Динамика намагниченности свободного слоя спинового вентиля при воздействии магнитных полей, перпендикулярных и параллельных плоскости слоев Островская Н.В¹, В.А. Скиданов¹, Юсипова Ю.А.^{1,2}

¹Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, г. Москва

²Национальный исследовательский университет «МИЭТ», г. Москва linda_nike@mail.ru

Аннотация — Построена математическая модель спинового вентиля, помещенного в магнитное поле, перпендикулярное оси анизотропии. Проведенный уравнений, качественный анализ системы описывающих динамику вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля, позволил получить выражения для расчета координат особых точек системы. На основании проведенного исследования динамики вектора намагниченности свободного слоя определены оптимальные режимы работы спинового вентиля как ячейки памяти MRAM и как наноосциллятора.

Ключевые слова — спиновый вентиль, магниторезистивная память с произвольным доступом, наноосцилляторы, MRAM, STNOs.

I. Введение

Спин-электронные микроструктуры лежат в архитектуры микроэлектронных основе таких устройств, как считывающие головки жестких дисков, магниторезистивная память с произвольным доступом (MRAM) и различные наноосцилляторы (STNOs). Поэтому изучение различных динамических режимов спин-вентильных устройств И исследование возможностей управления этими режимами представляют практический интерес.

Данное исследование направлено на изучение режимов работы спинового вентиля – структуры, состоящей из двух ферромагнитных слоев и немагнитной прослойки между ними. Структура помещена в магнитное поле, перпендикулярное оси анизотропии.

II. Основные уравнения

Объектом исследования является спиновый вентиль с квадратным поперечным сечением (рис. 1). Ферромагнитные слои вентиля изготовлены из монокристаллического кобальта. Оси *OX* и *OY* декартовых координат, связанных со структурой, ориентированы вдоль сторон квадрата, ось *OZ* перпендикулярна плоскости слоев. Ось легкого намагничивания параллельна оси *OX*. Структура помещена в магнитное поле. В одном случае поле направлено вдоль оси *OY* (**H**_Y), в другом —

оси OZ (**H**_Z). Параллельно оси OZ пропускается электрический ток плотностью J. Толщина слоя с закрепленной намагниченностью d_2 составляет 5 нм, толщина свободного слоя $d_1 = 2$ нм. Направление вектора намагниченности свободного слоя **М** может изменяться.



Рис. 1. Спиновый вентиль

Динамика вектора намагниченности свободного слоя **М** описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта [1]:

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

где γ — гиромагнитное отношение, α — безразмерный коэффициент диссипации, M_s — намагниченность насыщения.

Эффективное магнитное поле **H**_{eff} включает следующие виды физических взаимодействий:

- внешнее магнитное поле, если оно направлено вдоль оси *OY*, $\mathbf{H}_Y = H\mathbf{e}_y$, $\mathbf{H}_Z = 0$, а если вдоль оси *OZ* — $\mathbf{H}_Z = H\mathbf{e}_z$, $\mathbf{H}_Y = 0$, где *H* величина магнитного поля;
- эффективное поле магнитной анизотропии **H**_{*a*} направлено вдоль оси *OX* и определяется соотношением

$$\mathbf{H}_{a} = 2K_{a}\mu_{0}^{-1}M_{s}^{-2}(\mathbf{M},\mathbf{e}_{x})\mathbf{e}_{x} = 2K_{a}\mu_{0}^{-1}M_{s}^{-2}M_{x}\mathbf{e}_{x},$$

где *K_a* — константа анизотропии;

- эффективное поле размагничивания **H**_f в выбранной нами геометрии можно считать равным -M_z**e**_z;
- эффективное поле, создаваемое спинполяризованным током инжекции **H**_c, в работе [1] определяется выражением:

$$\mathbf{H}_{c} = G \frac{J\hbar}{d_{1}e\mu_{0}M_{s}^{2}} [\mathbf{s} \times \mathbf{M}].$$

где **s** — направление спиновой поляризации тока, совпадающее с направлением намагниченности в толстом слое (в данной геометрии $\mathbf{s} \equiv \mathbf{e}_x$), *G* — коэффициент токовой поляризации.

Используя следующие нормировки: $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_s}$,

$$\mathbf{h}_{eff} = \frac{\mathbf{H}_{eff}}{M_s} , \quad \mathbf{h} = \frac{\mathbf{H}}{M_s} , \quad \tau = \frac{t\gamma\mu_0 M_s}{(1+\alpha^2)} , \quad j = \frac{J\hbar}{d_1 e\mu_0 {M_s}^2} ,$$

 $k = \frac{2K_a}{\mu_0 M_s^2}$, уравнение (1) можно привести к

безразмерному виду (2):

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} = -\left[\mathbf{m} \times \mathbf{h}_{eff}\right] + \alpha \mathbf{h}_{eff} - \alpha \mathbf{m}(\mathbf{m}, \mathbf{h}_{eff}).$$
(2)

В координатной записи выражение (2) имеет вид

$$dm_{x} / dt = m_{y}m_{z} + \alpha km_{x} - jGm_{y}^{2} - jGm_{z}^{2} - \alpha km_{x}^{3} + + \alpha m_{x}m_{z}^{2} - m_{y}h_{Z} + m_{z}h_{Y} - \alpha m_{x}m_{y}h_{Y} - \alpha m_{x}m_{z}h_{Z},$$

$$dm_{y} / dt = jGm_{x}m_{y} - km_{x}m_{z} - \alpha jGm_{z} - m_{x}m_{z} + \alpha m_{y}m_{z}^{2} - (3) - \alpha km_{y}m_{x}^{2} - \alpha h_{Y}m_{y}^{2} + \alpha h_{Y} + m_{x}h_{Z} - \alpha h_{Y}m_{y}m_{z},$$

$$dm_{z} / dt = km_{x}m_{y} - \alpha m_{z} + jGm_{x}m_{z} + \alpha jGm_{y} + \alpha m_{z}^{3} - \alpha km_{z}m_{x}^{2} + \alpha m_{z}^{2}h_{Z} + \alpha h_{Z} - h_{Y}m_{x} - \alpha h_{Y}m_{y}m_{z},$$

где m_x, m_y, m_z — проекции вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля на оси *OX*, *OY* и *OZ*, соответственно.

Коэффициент токовой поляризации, согласно работе [1], определяется выражением

$$G = \frac{c}{b + m_x} \, .$$

Здесь $c = \frac{4P^{3/2}}{(1+P)^3}, b = 3-4c$, *P* — параметр спиновой поляризации.

В расчетах использовались следующие физические параметры кобальта: P = 0,35, $\alpha = 0,02$,

$$\mu_0 M_s = 1,76$$
 Тл и $K_a = 5,3 \cdot 10^5 \frac{Дж}{M^3}$ [2].

III. КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Для нахождения точек равновесия вектора намагниченности свободного слоя правые части системы (3) были приравнены к нулю, и методом последовательного исключения переменных найдены уравнения для вычисления координат особых точек. Таким образом, были получены шесть положений равновесия, которые при H = 0 имеют координаты: T_1 (1;0;0), T_2 (-1;0;0), T_3 (0;0;1), T_4 (0;0;-1), T_5 (0;1;0) и T_6 (0;-1;0), что соответствует результатам, полученным в работе [3].

случае приложения R магнитного поля, направленного вдоль оси ОУ, и последующего его увеличения при нулевом токе координаты точек T₁ и T₂ смещаются вдоль экватора единичной сферы. Если *H* > 0, то точки смещаются в сторону координаты (0;1;0), а если *H* < 0 — в сторону (0;-1;0). При $|H| = \frac{2K_a}{M_s \mu_0}$, достигнув соответствующего положения, точки T_1 и T_2 аннигилируют. При $J \neq 0$ и $H_Y > 0$ траектория движения точек T_1 и T_2 проходит по дуге выше экватора в первой четверти единичной сферы, а в случае $H_Y > 0$ — по дуге ниже экватора в третьей четверти единичной сферы. При этом траектории имеют непрерывный характер.

Аналогично для магнитного поля, направленного вдоль оси OZ, координаты точек T_1 и T_2 смещаются вдоль окружности, плоскость которой перпендикулярна оси OX. Если H > 0, то точки смещаются в сторону координаты (0;0;1), а если H < 0в сторону (0;0;-1).Достигнув ____ соответствующих координат, они аннигилируют при $|H| = \frac{2K_a + M_s \mu_0}{\mu_0}$. В случае $J \neq 0$ и $H_Z > 0$ μ_0 траектория движения точек T₁ и T₂ проходит во второй четверти единичной сферы, а в случае $H_Z > 0$

— в четвертой четверти единичной сферы. При этом траектории точек T_1 и T_2 имеют непрерывный характер только если $|H| < \sqrt{8K_a M_s/\mu_0}$.

При изменении тока и поля особые точки T_3 , T_4 , T_5 и T_6 также изменяют свои координаты. Смещение их координат происходит вдоль окружности, плоскость которой перпендикулярна оси OX. В случае ненулевого тока бо́льшим токам соответствует смещение точек T_3 и T_4 по часовой стрелке, а точек

 T_5 и T_6 — против часовой стрелки. Это согласуется с результатами, полученными в работе [4]. При приложении положительного магнитного поля и последующего его увеличения точки T_3 и T_5 смещаются против часовой стрелки, а T_4 и T_6 — по часовой стрелке.

На рис. 2 показаны бифуркационные диаграммы, которые построены для магнитного поля, направленного вдоль оси *OY* (рис. 2а), и магнитного поля, направленного вдоль оси *OZ* (рис. 2б). Бифуркационные диаграммы симметричны относительно оси *J*.





Линии p и p' ограничивают области существования точек T_1 и T_2 , а линии q и $q' - T_3$, T_4 , T_5 и T_6 . Линии q и q' пересекаются с осью J в точке $J_{q,q'} = \frac{d_1 e \mu_0 M_s^2 b}{2c\hbar}$, а с осью H — в точках $H_q = M_s$ и $H_{q'} = -M_s$ соответственно. В случае, когда внешнее магнитное поле приложено вдоль оси *OY* (рис. 2а), линия *p* пересекает ось *H* в точке $H_p = \frac{2K_a}{M_s\mu_0}$, а линия *p'* в точке $H_{p'} = -\frac{2K_a}{M_s\mu_0}$. Когда же магнитное поле направлено вдоль оси *OZ*, линии *p* и *p'* пересекают ось *H* в точках $H_p = \frac{2K_a + M_s\mu_0}{\mu_0}$ и

 $H_{p'} = -\frac{2K_a + M_s \mu_0}{\mu_0}$, соответственно.



Рис. 3. Бифуркационные диаграммы с областями смены типа особых точек: а — $\mathbf{H}_Y = H\mathbf{e}_y$, $\mathbf{H}_Z = 0$, б — $\mathbf{H}_Z = H\mathbf{e}_z$, $\mathbf{H}_Y = 0$.

Таким образом, в каждой точке области I существуют все шесть особых точек. Для магнитного поля, направленного вдоль оси OY (рис. 2a), в каждой точке области II существуют четыре особые точки T_1 , T_2 , T_3 и T_4 , однако для магнитного поля, направленного вдоль оси OZ, этой области нет (рис. 26). В каждой точке областей с номером IV существуют четыре особые точки, при этом это точки

 T_1 и T_2 , а также точки T_4 и T_6 для магнитного поля, направленного вдоль оси *OZ* (рис. 26), или точки T_3 и T_5 для магнитного поля, направленного вдоль оси *OY* (рис. 2а). В каждой точке области *V* существуют две особые точки T_1 и T_2 , а в областях с номером *III* — две особые точки T_5 и T_3 для $\mathbf{H}_Y = H\mathbf{e}_y$, $\mathbf{H}_Z = 0$ (рис. 2а) или T_6 и T_4 для $\mathbf{H}_Z = H\mathbf{e}_z$, $\mathbf{H}_Y = 0$ (рис. 2б).

На рис. 3 изображены бифуркационные диаграммы с областями смены типа особых точек для положительных магнитных полей. Диаграммы рассчитаны в программной среде MatLab.

Линии бифуркации l и o отвечают изменению типа особых точек T_1 и T_2 , в то время как линии f, dи g — точек T_3, T_4, T_5 и T_6 . Области 1–12 являются общими для обеих бифуркационных диаграмм, в то время как области 13-17 отвечают случаю с магнитным полем, направленным вдоль оси *OY* (рис. 3а), а области 18-23 — вдоль оси *OZ* (рис. 36).

В областях с номером 1 и 21 точки T_1 и T_2 имеют тип устойчивый фокус (УФ). При переходе через линию l точка T_1 изменяет свой тип на неустойчивый фокус (НФ) (области 2–5, 20, 22, 23) (суперкритическая бифуркация). В областях 6–10, 19, ограниченных линиями l и p, точка T_1 меняет свой тип на седло (С) (субкритическая бифуркация). При переходе через линию o в областях 19, 20 точка T_2 теряет устойчивость. В областях, образованных линиями o и pвыше точки пересечения с линией d (10, 15-17), точка T_2 имеет тип устойчивого узла (УУ).

В узких областях 5, 6, 16, ограниченных линиями f и q', точка T_3 (в случае $\mathbf{H}_Y = H\mathbf{e}_y$, $\mathbf{H}_Z = 0$) или точка T_4 (в случае $\mathbf{H}_Z = H\mathbf{e}_z$, $\mathbf{H}_Y = 0$) меняет свой тип на неустойчивый узел (НУ).

Для магнитного поля, направленного вдоль оси *OY*, точки T_4 (HФ) и T_6 (C) существуют только в областях, ограниченных линиями q, q' и осью *H* (области 1, 2, 13, 14). Аналогично для магнитного поля, направленного вдоль оси *OZ*, точки T_3 (HФ) и T_5 (C) существуют только в областях 1 и 2.

В таблице 1 показано соответствие между номерами областей на рис. 2а и рис. 3а и типами особых точек, существующих в этих областях для магнитного поля, направленного вдоль оси *OY*.

Для магнитного поля, направленного вдоль оси *OZ*, соответствия между областями смены типов особых точек на рис. 26 и рис. 36, а также типами особых точек в этих областях представлены в таблице 2.

Соответствие между номерами областей и типами особых точек в них ($\mathbf{H}_{Y} = H\mathbf{e}_{y}$, $\mathbf{H}_{Z} = 0$)

Номер области		Номер области							
Рис. 2а	Рис. За	T_1	T_2	<i>T</i> ₃	T_4	T_5	T_6		
Ι	1	УΦ	УΦ	ΗΦ	ΗФ	С	С		
Ι	2	ΗΦ	УΦ	ΗΦ	ΗΦ	С	С		
II	13	-	-	ΗΦ	ΗФ	ΗФ	С		
II	14	-	-	ΗΦ	ΗФ	УΦ	С		
III	11	-	-	ΗФ	-	ΗФ	-		
III	12	-	-	ΗΦ	-	УΦ	-		
IV	3	ΗФ	УΦ	ΗΦ	-	С	-		
IV	5	ΗФ	УΦ	НУ	-	С	-		
IV	6	С	УΦ	НУ	-	С	-		
IV	8	С	УΦ	ΗФ	-	С	-		
IV	9	С	УΦ	ΗΦ	-	ΗФ	-		
IV	10	С	УУ	ΗΦ	-	ΗФ	-		
IV	16	С	УУ	НУ	-	С	-		
IV	17	С	УУ	ΗΦ	-	С	-		
V	4	HΦ	УΦ	-	-	-	-		
V	7	С	УΦ	-	-	-	-		
V	15	C	УУ	-	-	-	-		

Таблица 2

Соответствие между номерами областей и типами особых точек в них ($\mathbf{H}_{Z} = H\mathbf{e}_{z}$, $\mathbf{H}_{Y} = 0$)

Номер		Tun ocobuw zouor								
области		і ин осооых точек								
Рис	Рис.	T.	T ₂	T ₂	Т.	T-	T.			
. 26	3б	1	12	13	14	15	¹ 6			
Ι	1	УΦ	УΦ	ΗФ	ΗΦ	С	С			
Ι	2	УΦ	ΗФ	ΗФ	ΗФ	С	С			
III	11	-	-	-	НΦ	-	ΗΦ			
III	18	-	-	-	НΦ	-	С			
III	12	-	-	-	УΦ	-	ΗΦ			
IV	3	ΗФ	УΦ	-	ΗФ	-	С			
IV	5	НΦ	УΦ	-	НУ	-	С			
IV	6	С	УΦ	-	НУ	-	С			
IV	8	С	УΦ	-	ΗΦ	-	С			
IV	9	С	УΦ	-	ΗΦ	-	ΗΦ			
IV	10	С	УУ	-	ΗФ	-	ΗΦ			
IV	19	С	ΗΦ	-	ΗΦ	-	С			
IV	20	ΗΦ	ΗΦ	-	ΗΦ	-	С			
IV	21	УΦ	УΦ	-	ΗΦ	-	С			
IV	22	ΗΦ	УΦ	-	ΗΦ	-	С			
IV	23	ΗФ	УΦ	-	ΗΦ	-	С			
V	4	ΗФ	УΦ	-	-	-	-			
V	7	С	УΦ	-	-	-	-			

IV. ДИНАМИКА ВЕКТОРА НАМАГНИЧЕННОСТИ В ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Анализ количества и типа особых точек. выполненный в предыдущем разделе, необходим для динамики намагниченности определения при различных значениях управляющих параметров тока и поля. Динамика вектора намагниченности была рассчитана из уравнений (3) с помощью метода Рунге-Кутты. На рис. 4, 5 представлена классификация типов динамики вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля в положительных полях и токах.

На рис. 4а-г и рис. 5а-г показаны переключательные режимы спинового вентиля.





Рис. 4. Динамика вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля в магнитном поле, направленном вдоль оси OY: а — переключение с двумя равновероятными исходами, б — переключение в устойчивый фокус T_2 , в — переключение в устойчивый узел T_2 , г — переключение в устойчивый фокус T_5 , д — устойчивый предельный цикл

При малых токах и полях (область 1, 21, рис. 3), имеет место переключение спинового вентиля с двумя равновероятными исходами (рис. 4a, рис. 5a). В этом случае точки T_3 и T_4 являются неустойчивыми фокусами, а точки T_5 и T_6 — седлами, поэтому переключение может происходить равновероятно в устойчивые фокусы T_1 и T_2 . Для поля, направленного вдоль оси *OY*, координаты точек T_1 и T_2 находятся около экватора в первой четверти единичной сферы (рис. 4a), а для поля, направленного вдоль оси *OZ*, около окружности, плоскость которой перпендикулярна оси *OX* (рис. 5а).



Рис. 5. Динамика вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля в магнитном поле, направленном вдоль оси *OZ*: а — переключение с двумя равновероятными исходами, б — переключение в устойчивый фокус *T*₂, в — переключение в устойчивый узел *T*₂, г — переключение в устойчивый фокус *T*₅, д — устойчивый предельный цикл, е — полуустойчивый предельный цикл

На рис. 46 и рис. 56 показано переключение спинового вентиля из нескольких неустойчивых положений равновесия в устойчивый фокус T_2 (области 2–9, рис. 3). При этом чем дальше координаты точек T_1 и T_2 от координат (1;0;0) и (-1;0;0), тем меньше витков имеет траектория вектора намагниченности.

На рис. 4в и рис. 5в точка T_2 является устойчивым узлом (области 10, 15–17, рис. 3), поэтому тип динамики вектора намагниченности отличается от показанного на рис. 4б и рис. 5б только отсутствием искривлений траектории при приближении к этой точке.

На рис. 4г показано переключение спинового вентиля из нескольких неустойчивых положений равновесия в устойчивый фокус T_5 (области 12, 13, рис. 3а). В области 12 на рис. 3б точка T_6 имеет тип «устойчивый фокус», в то время как точка T_4 имеет тип «неустойчивый фокус», поэтому имеет место переключение спинового вентиля из точки T_4 в точку T_6 . При этом из-за больших значений магнитного поля, направленного вдоль ось OZ, в этой области координата точки T_6 максимально приближена к (0;0;1).

На рис. 4д, рис. 5д, рис. 5е показаны типы динамики вектора намагниченности с предельными циклами. Области на рис. 3, в которых наблюдаются предельные циклы, закрашены серым цветом. Тип динамики вектора намагниченности с устойчивым предельным циклом, показанный на рис. 4д и рис. 5д, возникает в областях, где нет ни одной устойчивой точки (области 11, 18, 20, рис. 3), или в области 22 (рис. 36), где устойчивый фокус T_2 приближается достаточно близко к неустойчивому фокусу T_1 .

В случае, показанном на рис. 5е, вокруг точек T_1 , T_2 и T_6 с одной стороны и точкой T_4 с другой стороны образуется полуустойчивый предельный цикл. Это означает, что со стороны неустойчивого фокуса T_4 все траектории наматываются на устойчивый предельный цикл, в то время как со стороны устойчивого фокуса Т₂ возможно два равновероятных переключение исхода: ИЗ неустойчивого положения в устойчивый фокус Т₂ или наматывание траектории на предельный цикл. Такой вид динамики намагниченности наблюдается в области 23 (рис. 36), ограниченной линиями r, u и l. Линии r и u были получены численным методом с помощью моделирования динамики вектора намагниченности.

Основные режимы работы спинового вентиля представляющее практическую ценность — это переключательный режим и режим прецессии (предельный цикл). Переключение спинового вентиля

из неустойчивого положения равновесия в устойчивое является основой работы магниторезистивной памяти с произвольным доступом MRAM. Прецессия вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля лежит в основе работы наноосцилляторов.

Для переключения спинового вентиля необходимо перевести вектор намагниченности свободного слоя в положение, антипараллельное вектору намагниченности закрепленного слоя. В этом случае конец вектора намагниченности должен находиться в координате (-1;0;0). Так как после выключения магнитного поля и тока стационарными становятся точки T₁ с координатой (1;0;0) и T₂ с координатой (-1;0;0), наилучшим переключательным режимом является тот, при котором переключение происходит в точку T₂ (рис. 46, рис. 4в, рис. 56, рис. 5в). Типы динамики вектора намагниченности, показанные на рис. 4г и рис. 5г, не подходят, так как точки Т₅ и Т₆ при нулевых полях и токах теряют устойчивость. координата Поспе этого конца вектора намагниченности может находиться в бассейне притяжения точки T_1 (1;0;0). В этом случае переключение не произойдет, так как вектор намагниченности вернется в исходное положение.

Для уменьшения времени переключения наилучшим является режим с траекториями вектора намагниченности свободного слоя, имеющими наименьшее количество витков. На бифуркационной диаграмме это соответствует области управляющих параметров в небольших магнитных полях и токах, что способствует уменьшению энергозатратности. Этим критериям больше всего отвечает область 2

(рис. 3) в диапазоне тока $J \in [0,12;2,00] \cdot 10^{13} \frac{\text{A}}{\text{м}^2}$ и

поля $H \in [-0,5;0,5] \cdot 10^6 \frac{\text{A}}{\text{M}}$ независимо от его направления. Отметим, что при тех же значениях поля переключательный ток в рассматриваемом случае

больше, чем в случае поля, параллельного оси анизотропии [2-4]. Для осцилляторов важны те режимы с прецессией,

для осцилляторов важны те режимы с прецессиен, в которых проекция вектора намагниченности на ось анизотропии периодически существенно изменяется. Это приводит к периодическому изменению магнетосопротивления структуры, что и делает их полезными для разработки наноосцилляторов.

Тип динамики намагниченности с устойчивым предельным циклом, показанный на рис. 4д, очень хорошо подходит под эти критерии, так как при увеличении магнитного поля, направленного вдоль оси OY, из-за смещения седла T_5 по часовой стрелке, а седла T_6 против часовой стрелки, предельный цикл расширяется по оси OZ, что увеличивает амплитуду осцилляций.

В случае магнитного поля, направленного вдоль оси *OZ* (рис. 5д), с одной стороны предельного цикла нет седловых точек, поэтому предельный цикл расположен близко к экватору единичной сферы, что уменьшает частоту осцилляций. Таким образом, можно сделать вывод, что для использования спинового вентиля в качестве наноосциллятора наилучшим направлением магнитного поля будет направление вдоль оси *OY*.

Для увеличения амплитуды и частоты осцилляций необходимо подобрать режим работы спинового вентиля с предельным циклом, максимально растянутым по оси ОХ и максимально сплюснутым по осям OZ и OY. Поэтому необходимо найти диапазон полей и токов, при котором точки T₁ и T₂ будут разнесены на максимально возможное расстояние, а точка Т₅ — максимально приближена к координате (0;1;0). Это возможно в области 13 (рис. 3а), что соответствует следующим диапазонам магнитного поля и тока:

$$H \in [-8,0;-6,0] \cap [6,0;8,0] \cdot 10^5 \frac{\text{A}}{\text{M}}, J \in [l; p].$$

V. Заключение

В работе сформулирована модель работы трехслойной вентильной структуры в магнитном поле, перпендикулярном оси анизотропии. Проведен бифуркационный анализ динамической системы, описывающей динамику вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля. В ходе моделирования динамики процесса переключения выделены следующие типы динамики вектора намагниченности: переключение вектора намагниченности с двумя равновероятными исходами, переключение ИЗ нескольких неустойчивых положений в единственное устойчивое, а также режимы с устойчивым И полуустойчивыми предельными циклами.

Установлено, что наилучшим типом динамики вектора намагниченности для работы ячейки MRAM является переключательный режим, показанный на рис. 4б. Однако значения магнитных полей и токов, соответствующих режиму переключения спинового вентиля в магнитном поле, параллельном оси анизотропии, полученные в работах [2-4], ниже, чем полученные для переключательного режима, показанного на рис. 4б.

Определено, что оптимальным режимом работы спинового вентиля как наноосциллятора является тип динамики намагниченности с устойчивым предельным циклом, показанный на рис. 4д. Рассчитаны диапазоны токов и магнитных полей, наилучшим образом соответствующие максимальной амплитуде, частоте и низкому энергопотреблению наноосциллятора.

ЛИТЕРАТУРА

- Slonczewski J.C., Current-driven excitation of magnetic multilayers // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1996, Vol. 159, P. L1–L7
- [2] Юсипова Ю.А. Анализ характеристик переключения ячеек памяти MRAM на основе материалов с одноосной анизотропией // Изв. вузов. Электроника. – 2017. – Т.22. – №5. – С. 421–432.
- [3] Ostrovskaya N.V., Skidanov V.A., and Iusipova Iu.A., Bifurcations in the Dynamical System for Three-Layered Magnetic Valve // Solid State Phenomena, 2015, Vols. 233-234, P. 431-434
- [4] 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, №4, т.8, 2016 С. 605–620.

Dynamics of Magnetization in the Free Layer of a Spin Valve Under the Influence of Magnetic Field, Perpendicular and Parallel to the Layer Plane

Ostrovskaya N.V.¹, V.A. Skidanov¹, Iu. A. Iusipova^{1,2}

¹Institute for Design Problems in Microelectronics RAS, Moscow, Russia

²National Research University of Electronic Technology, Moscow, Russia

Abstract — The object under investigation is a spin valve with longitudinal magnetic anisotropy. The valve is governed by the combined influence of the magnetic field and spin-polarized injection current. We considered two cases of field configuration: the first one is when the field is perpendicular to the layer plane; the second one is the case when the field is parallel to it. For both cases, we derived the dynamical system of equations describing the dynamics of the magnetization vector in the free layer of the valve and calculated the coordinates of the singular points of this system. On the basis of the qualitative analysis we found the following types of switching dynamics of the magnetization in the free layer: switching from the unstable position to the single stable one, switching from unstable position to two stable positions with two equally probable issues, and the modes with stable and semi-stable limit cycles.

We determined the threshold switching values of the field and current for both types of the field orientation and found that they are close to each other. However, they are substantially higher than the switching threshold values in the case of longitudinal field orientation.

The optimal functioning of the valve as a nanooscillator corresponds to the mode with a stable limit cycle. We determined the intervals of the magnetic fields and current where the amplitude and the frequency of the nano-oscillator are maximal.

Keywords — spin valve, magnetoresistive randomaccess memory, nano-oscillators, MRAM, STNOs.

REFERENCES

- [1] Slonczewski J.C., Current-driven excitation of magnetic multilayers // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1996, Vol. 159, P. L1–L7
- [2] Iu.A. Iusipova, Comparison of the critical switching characteristics of the basic MRAM cells made of various materials and alloys with uniaxial anisotropy // Proceedings of universities. Electronics. 2017. Vol. 22. №5. P. 421–432.
- [3] Ostrovskaya N.V., Skidanov V.A., and Iusipova Iu.A., Bifurcations in the Dynamical System for Three-Layered Magnetic Valve // Solid State Phenomena. 2015. Vols. 233-234. P. 431-434
- [4] Ostrovskaya N.V., Skidanov V.A., Iusipova Iu.A., 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. №4. Vol. 8. 2016. P. 605– 620.