magnetization vector when switching cell of the magnetic random-access memory has been studied. For this purpose the expansion of the current term into the Taylor series in the vicinity of singular points of the dynamical system has been carried out. Thus, depending on the number of recorded terms of the Taylor expansion, a set of dynamical systems has been obtained, which has been studied with use of the qualitative analysis methods. The analysis of relative errors of calculations has been performed. The current term has been expanded into a Taylor series from zero up to the fourth degree. The singular points of the set of equations describing the magnetization dynamics in a three-layer structure Co/Cu/Co for different approximations of the current term, have been found. The bifurcation diagrams of the dynamic system have been built and analyzed.

It is shown that the calculations of the dynamics of the magnetization vector of the valve structure, as well as critical currents and field of the MRAM cells, permit to use the decomposition into the Taylor series of the Slonczewski–Berger current term from the fourth power and higher.

Keywords: spin valve; MRAM; magnetic random-access memory.

For citation: Iusipova Iu.A. Hierarchy of Models of Operation of Magnetic Random-Access Memory Cell With in-plane Anisotropy of Cobalt Layers // Proc. of universities. Electronics. – 2017. – Vol.22. – №2. – P. 156–165. DOI: 10.214151/1561-5405-2017-22-2-156-165

Введение. Существующие на сегодняшний день типы памяти близки к пределам своих возможностей, поэтому ведется интенсивный поиск новых, в особенности универсальных, видов памяти. Большой интерес у исследователей вызывает концепция магниторезистивной памяти с произвольным доступом (MRAM). MRAM не имеет свойства утечки заряда, которое ограничивает время хранения данных в других технологиях, поэтому данные сохраняются более чем 20 лет после каждой операции перезаписи. При этом операция перезаписи занимает всего несколько десятков наносекунд. MRAM имеет большое количество преимуществ перед уже существующими типами памяти, а именно: широкий температурный интервал (от -40 до $+125$ °C); абсолютная энергонезависимость; неограниченное количество циклов перезаписи; высочайшая надежность; высокая радиационная стойкость. MRAM может выполнять функции внут-

рисхемно-программируемой памяти, быстрого буфера данных и энергонезависимого хранилища данных, что дает возможность решить одну из главных задач наноэлектроники – создание «универсальной памяти».

Ячейка MRAM состоит из КМОП-транзистора и магнитного элемента, представляющего собой два спиновых вентиля с общим свободным слоем. Спиновый вентиль – это трехслойная структура, состоящая из двух слоев ферромагнитного материала и немагнитной прослойки между ними. Теоретическая модель работы вентиля описана в [1]. Теоретическому анализу эффекта переключения трехслойной структуры посвящен ряд работ [2–7]. В работах [6, 7] данный эффект описан на основе линейной модели.

В работах [8–10] построена модель спинового вентиля, управляемого спин-поляризованным током J и внешним магнитным полем \mathbf{H} , учитывающая нелинейный характер динамики его переключения. Получена нелинейная динамическая система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающая работу вентиля, и проведен бифуркационный анализ динамической системы. При этом плоскость управляющих параметров системы h – j разбита на области топологически эквивалентных фазовых портретов динамической системы (здесь h и j – нормированные значения внешнего магнитного поля и спин-поляризованного тока). Топологическая эквивалентность фазовых портретов означает, что в этих областях число и характер особых точек совпадает, а характер динамики переключений вектора намагниченности качественно не изменяется. Изменение этих характеристик происходит только при пересечении границы области, что соответствует бифуркации фазового портрета динамической системы. Также в работах [8–10] построены бифуркационные диаграммы динамической системы для кобальтовой трехслойной структуры с продольной анизотропией.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния вида функции токового члена Слончевского – Берже на качественный характер бифуркационной диаграммы и, соответственно, на динамику вектора намагниченности при переключении ячейки MRAM. Проведенное исследование направлено на упрощение анализа диаграммы системы с использованием различных приближений токового члена Слончевского – Берже и на определение точности таких приближений.

Модели описания работы спинового вентиля. Объектом исследования является трехслойная структура Co/Cu/Co, состоящая из двух слоев ферромагнитного материала (кобальта) толщиной 10 нм и медной немагнитной прослойки толщиной 5 нм. Поперечное сечение структуры представляет собой квадрат со стороной 100 нм, одна из сторон которого параллельна оси легкого намагничивания ферромагнитных слоев. Намагниченность нижнего (толстого) слоя фиксирована, ее направление совпадает с осью анизотропии. Перпендикулярно плоскости слоев пропускается ток, плотность которого J находится в диапазоне 0 – 10^{14} А/м². Рассматриваются как положительные, так и отрицательные значения внешнего магнитного поля \mathbf{H} , направленного вдоль оси анизотропии. Отметим, что из физических соображений имеется ряд ограничений на предельные величины плотности тока инжекции и внешнего магнитного поля, связанные с электромиграцией и нагревом образца, однако в настоящих расчетах они не учитывались.

Система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающая работу спинового вентиля, в координатной записи имеет вид [8–10]:

$$\begin{aligned} \dot{m}_x &= -j(m_y^2 + m_z^2)G(m_x) + m_y m_z + \alpha(h + k m_x) - \alpha m_x L, \\ \dot{m}_y &= j m_x m_y G(m_x) - m_x m_z - h m_z - k m_x m_x - \alpha j m_z G(m_x) - \alpha m_y L, \\ \dot{m}_z &= m_y (h + k m_x) + j m_x m_z G(m_x) + \alpha (j m_y G(m_x) - m_z) - \alpha m_z L, \end{aligned} \quad (1)$$

где $L = hm_x + km_x^2 - m_z^2$; m_x, m_y, m_z – координаты вектора намагниченности свободного слоя спинного вентиля; α – коэффициент диссипации; k – нормированный коэффициент анизотропии; $G(m_x)$ – токовый член в форме Слончевского – Берже, который является скалярной безразмерной функцией. Основные нормировки равны:

$$t = \frac{1 + \alpha^2}{\gamma \mu_0 M_s} \tilde{\tau} = 2,028 \cdot 10^{-11} \tau \text{ [с]},$$

$$H = M_s h = 1,406 \cdot 10^6 h \text{ [А/м]},$$

$$J = \frac{d_1 e \mu_0 M_s^2}{\eta} j = 7,480 \cdot 10^{12} j \text{ [А/м}^2\text{]},$$

$$K_a = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} k = 1,2325 \cdot 10^6 k \text{ [Дж/м}^3\text{]},$$

где t – время; μ_0 – магнитная постоянная; γ – гиромагнитное отношение; d – толщина свободного слоя; e – элементарный электрический заряд; h – постоянная Планка; K_a – константа анизотропии.

Скалярная безразмерная функция $G(m_x)$ согласно [8] имеет следующий вид:

$$G(m_x) = \frac{4P^{3/2}}{(1+P)^3(3+m_x) - 16P^{3/2}} = \frac{c}{b+m_x},$$

где $c = \frac{4P^{3/2}}{(1+P)^3}$; $b = 3 - 4c$, $b > 1$; P – параметр спиновой поляризации.

Функция $G(m_x)$ может быть представлена в виде конечного отрезка ряда Тейлора по степеням m_x , так как $|m_x| \leq 1$.

Проведено сопоставление математических моделей кобальтовой ячейки MRAM с различными приближениями разложения в ряд Тейлора токового члена в форме Слончевского – Берже. В табл.1 представлена иерархия разложений $G_i(m_x)$ в ряд Тейлора токового члена Слончевского – Берже по степеням m_x от нулевой до четвертой степени, где i – степень разложения в ряд Тейлора. В первой строке табл.1 приведена линейаризованная форма токового члена Слончевского – Берже, полученная в [6, 7].

В табл.2 приведены относительные погрешности, возникающие при вычислении значений функции $G_i(m_x)$, разложенной в ряд Тейлора от четвертой до нулевой степени m_x , и при различных

Таблица 1
Разложение токового члена Слончевского – Берже в ряд Тейлора по степеням m_x

i	$G_i(m_x)$
0	$G_0(m_x) = \frac{c}{b}$
1	$G_1(m_x) = \frac{c}{b} \left(1 - \frac{m_x}{b} \right)$
2	$G_2(m_x) = \frac{c}{b} \left(1 - \frac{m_x}{b} + \frac{m_x^2}{b^2} \right)$
3	$G_3(m_x) = \frac{c}{b} \left(1 - \frac{m_x}{b} + \frac{m_x^2}{b^2} - \frac{m_x^3}{b^3} \right)$
4	$G_4(m_x) = \frac{c}{b} \left(1 - \frac{m_x}{b} + \frac{m_x^2}{b^2} - \frac{m_x^3}{b^3} + \frac{m_x^4}{b^4} \right)$

Таблица 2

Относительные погрешности (в %) расчета токового члена в форме Слончевского – Берже $G_i(m_x)$ при разложении его в ряд Тейлора и различных значениях m_x

$G_i(m_x)$	m_x								
	-1	-0,75	-0,5	-0,25	0	0,25	0,5	0,75	1
$G_0(m_x)$	153,03	83,02	43,35	17,81	0	13,13	23,22	31,21	37,69
$G_1(m_x)$	57,67	25,91	10,07	2,34	0	2,34	10,07	25,91	57,67
$G_2(m_x)$	28,41	10,29	2,84	0,35	0	0,34	2,69	8,54	18,11
$G_3(m_x)$	15,45	4,42	0,84	0,05	0	0,05	0,84	4,42	15,45
$G_4(m_x)$	0,09	0,02	0,003	0	0	0	0	0,03	0,08

значениях m_x . Значения погрешностей менее 10 % выделены серым цветом. Отметим, что при разложении $G(m_x)$ до четных и нулевой степеней m_x значения погрешностей при отрицательных m_x значительно больше, чем при положительных m_x . Это обусловлено тем, что в последнем члене данных выражений не учитывается знак m_x .

Важной характеристикой динамической системы дифференциальных уравнений, определяющей динамику переменных, являются их особые точки (положения равновесия системы). В данной магнитной структуре при любых токах и полях существуют особые точки $T_{1,2}(\pm 1, 0, 0)$. Переключение спинового вентиля происходит при изменении ориентации вектора намагниченности свободного слоя из положения равновесия, соответствующего особой точке $T_1(+1, 0, 0)$, в положение равновесия, соответствующее особой точке $T_2(-1, 0, 0)$.

Чтобы найти другие положения равновесия системы (1), следует приравнять нулю ее правые части. Полученная полиномиальная система из трех уравнений относительно неизвестных m_x, m_y, m_z сведена к одному уравнению вида $W(m_x) = 0$, где функция $W(m_x)$ – это многочлен, зависящий только от m_x . Вид этих многочленов для исходной функции $G(m_x)$ и ее первых тейлоровских приближений $G_i(m_x)$ приведен в табл.3. Как можно заметить, при разложении токового члена Слончевского – Берже в ряд Тейлора до степеней m_x выше первой ($i > 1$) многочлен $W(m_x)$ имеет более сложную форму, чем для члена Слончевского – Берже в первоначальной форме $G(m_x)$.

В табл.4 приведены выражения для определения устойчивости особой точки $T_1(+1, 0, 0)$ для различных $G(m_x)$. На плоскости параметров h – j эти выражения определяют прямые линии, ниже которых переключение спинового вентиля невозможно. Выше этих линий точка равновесия $T_1(+1, 0, 0)$ теряет устойчивость, что при малых отклонениях намагниченности от равновесного положения приводит к возбуждению динамических процессов в свободном слое вентиля. Формула зависимости порогового тока $j(h)$ для токового члена Слончевского – Берже в его исходном виде $G(m_x)$ (см. первую строку табл.4) получена в работах [8–10]. Выражение для порогового тока $j_0(h)$ для линеаризованного члена Слончевского – Берже $G_0(m_x)$ (см. вторую строку табл.4) выведено в работах [6, 7]. Таким образом, полученная линейная модель совпадает с линейной моделью, описанной в [6, 7].

Таблица 3

Выражения $W(m_x)$ для расчета особых точек системы (1) при разложении токового члена в форме Слончевского – Берже $G(m_x)$ в ряд Тейлора

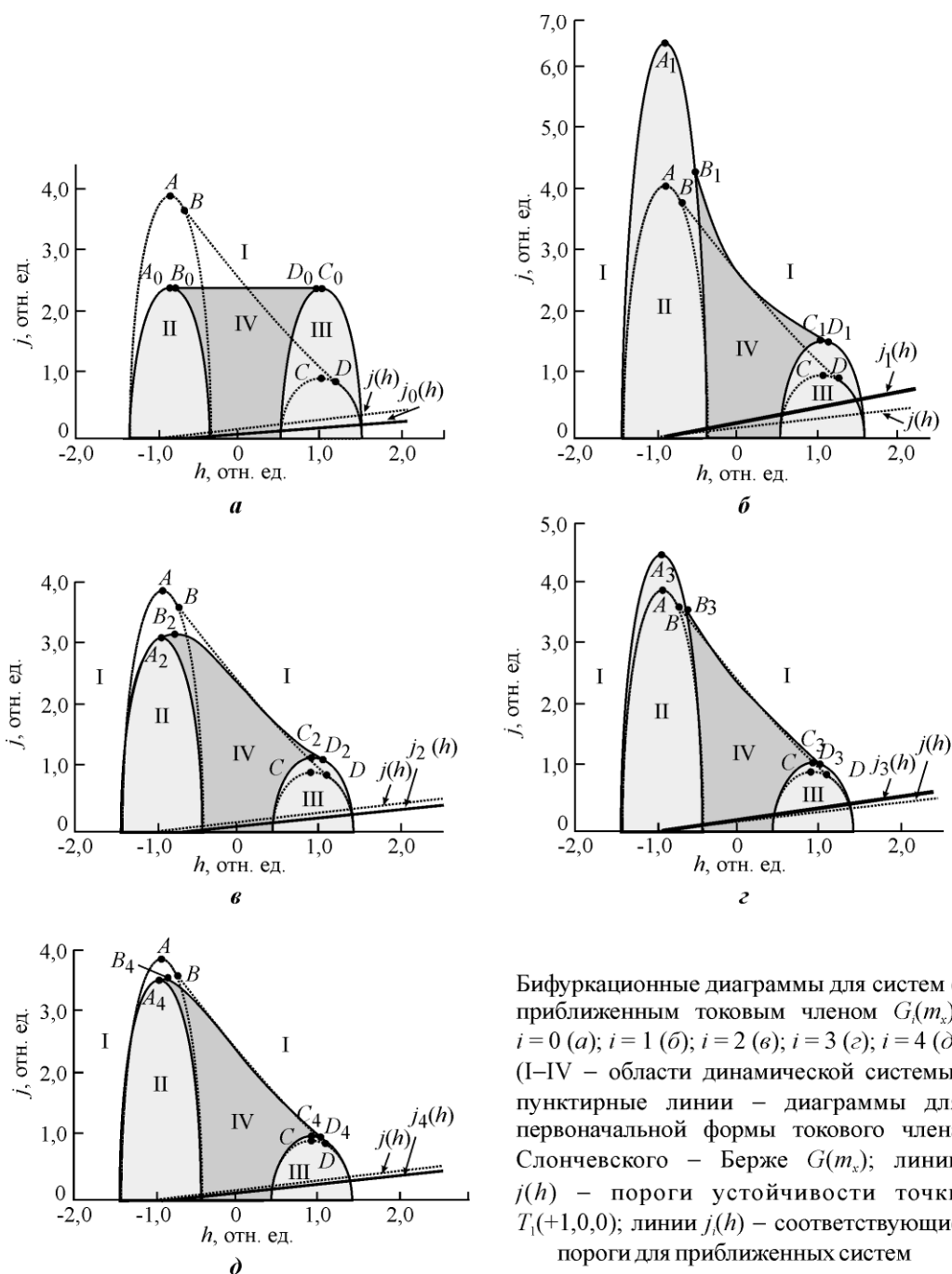
$G_i(m_x)$	$W(m_x)$
$G(m_x)$	$W(m_x) = m_x^4(k^2 + k) + m_x^3(h + 2bk^2 + 2hk + 2bk) + m_x^2(h^2 + 4hbk + 2hb + b^2k^2 + b^2k + c^2j^2) + m_x(hb^2 + 2h^2b + 2hb^2k) + h^2b^2$
$G_0(m_x)$	$W_0(m_x) = m_x^2(b^2k + b^2k^2 + c^2j^2) + m_x(hb^2 + 2hb^2k) + h^2b^2$
$G_1(m_x)$	$W_1(m_x) = m_x^4c^2j^2 - 2m_x^3bc^2j^2 + m_x^2(b^4k + b^4k^2 + b^2c^2j^2) + m_x(hb^4 + 2hb^4k) + h^2b^4$
$G_2(m_x)$	$W_2(m_x) = m_x^6c^2j^2 - m_x^52bc^2j^2 + 3m_x^4b^2c^2j^2 - 2m_x^3b^3c^2j^2 + m_x^2(b^6k + b^6k^2 + b^4c^2j^2) + m_x(hb^6 + 2hb^6k) + h^2b^6$
$G_3(m_x)$	$W_3(m_x) = m_x^8c^2j^2 - m_x^72bc^2j^2 + 3m_x^6b^2c^2j^2 - 4m_x^5b^3c^2j^2 + 3m_x^4b^4c^2j^2 - 2m_x^3b^5c^2j^2 + m_x^2(b^8k + b^8k^2 + b^6c^2j^2) + m_x(hb^8 + 2hb^8k) + h^2b^8$
$G_4(m_x)$	$W_4(m_x) = m_x^{10}c^2j^2 - 2m_x^9bc^2j^2 + 3m_x^8b^2c^2j^2 - 4m_x^7b^3c^2j^2 + 5m_x^6b^4c^2j^2 - 4m_x^5b^5c^2j^2 + 3m_x^4b^6c^2j^2 - 2m_x^3b^7c^2j^2 + m_x^2(b^{10}k + b^{10}k^2 + b^8c^2j^2) + m_x(hb^{10} + 2hb^{10}k) + h^2b^{10}$

Таблица 4

Выражения для определения устойчивости особой точки $T_1(+1,0,0)$ системы (1) для различных токовых членов

$G_i(m_x)$	Устойчивость $T_1(+1,0,0)$
$G(m_x)$	$j(h) = h \frac{a(b+1)}{c} + \frac{a(b+1)(2k+1)}{2c}$
$G_0(m_x)$	$j_0(h) = h \frac{ab}{c} + \frac{ab(2k+1)}{2c}$
$G_1(m_x)$	$j_1(h) = h \frac{ab^2}{c(b-1)} + \frac{ab^2(2k+1)}{2c(b-1)}$
$G_2(m_x)$	$j_2(h) = h \frac{ab^3}{c(b^2-b+1)} + \frac{ab^3(2k+1)}{2c(b^2-b+1)}$
$G_3(m_x)$	$j_3(h) = h \frac{ab^4}{c(b-1)(b^2+1)} + \frac{ab^4(2k+1)}{2c(b-1)(b^2+1)}$
$G_4(m_x)$	$j_4(h) = h \frac{ab^5}{c(b^4-b^3+b^2-b+1)} + \frac{ab^5(2k+1)}{2c(b^4-b^3+b^2-b+1)}$

На рисунке изображены бифуркационные диаграммы рождения/исчезновения дополнительных особых точек динамических систем с разными видами токового члена, построенные численно в программном пакете MathLab. Значение внешнего магнитного поля h изменяли от -2 до 2 с шагом $0,0125$. Значения плотности тока инжекции j взяты в интервале от 0 до 7 для случая, когда $G_1(m_x) = \frac{c}{b} \left(1 - \frac{m_x}{b}\right)$, и в интервале от 0 до 5 с шагом $0,02$ для всех остальных случаев. На рисунки наложены контуры бифуркационной диаграммы и критическая линия устойчивости особой точки $T_1(+1,0,0)$ (см. табл.4), рассчитанные в работах [8–10] для токового члена в первоначальной форме Слончевского – Берже.



Бифуркационные диаграммы для систем с приближенным токовым членом $G_i(m_x)$: $i = 0$ (*a*); $i = 1$ (*б*); $i = 2$ (*в*); $i = 3$ (*г*); $i = 4$ (*д*) (I–IV – области динамической системы; пунктирные линии – диаграммы для первоначальной формы токового члена Слончевского – Берже $G(m_x)$; линии $j(h)$ – пороги устойчивости точки $T_1(+1,0,0)$; линии $j_i(h)$ – соответствующие пороги для приближенных систем

В области I (см. рисунок) нет ни одной дополнительной особой точки. Для каждой точки двух полуэллиптических областей II и III существуют две аксиально симметричные особые точки. Между ними имеется область IV, для каждой точки которой существуют по четыре попарно аксиально симметричные особые точки. Буквами A_i и C_i обозначены вершины полуэллиптических областей II и III, буквами B_i и D_i – вершины области IV, координаты которых представлены в табл.5.

Таблица 5

Координаты вершин полуэллипсов и области IV (см. рисунок)

$G_i(m_x)$	A_i		B_i		C_i		D_i	
	h	j	h	j	h	j	h	j
$G_0(m_x)$	-0,94	3,225	-0,86	3,225	0,94	1,05	1,06	1
$G_1(m_x)$	-0,92	4,525	-0,64	3,725	0,94	1,1	1,075	1,1
$G_2(m_x)$	-0,94	3,225	-0,76	3,25	0,92	1,225	1	1,225
$G_3(m_x)$	-0,9	6,195	-0,56	4,235	0,94	1,54	1,5	0,95
$G_4(m_x)$	-0,96	2,45	-0,88	2,45	0,88	2,45	2,45	0,96
$G(m_x)$	-0,96	3,925	-0,76	3,725	0,94	0,95	0,9	1,12

Сравнивая рисунок и данные табл.5, отметим, что качественный характер бифуркационных диаграмм при разложении токового члена в ряд Тейлора не изменяется, но вершины полуэллиптических областей находятся в разных точках. Однако бифуркационные диаграммы для токовых членов $G_3(m_x)$ (рисунок, з) и $G_4(m_x)$ (рисунок, д) хорошо соотносятся с бифуркационной диаграммой, построенной для первоначальной формы токового члена $G(m_x)$. Бифуркационная диаграмма при $G_2(m_x)$ существенно отличается от остальных (рисунок, в) – верхняя точка области IV выше вершины левого полуэллипса II (см. табл.5). Это обусловлено тем, что в данной области оба значения m_x очень близки к единице, а как видно из табл.2, погрешность вычисления токового члена составляет более 18 %.

Отметим также, что при линейаризованном токовом члене Слончевского – Берже $G_0(m_x)$ полуэллиптические области абсолютно одинаковы и диаграмма симметрична относительно оси j (рисунок, а). Это объясняется тем, что в верхней области правого полуэллипса данной бифуркационной диаграммы m_x принимает значения менее -0,75, при которых погрешность вычисления $G(m_x)$ может достигать более 100 % (см. табл.2).

Заключение. Результаты проведенного бифуркационного анализа динамических систем, полученных для каждого отрезка ряда Тейлора разложения слагаемого Слончевского – Берже, показывают, что при разложении токового члена до четвертой степени и выше погрешности вычислений не превышают 0,1 %. Следует отметить, что использование нечетных степеней является предпочтительней, так как в этом случае последнее слагаемое тейлоровского разложения учитывает знак координаты вектора намагниченности по оси OX . Установлено, что, несмотря на несовпадение аналитических выражений для исходных и приближенных правых частей

канонической динамической системы, описывающей динамику вектора намагниченности, количество точек равновесия и качественный характер бифуркационных диаграмм в целом не изменяется.

Таким образом, в расчетах критических токов и полей переключений ячейки MRAM допустимо использовать разложение в ряд Тейлора токового члена Слончевского – Берже, что позволяет сводить теоретические исследования трехслойных вентильных структур к анализу динамических систем с полиномиальными правыми частями.

Автор благодарит сотрудников кафедры ВМ-1 МИЭТ за полезное и доброжелательное обсуждение задачи и профессора А.И. Попова за внимательное прочтение рукописи и ценные замечания.

Литература

1. *Slonczewski J.C.* Current-driven excitation of magnetic multilayers // *J. of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1996. – Vol. 159. – P. L1–L7.
2. *Sun J.Z.* Spin-current interaction with a monodomain magnetic body: A model study // *Phys. Rev. B*. – 2000. – Vol. 62. – P. 570–578.
3. Magnetization switching and microwave oscillations in nanomagnets driven by spin-polarized currents / *G. Bertotti, C. Serpico, I.D. Mayergoyz et al.* // *Phys. Rev. B*. – 2005. – Vol. 94. – P. 127206.
4. *Mayergoyz I.D., Bertotti G., Serpico C.* Nonlinear magnetization dynamics in nanosystems. – Oxford: Elsevier, 2009.
5. *Berger L.* Relation between damping, current-induced torques, and wall resistance for domain walls in magnetic nanowires // *Phys. Rev. B*. – 2007. – Vol. 75. – P. 174401.
6. Field dependence of magnetization reversal by spin transfer / *J. Grollier, V. Cros, H. Jaffres et al.* // *Phys. Rev. B*. – 2003. – Vol. 67. – P. 174402–174410.
7. Magnetization reversal by injection and transfer of spin: experiments and theory / *A. Fert, V. Cros, J.M. George et al.* // *J. of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2004. – Vol. 272–276. – P. 1706–1711.
8. *Ostrovskaya N.V., Skidanov V.A., Iusipova Iu.A.* Bifurcations in the dynamical system for three-layered magnetic valve // *Solid State Phenomena*. – 2015. – Vol. 233–234. – P. 431–434.
9. *Островская Н.В., Скиданов В.А., Юсипова Ю.А.* Особенности переключения намагниченности в ячейках памяти MRAM с планарной анизотропией // Сб. тр. ИППМ РАН / Под общ. ред. акад. РАН А.Л. Стемповского. – М.: ИППМ РАН, 2016. – С. 199–206.
10. *Островская Н.В., Скиданов В.А., Юсипова Ю.А.* Классификация динамических режимов переключения намагниченности в трехслойной ферромагнитной структуре под воздействием спин-поляризованного тока инжекции и внешнего магнитного поля. I. Продольная анизотропия // Компьютерные исследования и моделирование. – 2016. – Т. 8. – №4. – С. 605–620.

Поступила 28.11.2016 г; принята к публикации 24.01.2017 г.

Юсипова Юлия Александровна – инженер кафедры общей физики МИЭТ (Россия, 124498, г. Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, д. 1), инженер-проектировщик отдела проектирования микроэлектронных компонентов для нанотехнологий ИППМ РАН (Россия, 124365, г. Москва, г. Зеленоград, ул. Советская, д. 3), linda_nike@mail.ru

References

1. *Slonczewski J.C.* Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1996, vol. 15, pp. L1–L7.
2. *Sun J.Z.* Spin-current interaction with a monodomain magnetic body: A model study. *Phys. Rev. B*, 2000, vol. 62, pp. 570–578.
3. *Bertotti G., Serpico C., Mayergoyz I.D., Magni A., d'Aquino M., Bonin R.* Magnetization Switching and Microwave Oscillations in Nanomagnets Driven by Spin-Polarized Currents. *Phys. Rev. B*, 2005, vol. 94, p. 127206.

4. Mayergoyz I.D., Bertotti G., Serpico C. *Nonlinear Magnetization Dynamics in Nanosystems*. Oxford, Elsevier, 2009.
5. Berger L. Relation between damping, current-induced torques, and wall resistance for domain walls in magnetic nanowires. *Phys. Rev. B*, 2007, vol. 75, p. 174401.
6. Grollier J., Cros V., Jaffres H., Hamzic A., George J.M., Faini G., Youssef J.B., Le Gall H., Fert A. Field dependence of magnetization reversal by spin transfer. *Phys. Rev. B*, 2003, vol. 67, pp. 174402–174410.
7. Fert A., Cros V., George J.M., Grollier J., Jaffres H., Hamzic A., Vaures A., Faini G., Youssef J.B., Le Gall H. Magnetization reversal by injection and transfer of spin: experiments and theory. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2004, vol. 272–276, P. 1706–1711.
8. Ostrovskaya N.V., Skidanov V.A., Iusipova Iu.A. Bifurcations in the Dynamical System for Three-Layered Magnetic Valve. *Solid State Phenomena*, 2015, vol. 233–234, pp. 431–434.
9. Ostrovskaya N.V., Skidanov V.A., Iusipova Iu.A. Osobennosti pereklyucheniya namagnichennosti v yachejkakh pamyati MRAM s planarnoj anizotropiej [Features of magnetization reversal in a MRAM cell with in-plane anisotropy]. *Sb. tr. IPPM RAN pod. obshh. red. akad. RAN Stempkovskogo A.L. – Proceedings of IPPM RAS*. Moscow: IPPM RAN, 2016. pp. 199–206. (In Russian).
10. Ostrovskaya N.V., Skidanov V.A., Iusipova Iu.A. Klassifikatsiya dinamicheskikh rezhimov pereklyucheniya namagnichennosti v trekhslonnoy ferromagnitnoy strukture pod vozdeystviem spin-polyarizovannogo toka inzhektzii i vneshnego magnitnogo polya. I. Prodol'naya anizotropiya [Classification of dynamical switching regimes in a three-layered ferromagnetic nanopillar governed by spin-polarized injection current and external magnetic field. I. Longitudinal anisotropy]. *Komp'yuternye issledovaniya i modelirovanie – Computer Research and Modeling*, 2016, vol. 8, no.4, pp. 605–620. (In Russian).

Submitted 28.11.2016; accepted 24.01.2017

Уважаемые авторы и читатели!



Вышел в свет журнал
SEMICONDUCTORS

Vol. 50, N 13, 2016. - ISSN: 1063-7826

<http://pleiades.online>

<http://link.springer.com>