

Влияние полевой компоненты магнитного момента, обусловленного спин-поляризованным током инжекции, на динамику намагниченности в тонкопленочной трехслойной наноструктуре

Н.В. Островская, В.А. Скиданов

Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, г. Москва

ost@ippm.ru

Аннотация — Приводятся результаты исследования уточненной модели спинового вентиля, а именно: построение бифуркационных диаграмм, определение пороговых значений токов и полей переключения элементов и тех значений токов и полей, при которых в данной трехслойной структуре существует нетривиальная динамика намагниченности.

Ключевые слова — спиновый вентиль, уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта, спиновая поляризация, макроспин, магнитный момент.

I. ВВЕДЕНИЕ

Металлический спиновый нано-вентиль представляет собой основу элемента магниторезистивной памяти STT-MRAM, активно обсуждаемой в настоящее время. В основополагающей работе Дж. Слончевского [1] были заложены теоретические принципы функционирования такого элемента. Было показано, что крутящий магнитный момент (торк), создаваемый воздействием потока спин-поляризованных электронов, при определенной величине тока способен перевернуть намагниченность активного слоя вентиля к альтернативной ориентации, то есть, в терминах техники запоминающих устройств, из положения «0» в положение «1» либо обратно. В работах, последовавших вслед за [1], проводился более детальный теоретический и математический анализ функционирования модели такого вентиля (подробную библиографию можно найти, например, в обзорах [6,8,9]). В частности, в наших работах [2–4] был проведен анализ системы дифференциальных уравнений, описывающих динамику намагниченности свободного ферромагнитного слоя вентиля, методами качественной теории динамических систем [5]. Были определены пороговые значения тока и внешнего магнитного поля, способного перевернуть намагниченность в новое положение как для вентиля с продольной, так и для вентиля с перпендикулярной анизотропией свободного слоя. Были выявлены и такие значения параметров, при которых вентили функционируют как модуляторы выходного напряжения и как логические ячейки с тремя возможными равновесными состояниями, что можно использовать для создания вероятностных элементов в нейронных сетях.

Вместе с тем, впоследствии модель вентиля Слончевского была уточнена добавлением полевой компоненты крутящего магнитного момента (торка), обусловленного спин-поляризованным током инжекции [6,7]. И хотя в литературе отсутствуют точные количественные оценки влияния этой поправки, в некоторых работах можно встретить утверждение, что они незначительны (например, [6,8,9]). В настоящей работе приводятся результаты исследования уточненной модели вентиля методами качественной теории динамических систем, эффективно использованной нами при анализе сокращенной модели [1]. На основе этой теории проводится построение бифуркационных диаграмм, определение пороговых токов и полей переключения элементов и выявление тех значений токов и полей, при которых существует нетривиальная динамика намагниченности.

II. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Объектом исследования является трехслойная структура Co/Cu/Co, состоящая из двух слоев ферромагнитного материала (кобальт) и медной немагнитной прослойки, близкая к структурам, рассмотренным в работах [1–4]. Поперечное сечение структуры представляет собой квадрат со стороной 100 нм, одна из сторон которого параллельна оси легкого намагничивания ферромагнитных слоев (ось OX), толщина тонкого слоя в расчетах принята равной 5 нм. Намагниченность нижнего (толстого) слоя фиксирована, ее направление принимаем за положительное направление оси OX. Ось OZ перпендикулярна плоскости слоев. Параллельно OZ пропускается ток, плотность которого J находится в диапазоне от 0 до 10^{14} А/м². Структура помещена во внешнее магнитное поле \mathbf{H} , направленное вдоль оси анизотропии (рис. 1). Рассматриваются как положительные, так и отрицательные значения поля. Предполагается, что первоначально векторы намагниченности ферромагнитных слоев сонаправлены (что соответствует значению «0», записанному в ячейке). Далее в ячейку подается ток, спины носителей которого на границе раздела Co/Cu поляризуются вдоль направления закрепленного ферромагнитного слоя, и, воздействуя на намагниченность свободного слоя, создают суммарный момент, способный перевернуть направление

намагниченности свободного слоя (записать в ячейку значение «1»). В данной работе рассматривается движение электронов только в одном направлении от закрепленного к свободному слою.

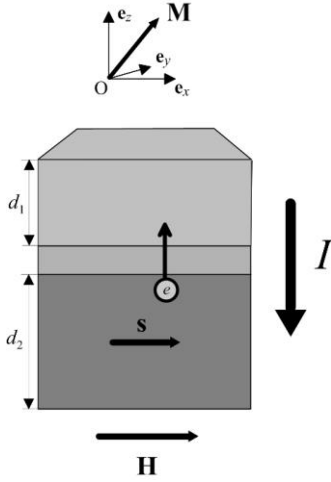


Рис. 1. Геометрия модели

Теоретическая модель явления, лежащего в основе работы спинового вентиля, была предложена в работе Дж. Слончевского [1]. Модель базируется на фундаментальном уравнении Ландау-Лифшица-Гильберта, описывающем динамику вектора намагниченности \mathbf{M} в незакрепленном (свободном) ферромагнитном слое:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -|\gamma| \mu_0 [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right] + \mathbf{T}. \quad (1)$$

Здесь $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ н/А² — магнитная проницаемость вакуума, γ — гиромагнитное отношение: $\gamma = 0.28025 \cdot 10^{11}$ Тл⁻¹с⁻¹, α — безразмерный коэффициент диссипации, M_s — намагниченность насыщения, \mathbf{H}_{eff} — эффективное магнитное поле, отражающее те виды физических взаимодействий, которые учтены в модели. В данном случае

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_f, \quad (2)$$

где \mathbf{H} — внешнее магнитное поле, \mathbf{H}_a — эффективное поле магнитной анизотропии, \mathbf{H}_f — эффективное поле размагничивания, возникающее за счет конечных размеров вентильной структуры. Последнее слагаемое в уравнении (1) — вращающий магнитный момент (торк), действующий на намагниченность свободного слоя со стороны спин-поляризованного тока инжекции. Согласно представлениям теоретической механики [7–10], момент силы, действующей на намагниченность в свободном слое, может быть разложен на три составляющих. Одна из этих составляющих совпадает с направлением намагниченности, т.е. создает нулевой момент, две другие взаимно ортогональны друг другу и записываются в следующем виде:

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}^{\text{II}} + \mathbf{T}^{\text{I}} = |\gamma \mu_0| a [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{s}]] + |\gamma \mu_0| b [\mathbf{M} \times \mathbf{s}],$$

где $a = G \frac{J \hbar}{ld|e|}$, $b = G \frac{J \hbar M_s}{ld|e|}$, J — плотность тока через поперечное сечение структуры, d — толщина свободного слоя, l — фактор Ландау, e — заряд электрона. Скалярная безразмерная функция $G(\mathbf{M})$ согласно [1], имеет следующий вид:

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

где P — параметр спиновой поляризации.

Уравнение (1) сводится к безразмерному виду

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tilde{t}} = -[\mathbf{m} \times \mathbf{h}_{\text{eff}}] + \alpha \left[\mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tilde{t}} \right] + \mathbf{t}, \quad (3)$$

где $\mathbf{h}_{\text{eff}} = \frac{\mathbf{H}_{\text{eff}}}{M_s}$, $\mathbf{t} = \frac{\mathbf{T}}{\gamma \mu_0 M_s^2}$, $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_s}$, $|\mathbf{m}| = 1$, время \tilde{t} измеряется в единицах $(\gamma \mu_0 M_s)^{-1}$. Здесь $\mathbf{h}_{\text{eff}} = \mathbf{h} + \mathbf{h}_a + \mathbf{h}_f$. В случае внешнего поля \mathbf{h} , направленного вдоль оси ОХ, слагаемое $\mathbf{h} = h \mathbf{e}_x$. Поле анизотропии в данной модели также ориентировано вдоль ОХ

$$\mathbf{h}_a = k(\mathbf{m}, \mathbf{e}_x) \mathbf{e}_x = k m_x \mathbf{e}_x,$$

где $k = 2K_a \mu_0^{-1} M_s^{-2}$, K_a — константа магнитной анизотропии. Поле размагничивания \mathbf{h}_f определяется соотношением $\mathbf{h}_f = -\hat{\mathbf{q}} \mathbf{m}$, где тензор $\hat{\mathbf{q}}$ — форм-фактор размагничивания. В выбранной нами геометрии можно считать, что $\mathbf{h}_f = -m_z \mathbf{e}_z$.

Если собрать воедино первое и последнее слагаемые в правой части уравнения (3), то получим уравнение (4)

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tilde{t}} = -[\mathbf{m} \times (\mathbf{h}_{\text{eff}} + g \mathbf{m} \times \mathbf{s} - g \mathbf{s})] + \alpha \left[\mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tilde{t}} \right], \quad (4)$$

$g = \frac{J \hbar}{ld|e|} G = jG$, j — безразмерная плотность тока.

Это позволяет ввести новый вектор эффективного поля $\mathbf{f} = \mathbf{h}_{\text{eff}} + g \mathbf{m} \times \mathbf{s} - g \mathbf{s}$

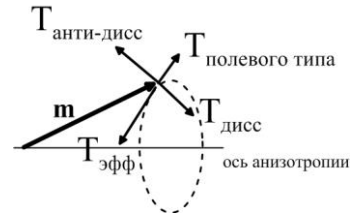


Рис. 2. Магнитные моменты, действующие на намагниченность в свободном слое вентиля.

Запишем вектор \mathbf{f} в координатном виде с учетом того, что $[\mathbf{m} \times \mathbf{s}] = 0 \cdot \mathbf{e}_x + m_z \mathbf{e}_y - m_y \mathbf{e}_z$. Таким образом,

$$\mathbf{f} = \begin{pmatrix} f_x \\ f_y \\ f_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h + km_x - \boxed{g} \\ -gm_z \\ -m_z + gm_y \end{pmatrix} \quad (5)$$

(в первой строке новый дополнительный член заключен в прямоугольник). После алгебраических преобразований, используя первый интеграл уравнения (1) $(\mathbf{m}, \mathbf{m}) = 1$, получим уравнение, разрешенное относительно производных по времени

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} = -[\mathbf{m} \times \mathbf{f}] + \alpha \mathbf{f} - \alpha \mathbf{m}(\mathbf{m}, \mathbf{f}), \quad (6)$$

где $\tau = \frac{\tilde{\tau}}{1 + \alpha^2} = |\gamma| \frac{\mu_0 M_s}{1 + \alpha^2} t$, \mathbf{f} определяется соотношением (5). В координатной записи система (6) имеет вид

$$\begin{cases} \frac{dm_x}{d\tau} = (m_z f_y - m_y f_z) + \alpha f_x - \alpha m_x L, \\ \frac{dm_y}{d\tau} = (m_x f_z - m_z f_x) + \alpha f_y - \alpha m_y L, \\ \frac{dm_z}{d\tau} = (m_y f_x - m_x f_y) + \alpha f_z - \alpha m_z L. \end{cases}$$

где $L = (\mathbf{m}, \mathbf{f}) = km_x^2 + m_x(h - g) - m_z^2$.

Ее развернутый координатный вид записан ниже:

$$\begin{aligned} \frac{dm_x}{d\tau} &= P(m_x, m_y, m_z) = -g(m_y^2 + m_z^2) + m_y m_z + \alpha(h + km_x - g) - \alpha m_x L, \\ \frac{dm_y}{d\tau} &= Q(m_x, m_y, m_z) = gm_x m_y - m_x m_z - hm_z - km_x m_x - \alpha gm_z - \alpha m_y L, \\ \frac{dm_z}{d\tau} &= S(m_x, m_y, m_z) = m_y(h + km_x) + gm_x m_z + \alpha(gm_y - m_z) - \alpha m_z L, \end{aligned} \quad (7)$$

Система имеет первый интеграл и представляет собой систему с двумя степенями свободы.

Параметры структуры Co/Cu/Co, которые были использованы в численном расчете: $\alpha = 0.02$, $P = 0.35$, $\mu_0 M_s = 1.76$ Тл, $K_a = 0.53 \cdot 10^6$ Дж/м³ [10], раздел 1. При этом нормировки основных переменных были следующими:

$$\begin{aligned} t &= \frac{1 + \alpha^2}{\gamma \mu_0 M_s} \tilde{\tau} = 0.2028 \cdot 10^{-11} \tau \text{ (с)}, \\ H &= M_s h = 0.1406 \cdot 10^7 h \text{ (А/м)}, \\ J &= \frac{d_1 e \mu_0 M_s^2}{\hbar} j = 0.1873 \cdot 10^{14} j \text{ (А/м}^2\text{)}, \\ K_a &= \frac{\mu_0 M_s^2}{2} k = 1.2325 \cdot 10^6 k \text{ (Дж/м}^3\text{)}. \end{aligned}$$

III. АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Для проведения бифуркационного анализа этой системы нужно так же, как и ранее в [2,3], определить число равновесий в системе (ее особых точек) и их

координаты. Их координаты определяются решением алгебраической системы

$$\begin{aligned} P(m_x, m_y, m_z) &= -g(m_y^2 + m_z^2) + m_y m_z + \alpha(h + km_x - g) - \alpha m_x L = 0, \\ Q(m_x, m_y, m_z) &= gm_x m_y - m_x m_z - hm_z - km_x m_x - \alpha gm_z - \alpha m_y L = 0, \\ S(m_x, m_y, m_z) &= m_y(h + km_x) + gm_x m_z + \alpha(gm_y - m_z) - \alpha m_z L = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Далее, линеаризовав систему (7) в окрестности каждой особой точки, необходимо найти спектр линейной системы и, при наличии особых точек типа фокус, найти те значения управляющих параметров (тока и поля), где действительная часть собственных значений линейных систем обращается в нуль. Тем самым, согласно теореме Андронова–Хопфа, можно определить линии рождения предельных циклов.

A. Основные особые точки

Так же, как и ранее в сокращенной системе уравнений в работах [2–4], легко убедиться, что система (7) имеет по крайней мере две особые точки $T_{1,2}(\pm 1, 0, 0)$, симметрично расположенные на оси OX . Определим их тип. Общий вид системы (7), линеаризованной в окрестности особой точки $T_0(m_{x,0}, m_{y,0}, m_{z,0})$, можно записать как

$$\frac{d\mathbf{m}}{d\tau} \cong \mathbf{A}(\mathbf{m} - \mathbf{m}_0),$$

где $\mathbf{m}_0 = (m_{x,0}, m_{y,0}, m_{z,0})$ — радиус-вектор, проведенный из начала координат в точку T_0 , \mathbf{A} — числовая матрица

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \partial_{m_x} P & \partial_{m_y} P & \partial_{m_z} P \\ \partial_{m_x} Q & \partial_{m_y} Q & \partial_{m_z} Q \\ \partial_{m_x} S & \partial_{m_y} S & \partial_{m_z} S \end{pmatrix}_{T_0},$$

а символ ∂_m означает частную производную по переменной m .

Система (7), линеаризованная в окрестности точки $T_1(+1, 0, 0)$, имеет следующий спектр собственных значений:

$$\begin{aligned} \lambda_0 &= 2\alpha \left(-h - k + \frac{cj}{b+1} \right) \\ \lambda_{1,2} &= (\alpha + 1) \frac{cj}{b+1} - \frac{1}{2} \alpha (2h + 2k + 1) \pm \frac{1}{2(b+1)} \sqrt{D_1}, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} D_1 &= \left[(b+1)\sqrt{(1-\alpha^2)} - 2cj(1-\alpha) - (b+1)(2h+2k+1) \right] \times \\ &\times \left[(b+1)\sqrt{(1-\alpha^2)} + 2cj(1-\alpha) + (b+1)(2h+2k+1) \right]. \end{aligned}$$

При $D_1 < 0$ особая точка $T_1(+1, 0, 0)$ является фокусом, при $D_1 \geq 0$ может быть седлом или узлом.

Таким образом, из выражений (9) определяются три критические линии

$$L_1 : 2cj(1-\alpha) + (b+1)(2h+2k+1+\sqrt{1-\alpha^2}) = 0,$$

$$L_2 : 2cj(1-\alpha) + (b+1)(2h+2k+1-\sqrt{1-\alpha^2}) = 0,$$

$$L_3 : 2cj(1+\alpha) - \alpha(b+1)(2h+2k+1) = 0.$$

Параллельные линии L_1, L_2 делят плоскость на три части в зависимости от знака подкоренного выражения D_1 : в полосе между этими линиями $D_1 \geq 0$, т.е. когда $\lambda_{1,2}$ действительны, особая точка $T_1(+1, 0, 0)$ представляет собой узел либо седло. Вне полосы $D_1 \leq 0$, т.е. $T_1(+1, 0, 0)$ является фокусом. Устойчивость фокуса определяется знаком действительной части собственных чисел $\lambda_{1,2}$. Линия смены знака — линия L_3 , она же, согласно теореме Андронова–Хопфа, является линией рождения/исчезновения предельного цикла вокруг особой точки $T_1(+1, 0, 0)$.

Для выяснения типа точки $T_1(+1, 0, 0)$ при действительных собственных значениях $\lambda_{1,2}$, рассмотрим знак их произведения. В случае $\lambda_1\lambda_2 < 0$ точка $T_1(+1, 0, 0)$ является седлом, в случае $\lambda_1\lambda_2 > 0$ узлом (устойчивым или неустойчивым в зависимости от знака каждого множителя):

$$\begin{aligned} \lambda_1\lambda_2 &= \\ &= (1+\alpha^2) \left[2g_1^2 - 2g_1h + h^2 - (1+2k)g_1 + (1+2k)h + k(k+1) \right], \end{aligned}$$

где $g_1 = cj/(b+1)$.

Произведение представляет собой уравнение кривой второго порядка, и в базисе собственных векторов матрицы квадратичной формы может быть записано в каноническом виде как

$$L_4 : \frac{u_1^2}{p_1^2} + \frac{v_1^2}{q_1^2} = 1, \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} u_1 &= (\sqrt{5}+1)g_1 - 2h - 2k - 1, & p_1^2 &= \frac{5-\sqrt{5}}{2}, \\ v_1 &= (\sqrt{5}-1)g_1 + 2h + 2k + 1, & q_1^2 &= \frac{5+\sqrt{5}}{2}. \end{aligned}$$

Часть дуги в верхней полуплоскости управляющих параметров (h, j) отделяет область, в которой особая точка $T_1(+1, 0, 0)$ является седлом, от области, в которой она является узлом.

Приведем аналогичные уравнения критических линий для системы без полевого члена из работ [2–4]

$$L_1 : 2\alpha cj + (b+1)(2h+2k+1+\sqrt{\alpha^2+1}) = 0,$$

$$L_2 : 2\alpha cj + (b+1)(2h+2k+1-\sqrt{\alpha^2+1}) = 0,$$

$$L_3 : 2cj - \alpha(b+1)(2h+2k+1) = 0,$$

$$L_4 : (b+1)^2 (2h+2k+1)^2 + 4c^2 j^2 = 1.$$

Сопоставляя соответствующие выражения, отмечаем, что при $j=0$ (на горизонтальной координатной оси) диаграммы для сокращенной модели [4] и исследуемой здесь модели совпадают. Выше горизонтальной оси имеет место заметный сдвиг линий $L_{1,2}$ относительно линий $L_{1,2}$ (Рис. 3а). Однако линии L_3 и L_3 отличаются друг от друга на величину, пропорциональную малому параметру α , практически сливаясь на диаграмме. Вместе с тем, эти линии являются основными характеристиками вентиля, которые отделяют режим с устойчивой параллельной конфигурацией намагниченности опорного и активного слоев структуры от неустойчивой конфигурации.

В окрестности точки $T_2(-1, 0, 0)$ линеаризованная система имеет следующие собственные значения:

$$\begin{aligned} \lambda_0 &= -2\alpha \frac{cj}{b-1} + h - k, \\ \lambda_{1,2} &= -(\alpha+1) \frac{cj}{b-1} + \frac{1}{2}\alpha(2h-2k-1) \pm \frac{1}{2(b-1)}\sqrt{D_2}. \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} D_2 &= \left[2cj(1-\alpha) - (b-1)(2h-2k-1) + (b-1)\sqrt{\alpha^2+1} \right] \times \\ &\times \left[-2cj(1-\alpha) + (b-1)(2h-2k-1) + (b-1)\sqrt{\alpha^2+1} \right]. \end{aligned}$$

Отсюда получим еще три критические линии для выявления характерных динамических режимов намагниченности в активном слое трехслойного элемента (Рис. 3б)

$$L_5 : 2cj(1-\alpha) - (b-1)(2h-2k-1) + (b-1)\sqrt{\alpha^2+1} = 0,$$

$$L_6 : 2cj(1-\alpha) - (b-1)(2h-2k-1) - (b-1)\sqrt{\alpha^2+1} = 0,$$

$$L_7 : -2cj(\alpha+1) + \alpha(2h-2k-1)(b-1) = 0,$$

а также линию L_8 , разделяющую области, в которых при $D_2 \geq 0$ точка $T_2(-1, 0, 0)$ имеет тип седла и тип узла (находится из того же условия, что и выше линия L_4 для $T_1(+1, 0, 0)$). В этом случае произведение $\lambda_1\lambda_2$ равно

$$\begin{aligned} \lambda_1\lambda_2 &= \\ &= (1+\alpha^2) \left[2g_2^2 - 2g_2h + h^2 + g_2(2k+1) - h(2k+1) + k(k+1) \right], \end{aligned}$$

где $g_2 = cj/(b-1)$.

Так же, как и выше, уравнение линии L_8 сводится к каноническому уравнению эллипса в базисе собственных векторов матрицы квадратичной формы

$$L_8 : \frac{u_2^2}{p_2^2} + \frac{v_2^2}{q_2^2} = 1,$$

где

$$u_2 = (\sqrt{5} + 1)g_2 - 2h + 2k + 1, \quad p_2^2 = \frac{3 + \sqrt{5}}{2},$$

$$v_2 = (\sqrt{5} - 1)g_2 + 2h - 2k - 1, \quad q_2^2 = \frac{5 + \sqrt{5}}{2}.$$

Уравнения соответствующих линий в модели, не учитывающей полевую компоненту вращательного момента, имеют вид [4]

$$L_5 : 2\alpha c j + (b-1)(2h-1-2k + \sqrt{\alpha^2 + 1}) = 0,$$

$$L_6 : 2\alpha c j + (b-1)(2h-1-2k - \sqrt{\alpha^2 + 1}) = 0,$$

$$L_7 : 2c j - \alpha(b-1)(2h-2k-1) = 0,$$

$$L_8 : 4(b-1)^2 \left(h - \frac{1}{2} - k \right)^2 + 4c^2 j^2 = 1.$$

На рис. 3б графически показано отклонение критических линий основных состояний равновесия сокращенной и обобщенной моделей вентиля. Аналогично предыдущему случаю, линии L_7 и L_7 отличаются на малую величину порядка α .

В. Дополнительные особые точки

Для нахождения координат дополнительных особых точек, как и ранее в работах [2–4], выразим компоненту m_y из третьего уравнения алгебраической системы (8) и подставим ее в первые два уравнения. Далее, последовательно исключая из первых двух уравнений компоненту m_z , приходим к следующему уравнению для компоненты m_x :

$$\sum_{i=0}^4 A_i(k, h, j, \alpha, b, c) m_x^i = 0, \quad (12)$$

где

$$A_0 = h^2 b^2 - 2bhcj + c^2 j^2 = A_0 - 2bhcj + c^2 j^2,$$

$$A_1 = 2hk + 2k^2 b + h + 2bk - cj(b + 2bk + 2h) = A_1 - cj(b + 2bk + 2h),$$

$$A_2 = b^2 k^2 + b^2 k + 4hbk + j^2 c^2 + 2hb + h^2 - cj(k + 1) = A_2 - cj(k + 1),$$

$$A_3 = 2b^2 hk + b^2 h + 2bh^2 = A_3,$$

$$A_4 = k(k + 1) = A_4$$

(A_i — соответствующие коэффициенты многочлена в уравнении без учета полевой компоненты вращательного момента). Зная компоненту m_x , из уравнений (8) легко вывести выражение для определения m_z :

$$m_z^2 = m_x(1 - m_x^2) \frac{cj}{b + m_x} \times$$

$$\times \frac{-akm_x^2 - a(h + bk)m_x + cj(1 + a) - abh}{(acj + 1 + k)m_x^2 + (bk + b + h)m_x + bh - cj}.$$

Теперь компоненту m_y можно определить из условия $m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1$.

Распределение корней многочлена (12) показано на Рис. 3с. На координатной плоскости «поле–ток» в безразмерных единицах представлены критические линии бифуркации рождения/уничтожения особых точек для сокращенной динамической системы (пунктирные линии) и для системы с учетом полевой компоненты вращательного момента (сплошные линии).

В областях XI и XII дополнительных особых точек две. Это фокусы, расположенные симметрично относительно оси анизотропии. В области X четыре попарно аксиально симметричных точки, два фокуса и два седла. Вне криволинейной фигуры, объединяющей области X, XI, XII, дополнительных особых точек нет.

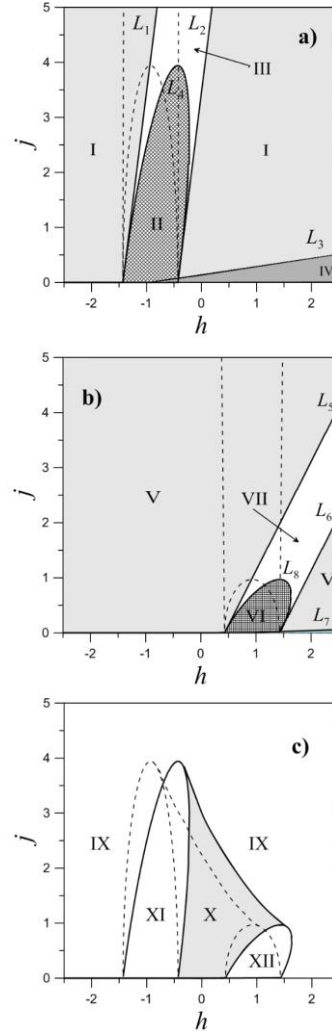


Рис. 3. Диаграммы типов состояний равновесия намагничности в активном слое спин-вентильной структуры и их устойчивости в зависимости от величины управляющих поля и тока

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное аналитическое исследование показало, что учет полевой компоненты торка в математической модели спиновое вентиля не влияет на качественный результат оценки устойчивости и типа состояний равновесия намагничности активного слоя вентиля.

Критическая линия потери устойчивости основных состояний равновесия $T_1(+1,0,0)$ и $T_2(-1,0,0)$ с точностью до величины малого параметра α совпадает с аналогичной критической линией для сокращенной модели.

Отдельного рассмотрения требует исследование предельных циклов в обобщенной модели, которые играют важную роль для разработки и проектирования спин-трансферных нано-осцилляторов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Slonczewski J. Current-driven excitation of magnetic multilayers // *J.Magn.Magn.Matter* — 1996 — Vol.159, P. L1–L7.
- [2] N. Ostrovskaya, V. Skidanov, I.Iusipova “Bifurcations in the dynamical system for three-layered magnetic valve”, *Solid State Phenomena*, Vols. 233–234 (2015), pp. 431–434 doi:10.4028/www.scientific.net/SSP.233–234.431
- [3] Островская Н.В., Скиданов В.А., Юсипова Ю.А., Классификация динамических режимов переключения намагниченности в трехслойной ферромагнитной структуре в зависимости от спин-поляризованного тока инжекции и внешнего магнитного поля–I. Продольная

анизотропия, Компьютерные исследования и моделирование, 2016, Т.8, №4, С. 605–620. http://crm.ics.org.ru/uploads/crmissues/crm_2016_4/16.08.02.pdf

- [4] N. V. Ostrovskaya, Iu. A. Iusipova, *Qualitative Theory of Dynamical Systems for Control of Magnetic Memory Elements, Physics of Metals and Metallography*, 2019, Vol. 120, No. 13, pp. 1291–1298. (Q3) <https://doi.org/10.1134/S0031918X19130209>
- [5] Андронов А. А., Леонтович Е.А., Гордон И.И., Майер А.Г. Качественная теория систем второго порядка. —М.: Наука, 1966 — 568 с.
- [6] А.К. Звездин, К.А. Звездин, А.В. Хвальковский, °Обобщенное уравнение Ландау–Лифшица и процессы переноса спинового момента в магнитных наноструктурах // *УФН*, 2008, Т. 178, №4, с. 438442 DOI: 10.3367/UFNr.0178.200804i.0436
- [7] Zimmler M.A. *et al.*, Current-induced effective magnetic fields in Co/Cu/Co nanopillars, *PhysRev B* **70**, 184438 (2004)
- [8] Evgeny Y. Tsymbal, I. Zutic, *Handbook of Spin Transport*, CRC Press, London–Ney York, 2012, 777 p.
- [9] Kronmuller H., Parkin S., *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*, Wiley, 2007, 3064 p.

Field-like Torque-Component Influence on the Magnetization Dynamics in the Three-Layered Nanostructure

N.V. Ostrovskaya, V.A. Skidanov

Institute for Design Problems in Microelectronics of the Russian Academy of Sciences, ost@ippm.ru

Abstract — The normal form of the dynamical system describing the motion of the magnetization in the active layer of the three-layered STT-MRAM element was derived with the field-like component of the torque taken into account. The qualitative analysis of the dynamical system was performed. On the “field-current” plane the regions where the behavior of the trajectories is topologically equivalent have been determined. The critical lines separated the regions have been found analytically. The results have been compared with those obtained for the case without the field-like component of the torque in the equation of the motion.

Keywords — magnetic random access memory, MRAM, magnetization reversal, generalized Landau-Lifshits-Gilbert equation, dynamical system, bifurcation, Andronov-Hopf theorem

REFERENCES

- [1] Slonczewski J. Current-driven excitation of magnetic multilayers // *J.Magn.Magn.Matter* — 1996 — Vol.159, P. L1–L7.
- [2] N. Ostrovskaya, V. Skidanov, I.Iusipova “Bifurcations in the dynamical system for three-layered magnetic valve”, *Solid State Phenomena*, Vols. 233–234 (2015), pp. 431–434 doi:10.4028/www.scientific.net/SSP.233–234.431.

- [3] N. Ostrovskaya, V. Skidanov, I.Iusipova. Classification of dynamical switching regimes in a three-layered ferromagnetic nanopillar governed by spin-polarized injection current and external magnetic field I — Longitudinal anisotropy // *COMPUTER RESEARCH AND MODELING* 2016 VOL. 8 NO. 4 P. 605–620. http://crm.ics.org.ru/uploads/crmissues/crm_2016_4/16.08.02.pdf.
- [4] N. V. Ostrovskaya, Iu. A. Iusipova, *Qualitative Theory of Dynamical Systems for Control of Magnetic Memory Elements, Physics of Metals and Metallography*, 2019, Vol. 120, No. 13, pp. 1291–1298. (Q3) <https://doi.org/10.1134/S0031918X19130209>.
- [5] Andronov A.A., Leontovich E.A., Gordon I.I., Mayer A.G., *Qualitative theory of the second-order systems* // Moscow, 1966, 568 p.
- [6] A K Zvezdin, K A Zvezdin and A V Khvalkovskiy, The generalized Landau–Lifshitz equation and spin transfer processes in magnetic nanostructures // *Physics-Uspekh*, Volume 51, Number 4.
- [7] Zimmler M.A. *et al.*, Current-induced effective magnetic fields in Co/Cu/Co nanopillars, *PhysRev B* **70**, 184438 (2004).
- [8] Evgeny Y. Tsymbal, I. Zutic, *Handbook of Spin Transport*, CRC Press, London–Ney York, 2012, 777 p.
- [9] Kronmuller H., Parkin S., *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*, Wiley, 2007, 3064 p.