

Энергоэффективность и быстродействие спин-вентильных структур в составе MRAM и HMDD

Ю.А. Юсипова

Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН, г. Москва, linda_nike@mail.ru

Аннотация — Проведено моделирование динамики вектора намагниченности активного слоя магнитных элементов, входящих в архитектуру MRAM, и считывающих головок HMDD. В качестве базовых материалов рассмотрены шесть магнитомягких и четыре магнитотвердых ферромагнетика с планарной и перпендикулярной анизотропией. В результате численных расчетов времени переключения обнаружено, что среди рассмотренных материалов наиболее подходящим для ячейки MRAM является сплав $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$, а для считывающей головки HMDD — $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$.

Ключевые слова — быстродействие, магниторезистивная память с произвольным доступом, спиновый вентиль, считывающая головка жесткого диска.

I. ВВЕДЕНИЕ

Первое запоминающее устройство на основе магнитной записи было изобретено датским инженером В. Поульсеном в 1898 г. Оно представляло собой прибор, который мог записать звук на стальную струну. Его записывающий элемент состоял из микрофона, соединенного с электромагнитной катушкой, который двигался по струне с помощью тележки. Считывание информации производилось перемещением того же элемента с заменой микрофона на динамик. Этот же принцип лежит в основе работы современных накопителей на жестких магнитных дисках (HMDD). В данном случае в качестве стальной струны выступают стеклянные или алюминиевые пластины, покрытые тонкой ферромагнитной пленкой.

Головка чтения/записи HMDD состоит из записывающей катушки с сердечником и считывающего элемента. Пластина движется относительно головки, и при подаче электрического тока на катушку изменяется направление вектора намагниченности в ячейке HMDD. Простейший считывающий элемент HMDD представляет собой спин-вентильную структуру, состоящую из «закрепленного» ферромагнитного слоя, немагнитной металлической прослойки (spacer) и относительно тонкого «свободного» слоя, а также слоя антиферромагнетика, фиксирующего намагниченность закрепленного слоя (рис. 1а). Направление вектора намагниченности свободного слоя \mathbf{M} может изменяться, в то время как направление вектора намагниченности закрепленного слоя фиксировано. В зависимости от взаимного направления этих векторов изменяется сопротивление спинового вентиля (эффект

гигантского магнетосопротивления GMR). Считывание информации производится путем переключения спинового вентиля в магнитном поле ячейки HMDD и последующего измерения его сопротивления. Использование спин-вентильного сенсора в конструкции головок HMDD обеспечило их высокую чувствительность, что способствовало увеличению поверхностной плотности записи на три порядка [1].

В 1996 году Дж. Слончевский [2] предсказал возможность изменения магнитной конфигурации спиновых вентиля с помощью спин-поляризованного тока. На этом эффекте построена работа магниторезистивной памяти с произвольным доступом (MRAM). Ячейка MRAM состоит из спинового вентиля, соединенного со стоком полевого транзистора (рис. 1б). MRAM — это универсальная память, которая способна выполнять функцию внутрисхемно-программируемой памяти, быстрого буфера и энергонезависимого хранилища данных. MRAM имеет все преимущества HMDD, такие как бесконечное количество циклов перезаписи, высокая надежность и энергонезависимость. Однако она лишена главного недостатка HMDD — в ней отсутствуют движущиеся механические элементы, что позволяет увеличить быстродействие и уменьшить размер устройства [3, 4].

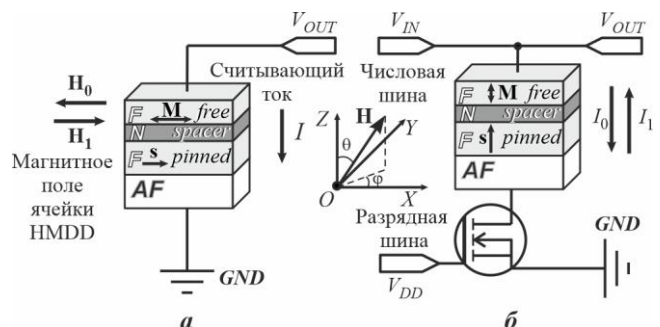


Рис. 1. Схемы считывающего элемента головки HMDD (а) и ячейки магниторезистивной памяти с произвольным доступом MRAM (б)

Основная задача данной работы — расчет времени переключения спинового вентиля под действием спин-поляризованного тока и магнитного поля, а также подбор наиболее подходящих ферромагнитных материалов и конфигурации анизотропии слоев, обеспечивающих наилучшие быстродействие и энергоэффективность памяти MRAM и HMDD.

II. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим спиновый вентиль квадратного поперечного сечения со стороной $d_0 = 11$ нм [3]. В рассматриваемых моделях направление оси анизотропии выбирается вдоль оси OX (рис. 1а) или вдоль оси OZ (рис. 1б). Пусть толщина свободного слоя $d_1 = 2$ нм, толщина закрепленного слоя $d_2 = 5$ нм, а толщина медной немагнитной прослойки $d_N = 1.2$ нм. Структура помещена в магнитное поле \mathbf{H} , направление которого составляет углы φ и θ с осями OX и OZ . Электрический ток плотностью J пропускается перпендикулярно плоскости слоев. Направление единичного вектора \mathbf{s} совпадает с направлением намагниченности закрепленного слоя. В качестве материалов для свободного и закрепленного слоев вентилей рассмотрены четыре магнитотвердых ферромагнитных сплава ($\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$, $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$, $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$, $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$) и шесть магнитомягких материалов (кобальт, железо, $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$, $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$, $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ и $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$). Намагниченность насыщения M_s , коэффициент диссипации α , константа анизотропии K и параметр токовой поляризации P для этих материалов представлены в табл. 1.

Таблица 1

Магнитные параметры различных материалов

Материал	$\mu_0 M_s$, Т	α	K , Дж/м ³	P
Co [5]	0.1	0.02	1380	0.35
Fe [5]	1.21	0.02	1880	0.40
$\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$ [5]	1.76	0.02	530000	0.55
$\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ [5]	1.96	0.04	210000	0.52
$\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ [5]	2.15	0.008	48000	0.30
$\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ [5]	2.4	0.015	35000	0.1
$\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ [6,7]	1.01	0.03	4900000	0.3
$\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$ [7–9]	1.37	0.01	1800000	0.5
$\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ [7,10]	1.43	0.05	6600000	0.4
$\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$ [11,12]	1.59	0.01	1300000	0.2

Динамика вектора намагниченности свободного слоя спинового вентилей \mathbf{M} описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -|\gamma| \mu_0 [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] - \gamma G \frac{J \hbar}{ed_1} [\mathbf{M} \times [\mathbf{s} \times \mathbf{M}]] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение, G — коэффициент токовой поляризации в форме Слончевского-Берже, который можно выразить следующим уравнением:

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

Эффективное магнитное поле \mathbf{H}_{eff} включает перпендикулярное плоскости слоев поле размагничивания $\mathbf{H}_d = -M_z$, внешнее магнитное поле \mathbf{H} произвольного направления и поле магнитной анизотропии \mathbf{H}_a , которое равно $2M_x K / (M_s^3 \mu_0)$ для

направления вдоль оси OX или $2M_z K / (M_s^3 \mu_0)$ для перпендикулярного направления. В данном случае M_x , M_y , M_z — это проекции вектора \mathbf{M} на оси OX , OY , OZ , соответственно.

Изменение проекции вектора намагниченности \mathbf{M} на ось анизотропии из-за эффекта гигантского магнетосопротивления приводит к изменению выходного сигнала U [13], величина которого определяется следующим выражением:

$$U = J d_0^2 \left(\frac{R_P + R_{AP}}{2} + \frac{R_P - R_{AP}}{2} \cos \beta \right), \quad (2)$$

где β — угол между векторами \mathbf{M} и \mathbf{s} , а R_P и R_{AP} — сопротивления спинового вентилей в параллельном и антипараллельном состояниях, соответственно. В табл. 2 представлены сопротивления R_P и R_{AP} , рассчитанные с помощью резисторной модели гигантского магнетосопротивления для структуры в выбранной геометрии «ток перпендикулярен плоскости» [13], а также коэффициенты гигантского магнетосопротивления $\delta_{\text{GMR}} = (R_{AP} - R_P) / R_P$ для спиновых вентилей на основе различных материалов.

Таблица 2

Параметры спинового вентилей для различных материалов ферромагнитных слоев

Материал	R_{AP} , Ω	R_P , Ω	δ_{GMR} , %
Co	4.11	3.70	11
Fe	6.58	5.71	15
$\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$	7.62	4.93	34
$\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$	15.01	11.42	31
$\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$	4.97	4.61	8
$\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$	6.67	6.62	1
$\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$	6.35	5.88	8
$\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$	7.37	5.83	26
$\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$	7.17	6.23	15
$\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$	4.87	4.71	3

III. КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Важной характеристикой динамики вектора \mathbf{M} являются точки равновесия или особые точки системы (1). Для нахождения их координат система уравнений (1) была сведена к безразмерному виду (3).

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

где $\mathbf{m} = \mathbf{M} / M_s$, $\tau = (t \gamma \mu_0 M_s) / (1 + \alpha^2)$, а эффективное поле \mathbf{h}_{eff} , включающее токовый член, будет выражаться как

$$\mathbf{h}_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} uh - A_2 G j m_y + A_1 k m_x \\ vh + A_2 G j m_x - A_1 G j m_z \\ wh - z + A_2 k m_z + A_1 G j m_y \end{pmatrix}.$$

Здесь $j = J \hbar / (d_1 e \mu_0 M_s^2)$, $m_i = M_i / M_s$ ($i=X, Y, Z$), $h = H / M_s$, $k = 2K / \mu_0 M_s^2$, $u = \sin \theta \cos \varphi$, $v = \sin \theta \sin \varphi$, $w = \cos \theta$, $c = 4P^{3/2} / (1+P)^3$, $b = 3 - 4c$. Для планарной

анизотропии слоев параметры $A_1 = 1$, $A_2 = 0$, а для перпендикулярной анизотропии — $A_1 = 0$, $A_2 = 1$.

Положения равновесия вектора намагниченности \mathbf{M} отвечают нулю правых частей системы (3). В табл. 3 представлены выражения для вычисления проекции вектора намагниченности \mathbf{m} на ось анизотропии в точках равновесия для различных конфигураций направления анизотропии и магнитного поля.

В случае, когда анизотропия направлена вдоль оси OX , при нулевом магнитном поле и токе выражения (4а), (4б) и (4в) удовлетворяют шести положениям равновесия $T_1 (1,0,0)$, $T_2 (-1,0,0)$, $T_3 (0,0,1)$,

$T_4 (0,0,-1)$, $T_5 (0,1,0)$ и $T_6 (0,-1,0)$ [4,14,15]. В данном случае точки T_1 и T_2 имеют тип «устойчивый фокус» (УФ), точки T_3 и T_4 — неустойчивые фокусы (НФ), а точки T_5 и T_6 — седла (С). При приложении магнитного поля, параллельного оси OX , точки T_1 и T_2 не меняют свои координаты при любых значениях электрического тока. При больших значениях тока точка T_1 имеет тип «неустойчивый узел» (НУ), а точка T_2 — «устойчивый узел» (УУ). В то время как в магнитном поле, перпендикулярном оси анизотропии, их координаты смещаются вдоль экватора единичной сферы.

Таблица 3

Координаты особых точек

Ось анизотропии	Направляющие углы вектора \mathbf{H}	Выражение для расчета координаты
OX	$\varphi=\pi, \theta=\pi/2$	$[m_x^4(k^2+k)+m_x^3(h+2bk^2+2hk+2bk)+m_x^2(h^2+4hbk+2hb+b^2k^2+b^2k+c^2j^2)+m_x(hb^2+2h^2b+2hb^2k)+h^2b^2](m_x^2-1)$ (4а)
	$\varphi=0, \theta=\pi/2$	$m_x[m_x^6(k^2(k+1)^2)+m_x^5(4bk^2(k+1)^2)+m_x^4((k+1)(h^2-k^2-k^3+h^2k+6b^2k^2+6b^2k^3+2kc^2j^2))+m_x^3(4b(k+1)(h^2-k^2-k^3+h^2k+b^2k^2+b^2k^3+kc^2j^2))+m_x^2(k^4(b^4-6b^2)+k^3(2b^4-12b^2)+k^2(b^4-6b^2+6h^2b^2-2c^2j^2+2b^2c^2j^2)+k(12h^2b^2-2c^2j^2+2b^2c^2j^2)+6h^2b^2+c^4j^4+h^2c^2j^2)+m_x(-4b^3k^4-8b^3k^3+k^2(4h^2b^3-4b^3-4bc^2j^2)+k(8h^2b^3-4bc^2j^2)+4h^2b^3+4h^2bc^2j^2)-b^4k^4-2b^4k^3+k^2(h^2b^4-b^4-2b^2c^2j^2)+k(2h^2b^4-2b^2c^2j^2)+h^2b^4-c^4j^4+b^2c^2j^2h^2]$ (4б)
	$\varphi=0, \theta=0$	$m_x[m_x^6(k^2(k+1)^2)+m_x^5(4bk^2(k+1)^2)+m_x^4((k+1)(h^2-k^2-k^3+h^2k+6b^2k^2+6b^2k^3+2kc^2j^2))+m_x^3(4b(k+1)(h^2-k^2-k^3+h^2k+b^2k^2+b^2k^3+kc^2j^2))+m_x^2(k^4(b^4-6b^2)+k^3(2b^4-12b^2)+k^2(b^4-6b^2+6h^2b^2-2c^2j^2+2b^2c^2j^2)+k(12h^2b^2-2c^2j^2+2b^2c^2j^2)+6h^2b^2+c^4j^4+h^2c^2j^2)+m_x(-4b^3k^4-8b^3k^3+k^2(4h^2b^3-4b^3-4bc^2j^2)+k(8h^2b^3-4bc^2j^2)+4h^2b^3+4h^2bc^2j^2)-b^4k^4-2b^4k^3+k^2(h^2b^4-b^4-2b^2c^2j^2)+k(2h^2b^4-2b^2c^2j^2)+h^2b^4-c^4j^4+b^2c^2j^2h^2]$ (4в)
OZ	$\varphi \in [0, \pi/2]$ $\theta \in [0, \pi/2]$	$m_z^6(k^2-2k+1)+m_z^5(2b-2hw-4bk+2hkw+2bk^2)+m_z^4(2k-4hbw+b^2-k^2-2b^2k+h^2+b^2k^2+c^2j^2-1)+m_z^3(2hw-2b+4bk-2hkw-2bk^2-2hkw^2+2bh^2)+m_z^2(4hbw+4hbkw-b^2+2b^2k-h^2w^2-b^2k^2-c^2j^2+h^2b^2)+m_z(2hb^2w-2hb^2kw-2h^2bw^2)+h^2b^2w^2$ (5)

На рис. 2 изображены бифуркационные диаграммы с областями смены типа особых точек, построенные в координатных осях H – J , для спинового вентиля на основе магнитомягкого сплава $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ с планарной анизотропией слоев в магнитных полях ортогональных направлений.

Из уравнения (5) следует, что для перпендикулярной анизотропии координата особых точек m_z не зависит от параметров u и v , а, следовательно, не зависит от азимутального угла φ . В ходе построения бифуркационных диаграмм (рис. 3) обнаружено, что и их вид также не зависит от угла φ . При $\theta=0$ существуют только две особые точки $T_3 (0,0,1)$ и $T_4 (0,0,-1)$, которые не меняют своих

координат вне зависимости от величины поля. Для магнитотвердых материалов при $H=0$ и $J=0$ точки T_3 и T_4 являются УФ, в то время как для магнитомягких материалов точки T_3 и T_4 имеют тип НФ. Поэтому спиновый вентиль с перпендикулярной анизотропией слоев на основе магнитомягких материалов не способен сохранять вертикальное положение намагниченности без приложения внешнего магнитного поля или тока [16]. Таким образом, для изготовления MRAM на основе магнитомягких материалов следует выбирать планарную анизотропию. Стоит отметить, что вне зависимости от направления оси анизотропии бифуркационные диаграммы, рассчитанные для полей,

перпендикулярных оси анизотропии (рис. 2б, рис. 2в и рис. 3б), симметричны относительно оси J .

Для проведения классификации типов динамики вектора намагниченности \mathbf{M} были построены траектории движения конца вектора \mathbf{M} под действием тока и поля с помощью решения уравнения (3) методом Рунге-Кутты. Отклонение относительно положения равновесия было принято равным 0,0001.

В областях с 1-5, 10-13, 28, 29, 32, 33, 35-37 точка T_2 является единственным устойчивым положением равновесия (УУ или УФ), поэтому в данном случае тип динамики вектора \mathbf{M} — это переключение в точку T_2 ($1S_2$). Аналогичные типы динамики с переключением в единственную устойчивую точку соответствуют следующим областям: 16, 17, 20, 24, 26, 27, 42, 45 и 46 (переключение в T_3 ($1S_3$)), 19 и 31 (переключение в T_1 ($1S_1$)), 22 и 44 (переключение в T_4 ($1S_4$)), 39 и 48 (переключение в T_6 ($1S_6$)), 40 и 47 (переключение в T_5 ($1S_5$)).

Тип динамики с двумя возможными исходами соответствует областям с двумя устойчивыми точками

и несколькими неустойчивыми: 6 (переключение в T_2 или T_5 — $2S_{2,5}$), 7 (переключение в T_1 или T_2 — $2S_{1,2}$), 14 (переключение в T_2 или T_4 — $2S_{2,4}$), 15, 21, 23 (переключение в T_3 или T_4 — $2S_{3,4}$).

В областях с тремя устойчивыми точками происходит переключение с тремя возможными исходами. Это такие области, как 8, 9 (переключение в T_2 или T_3 или T_4 — $3S_{2,3,4}$) и 18 (переключение в T_1 или T_3 или T_4 — $3S_{1,3,4}$).

В областях 25, 34, 38, 41 отсутствуют устойчивые точки и наблюдаются устойчивые предельные циклы (LS), то есть устойчивый прецессионный режим. В каждой точке областей 30 и 43 существуют только две устойчивые точки и ни одной неустойчивой. В этом случае наблюдается тип динамики с неустойчивыми предельными циклами (ULC). В табл. 4 показано соответствие между номерами областей на бифуркационных диаграммах рис. 2 и 3, типами особых точек, существующих в этих областях, и режимами динамики вектора намагниченности \mathbf{M} .

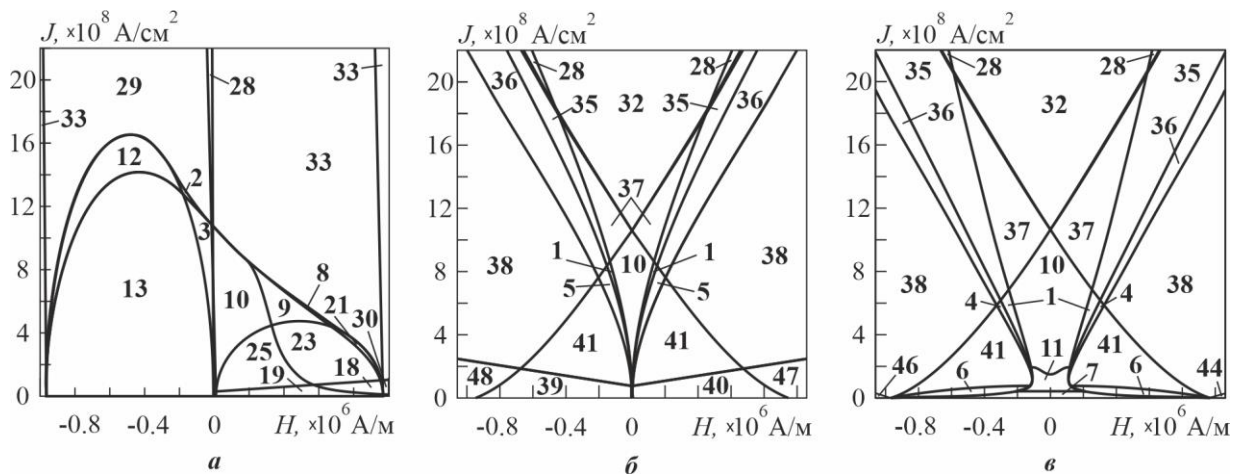


Рис. 2. Бифуркационные диаграммы, рассчитанные для спинового вентиля с планарной анизотропией слоев на основе $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ в магнитном поле, параллельном оси OX (а), OY (б) и OZ (в)

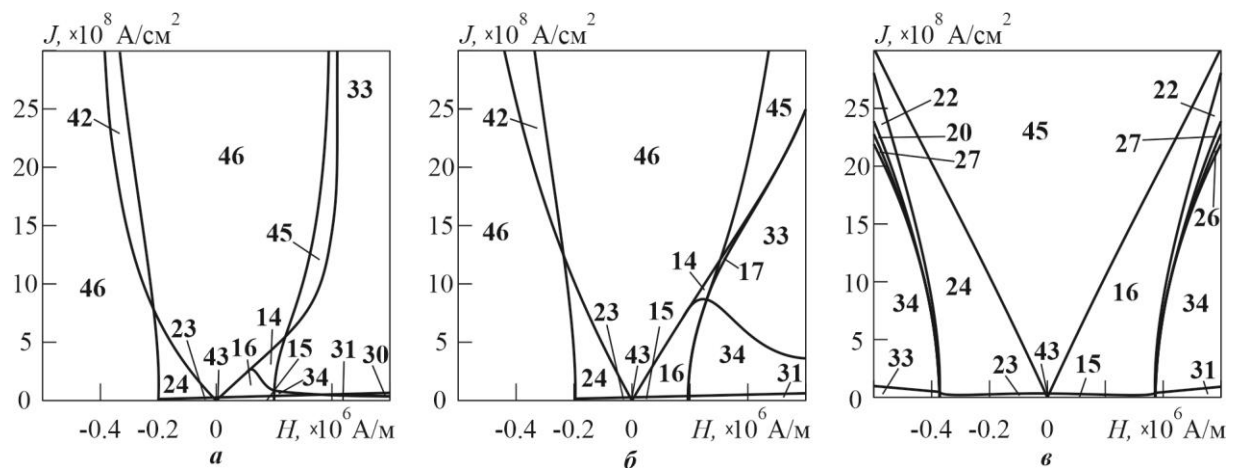


Рис. 3. Бифуркационные диаграммы, рассчитанные для спинового вентиля с перпендикулярной анизотропией слоев на основе $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$ при $\theta = \pi/6$ (а), $\theta = \pi/3$ (б) и $\theta = \pi/2$ (в)

Таблица 4

Соответствие между номерами областей, типами особых точек и динамическими режимами вектора \mathbf{M}

Обл.	T_1	T_2	T_3	T_4	T_5	T_6	Тип динамики
1	НУ	УУ	НФ	НФ	С	С	$1S_2$
2	НУ	УФ	НУ	НУ	С	С	$1S_2$
3	НУ	УФ	НФ	НФ	С	С	$1S_2$
4	С	УУ	НФ	НФ	С	С	$1S_2$
5	С	УУ	НФ	НФ	НФ	С	$1S_2$
6	С	УФ	НФ	НФ	УФ	С	$2S_{2,5}$
7	УФ	УФ	НФ	НФ	С	С	$2S_{1,2}$
8	НФ	УУ	УУ	УУ	С	С	$3S_{2,3,4}$
9	НФ	УУ	УФ	УФ	С	С	$3S_{2,3,4}$
10	НФ	УУ	НФ	НФ	С	С	$1S_2$
11	НФ	УФ	НФ	НФ	С	С	$1S_2$
12	С	УФ	НУ	НУ	-	-	$1S_2$
13	С	УФ	НФ	НФ	-	-	$1S_2$
14	С	УФ	НФ	УФ	-	-	$2S_{2,4}$
15	С	НФ	УФ	УФ	-	-	$2S_{3,4}$
16	С	НФ	НФ	УФ	-	-	$1S_3$
17	С	НФ	НФ	УУ	-	-	$1S_3$
18	УФ	С	УФ	УФ	-	-	$3S_{1,3,4}$
19	УФ	С	НФ	НФ	-	-	$1S_1$
20	НФ	НУ	С	УФ	-	-	$1S_3$
21	НФ	С	УУ	УУ	-	-	$2S_{3,4}$
22	НФ	С	НУ	УФ	-	-	$1S_4$
23	НФ	С	УФ	УФ	-	-	$2S_{3,4}$
24	НФ	С	НФ	УФ	-	-	$1S_3$
25	НФ	С	НФ	НФ	-	-	LS
26	НФ	НФ	С	УУ	-	-	$1S_3$
27	НФ	НФ	С	УФ	-	-	$1S_3$
28	НУ	УУ	-	-	-	-	$1S_2$
29	НУ	УФ	-	-	-	-	$1S_2$
30	УФ	УФ	-	-	-	-	ULC
31	УФ	НФ	-	-	-	-	$1S_1$
32	НФ	УУ	-	-	-	-	$1S_2$
33	НФ	УФ	-	-	-	-	$1S_2$
34	НФ	НФ	-	-	-	-	LS
35	НУ	УУ	НФ	-	С	-	$1S_2$
36	С	УУ	НФ	-	НФ	-	$1S_2$
37	НФ	УУ	НФ	-	С	-	$1S_2$
38	-	-	НФ	-	НФ	-	LS
39	-	-	НФ	НФ	С	УФ	$1S_6$
40	-	-	НФ	НФ	УФ	С	$1S_5$
41	-	-	НФ	НФ	НФ	С	LS
42	-	-	НУ	УФ	-	-	$1S_3$
43	-	-	УФ	УФ	-	-	ULC
44	-	-	УФ	НФ	-	-	$1S_4$
45	-	-	НФ	УУ	-	-	$1S_3$
46	-	-	НФ	УФ	-	-	$1S_3$
47	-	-	-	-	УФ	НФ	$1S_5$
48	-	-	-	-	НФ	УФ	$1S_6$

IV. ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ВЕКТОРА НАМАГНИЧЕННОСТИ

Базовым режимом работы MRAM и HMDD является переключение спинового вентиля из параллельного состояния в антипараллельное и наоборот. Процесс записи логической 1 в ячейку MRAM соответствует смене направления вектора намагниченности свободного слоя \mathbf{M} от параллельного на антипараллельное направлению вектора намагниченности закрепленного слоя \mathbf{s} . Для планарной анизотропии параллельное направление вектора \mathbf{M}

эквивалентно точке равновесия T_1 , а антипараллельное — положению равновесия T_2 (Рис. 4а.), тогда как для перпендикулярной анизотропии аналогичные состояния спинового вентиля эквивалентны положениям равновесия T_3 и T_4 , соответственно (Рис. 5а.). Переключение спинового вентиля происходит при воздействии электрического тока. Записи логической 1 соответствует направление тока, противоположное оси OZ , а записи логического 0 — совпадающее с осью OZ . В работе HMDD используется переключательный режим, при котором изменение направления вектора \mathbf{M} происходит под действием магнитного поля ячейки памяти HMDD. При планарной анизотропии для переключения вектора \mathbf{M} из точки T_1 в точку T_2 необходимо приложить магнитное поле, антипараллельное оси OX ($\varphi=\pi$, $\theta=\pi/2$), а для переключения из положения равновесия T_2 в положение T_1 — параллельное оси OX ($\varphi=0$, $\theta=\pi/2$). Вместе с тем для перпендикулярной анизотропии переключение из точки T_4 в T_3 происходит под действием поля, параллельного оси OZ ($\varphi=0$, $\theta=0$), а обратное переключение — в поле противоположного направления ($\varphi=0$, $\theta=\pi$).

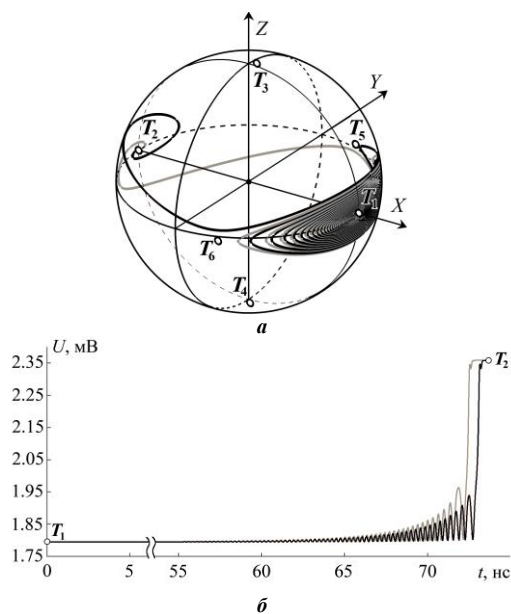


Рис. 4. Переключение намагниченности свободного слоя спинового вентиля с планарной анизотропией слоев на основе $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{V}_{20}$ (а); вольт-секундные характеристики при тех же значениях тока и поля (б)

Рис. 4а демонстрирует две траектории переключения из точки T_1 в точку T_2 с противоположными отклонениями от положения T_1 для $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{V}_{20}$ с планарной анизотропией слоев на основе при $H=0$ и $J=1.30 \times 10^8$ А/см². На рис. 4б показана соответствующая вольт-секундная характеристика, полученная по формуле (2). Время переключения спинового вентиля t_{1-2} в этом случае будет составлять 73 нс. На рис. 5а показаны две траектории переключения из точки T_3 в точку T_4 вектора \mathbf{M} для спинового вентиля с перпендикулярной анизотропией слоев на основе $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{V}_{20}$ при $H=0$ и

$J = 0.93 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$. На рис. 5б показана соответствующая вольт-секундная характеристика. Время переключения t в этом случае будет составлять 6 нс. Переключение происходит равномерно без дополнительных осцилляций, несмотря на смену направления движения вектора \mathbf{M} на экваторе сферы. Это обусловлено отсутствием дополнительных особых точек равновесия при нулевом магнитном поле.

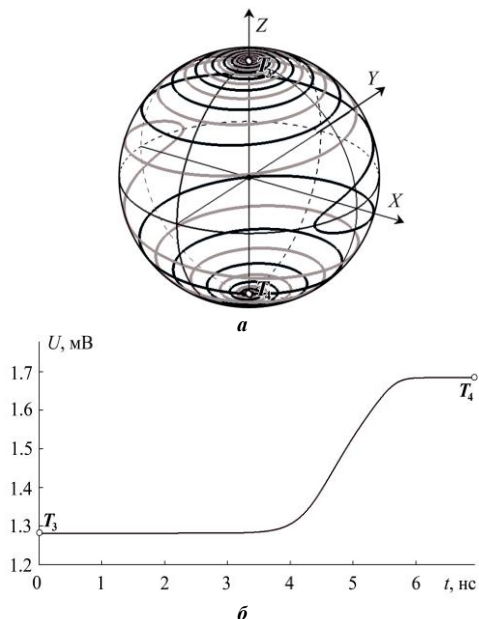


Рис. 5. Переключение намагниченности свободного слоя спинового вентиля с перпендикулярной анизотропией слоев на основе $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ (а); зависимость $U(t)$ при тех же значениях тока и поля (б)

На рис. 6 представлены результаты численного расчета обратной величины времени записи t от плотности тока J для спинового вентиля с планарной (Рис. 6а) и перпендикулярной (Рис. 6б) анизотропией слоев. Зависимость $t^{-1}(J)$ имеет линейный характер. В табл. 3 представлены минимальные токи, при которых происходит переключение спинового вентиля из параллельного состояния в антипараллельное. Наименьшим током переключения обладает спиновый вентиль на основе $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ с перпендикулярной анизотропией слоев. С учетом того, что для изготовления магнитного элемента ячейки MRAM на основе спинового вентиля с перпендикулярной анизотропией подходят только магнитотвердые материалы [18], из данных Таблицы 3 следует, что сплаву $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ с планарной анизотропией соответствует наименьший критический ток переключения $J_{\min} = 1.56 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$, а сплаву $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ в той же конфигурации анизотропии — наибольший $J_{\min} = 12.25 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$. Время переключения спинового вентиля на основе $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ при токе, близком к J_{\min} , составляет 980 нс, однако при увеличении тока оно существенно снижается. При токе $J_{\min} = 12.25 \times 10^8 \text{ A/cm}^2$ время переключения для $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ равно 0,3 нс, что в 80 раз меньше, чем время переключения для $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ при том же токе.

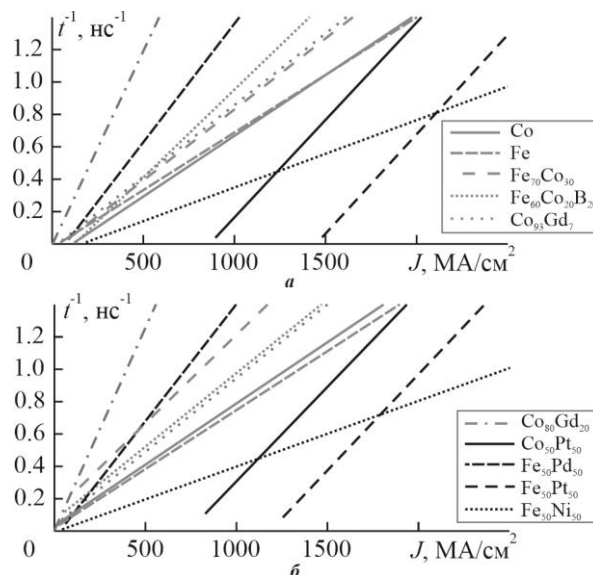


Рис. 6. Зависимость $t^{-1}(J)$ для спинового вентиля с планарной (а) и с перпендикулярной (б) анизотропией ферромагнитных слоев

Таблица 3

Критические токи переключения J_{\min} спинового вентиля и время переключения t_{\max} при этих токах

Материал	Ось анизотропии	$J_{\min}, \text{ MA/cm}^2$	$t_{\max}, \text{ нс}$
Co	OX	119,7	103
	OZ	26,1	30
Fe	OX	44,6	97
	OZ	22,3	32
$\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$	OX	69,5	70
	OZ	20,9	23
$\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$	OX	129,9	154
	OZ	32,4	16
$\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$	OX	37,1	256
	OZ	24,3	37
$\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$	OX	1,6	980
	OZ	0,7	523
$\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$	OX	892,9	28
	OZ	831,3	10
$\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$	OX	90,6	33
	OZ	62,3	23
$\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$	OX	1481,3	24
	OZ	1259,2	12
$\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$	OX	183,1	115
	OZ	38,2	181

Зависимости времени переключения спинового вентиля t от величины магнитного поля H для спинового вентиля с планарной (сплошные линии) и с перпендикулярной (штриховые линии) анизотропией слоев, рассчитанные для $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ (серые линии) и $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$ (черные линии), показаны на рис. 7. Для спинового вентиля с планарной анизотропией слоев ($\varphi=0, \theta=\pi/2$) зависимость $t(H)$ имеет нелинейный характер. Точка P_0 соответствует потере устойчивости T_2 . Точка минимума P_1 соответствует изменению типа особой точки T_2 с неустойчивого фокуса на седло, а точка максимума P_2 — с седла на неустойчивый фокус. Для спин-вентильной структуры с перпендикулярной анизотропией ($\varphi=0, \theta=0$) время переключения t обратно пропорционально H . Точка P_3 соответствует

потере устойчивости T_4 . В табл. 5 представлены координаты точек $P_{0,3}$ на плоскости $H-t$ для различных материалов. Координаты точек P_0 и P_3 по оси H — это критические магнитные поля переключения спинового вентиля H_{\min} с планарной и перпендикулярной анизотропией, соответственно. Наименьшим $H_{\min} = 5 \times 10^3$ А/м обладает спиновый вентиль с планарной анизотропией слоев, ферромагнитные слои которого изготовлены из $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$. Наименьшее время переключения t при критическом магнитном поле, равное 5 нс, показал спиновый вентиль на основе $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ с той же конфигурацией анизотропии. Однако значение H_{\min} для $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ на три порядка больше, чем H_{\min} для $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$. Оптимальным соотношением времени переключения t и H_{\min} обладают сплавы $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{V}_{20}$ и $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$. Время переключения для $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ всегда в 2–4 раза больше, чем для $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{V}_{20}$, при равных значениях магнитного поля.

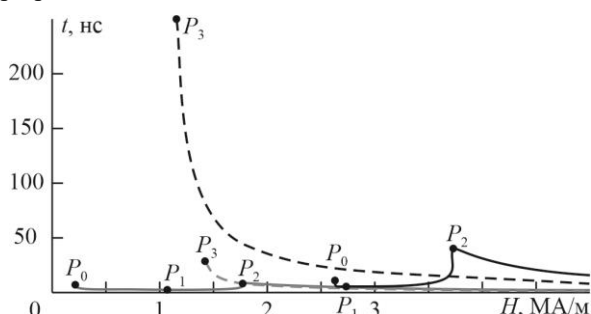


Рис. 7. Функции времени переключения t спинового вентиля из антипараллельного состояния в параллельное от величины магнитного поля H

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассчитаны критические значения токов и магнитных полей переключения спинового вентиля на основе десяти различных ферромагнетиков с планарной и перпендикулярной анизотропией. Рассматривались магнитные поля различных направлений. Проведен качественный анализ системы уравнений, описывающей динамику вектора \mathbf{M} , и построены бифуркационные диаграммы. Рассчитаны годографы переключения вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля \mathbf{M} для случаев с планарной и перпендикулярной анизотропией. Численно получены зависимости времени переключения спинового вентиля от величины спин-поляризованного тока и времени переключения от величины магнитного поля, параллельного оси анизотропии. Установлено, что наиболее подходящим материалом из рассмотренных для реализации MRAM является $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ с планарной анизотропией слоев, так как спиновый вентиль на основе этого материала имеет наибольшие энергоэффективность и быстродействие при переключении электрическим током. Минимальный ток переключения в этом случае в 3 раза меньше, чем для ферробората кобальта, использованного в работе [3]. Установлено, что оптимальным материалом для изготовления считывающих головок HMDD является $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{V}_{20}$, с планарной анизотропией, так как он имеет оптимальное соотношение коэффициента δ_{GMR} и минимального поля переключения и наименьшее время переключения магнитным полем.

Таблица 5

Координаты критических точек зависимости $t(H)$ для магнитомягких и магнитотвердых материалов

Материал	P_0		P_1		P_2		P_3	
	H_{\min} , МА/м	t , нс	H , МА/м	t , нс	H , МА/м	t , нс	H_{\min} , МА/м	t , нс
Co	0.605	9	0.789	5	2.011	18	0.922	47
Fe	0.047	17	1.063	12	1.783	40	1.899	55
$\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$	0.032	11	1.124	6	1.969	19	2.416	18
$\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{V}_{20}$	0.218	7	1.059	3	1.801	8	1.425	29
$\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$	0.005	16	0.575	9	0.987	28	1.003	84
$\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$	0.028	442	0.066	82	0.108	317	0.069	464
$\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$	9.645	5	9.894	2	10.529	16	9.347	17
$\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$	2.616	9	2.758	5	3.743	40	1.631	254
$\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$	9.126	4	9.581	1	10.389	7	8.179	49
$\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$	1.645	7	1.784	6	2.923	36	0.427	446

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Chappert C., Fert A., Nguyen Van Dau F. The emergence of spin electronics in data storage // Nature materials 2007. V. 6. P. 813.
- [2] Slonczewski J.C. Current-driven excitation of magnetic multilayers // Journal of Magnetism and Magnetic Materials 1996. V. 159. L1
- [3] Nowak J.J., Robertazzi R.P., Sun J.Z., et al. Dependence of Voltage and Size on Write Error Rates in Spin-Transfer Torque Magnetic Random-Access Memory // IEEE Magnetics Letters. 2016. Vol.7. P.3102604
- [4] Ostrovskaya N.V., Skidanov V.A., Iusipova Iu.A. Bifurcations in the Dynamical System for Three-Layered Magnetic Valve // Solid State Phenomena 2015. V. 233-234. 431.
- [5] Iusipova Iu.A. Analysis of the Switching Characteristics of MRAM Cells Based on Materials with Uniaxial Anisotropy // Semiconductors 2018. 52. 15. P. 1982.
- [6] Papusoi C., Le T., et. al. Measurement of Gilbert damping parameter for CoPt-based and CoFe-based films for magnetic recording applications, Journal of Physics D. 2018. V. 51. N. 32. 325002
- [7] Skomski R. Simple models of magnetism. Oxford University Press, 2012. 360 p.
- [8] Kawai T., Itabashi A., et. al. Gilbert damping constant of FePd alloy thin films estimated by broadband ferromagnetic resonance // EPJ Web of Conferences 2014. Vol. 75. 02002.

- [9] Seemann K.M., Hickey M.C., et. al., Spin-dependent scattering and the spin polarization of a diffusive current in partly disordered L10 epitaxial FePd // *New Journal of Physics* 2010. 12. 033033.
- [10] Seki T., Mitani S., et. al. Spin-polarized current-induced magnetization reversal in perpendicularly magnetized L10–FePt layers // *Applied Physics Letters*. 2006. Vol. 88. 172504.
- [11] Ogiwara M., Iihama S., et. al. Magnetization damping of an L10-FeNi thin film with perpendicular magnetic anisotropy // *Appl. Phys. Lett.* 2013. Vol. 103. 242409.
- [12] Guslienko K.Y. et. al. Spin torque and critical currents for magnetic vortex nano-oscillator in nanopillars // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2011. Vol. 292. 012006
- [13] Tsymbal E.Y., Žutić I. *Handbook of Spin Transport and Magnetism* CRC Press. 2012. 777 p.
- [14] Iusipova Iu.A. Precession of the spin-valve free layer magnetization and its switching under the influence of a magnetic field perpendicular to the axis of anisotropy // *Semiconductors*. 2019. 53. 15. P. 2029.
- [15] Юсипова Ю.А. Динамика вектора намагниченности свободного слоя спин-вентильной структуры в магнитном поле, перпендикулярном плоскости слоев // *Изв. вузов. Электроника* 2019. 24. 5, С. 489.
- [16] Ostrovskaya N.V., Iusipova Iu.A. Qualitative theory of dynamical systems for control of magnetic memory elements // *Physics of Metals and Metallography*. 2019. V. 120. N. 13. P. 1291–1298.

Energy Efficiency and Performance of Spin-Valve Structures in MRAM and HMDD

Iu.A. Iusipova

Institute for Design Problems in Microelectronics of Russian Academy of Sciences, Moscow,
linda_nike@mail.ru

Abstract — The presented study is devoted to simulation the magnetization vector dynamics in the free layer of magnetic elements included in the architecture of the MRAM and HMDD read heads. The qualitative analysis of the system of equations describing the magnetization vector dynamics is carried out. As base materials, six soft and four hard ferromagnetics with longitudinal and perpendicular anisotropy were considered. Calculation of critical currents and fields showed that the most energy-efficient configuration of the anisotropy axis for the MRAM and HMDD is parallel to the plane of the layers. As a result of numerical calculations of the switching time it was established that among the materials considered the most suitable for the MRAM cell is $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ alloy, and for the HMDD read head is $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$.

Keywords — performance, energy efficiency, spin valve, magnetoresistive random-access memory, read head of the hard disk.

REFERENCES

- [1] Chappert C., Fert A., Nguyen Van Dau F. The emergence of spin electronics in data storage // *Nature materials* 2007. V. 6. P. 813.
- [2] Slonczewski J.C. Current-driven excitation of magnetic multilayers // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 1996. V. 159. L1
- [3] Nowak J.J., Robertazzi R.P., Sun J.Z., et al. Dependence of Voltage and Size on Write Error Rates in Spin-Transfer Torque Magnetic Random-Access Memory // *IEEE Magnetics Letters*. 2016. Vol.7. P.3102604
- [4] Ostrovskaya N.V., Skidanov V.A., Iusipova Iu.A. Bifurcations in the Dynamical System for Three-Layered Magnetic Valve // *Solid State Phenomena* 2015. V. 233-234. 431.
- [5] Iusipova Iu.A. Analysis of the Switching Characteristics of MRAM Cells Based on Materials with Uniaxial Anisotropy // *Semiconductors* 2018. 52. 15. P. 1982.
- [6] Pappas C., Le T., et. al. Measurement of Gilbert damping parameter for CoPt-based and CoFe-based films for magnetic recording applications, *Journal of Physics D*. 2018. V. 51. N. 32. 325002
- [7] Skomski R., *Simple models of magnetism*. Oxford University Press, 2012. 360 p.
- [8] Kawai T., Itabashi A., et. al. Gilbert damping constant of FePd alloy thin films estimated by broadband ferromagnetic resonance // *EPJ Web of Conferences* 2014. Vol. 75. 02002.
- [9] Seemann K.M., Hickey M.C., et. al., Spin-dependent scattering and the spin polarization of a diffusive current in partly disordered L10 epitaxial FePd // *New Journal of Physics* 2010. 12. 033033.
- [10] Seki T., Mitani S., et. al. Spin-polarized current-induced magnetization reversal in perpendicularly magnetized L10–FePt layers // *Applied Physics Letters*. 2006. Vol. 88. 172504.
- [11] Ogiwara M., Iihama S., et. al. Magnetization damping of an L10-FeNi thin film with perpendicular magnetic anisotropy // *Appl. Phys. Lett.* 2013. Vol. 103. 242409.
- [12] Guslienko K.Y. et. al. Spin torque and critical currents for magnetic vortex nano-oscillator in nanopillars // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2011. Vol. 292. 012006
- [13] Tsymbal E.Y., Žutić I. *Handbook of Spin Transport and Magnetism* CRC Press. 2012. 777 p.
- [14] Iusipova Iu.A. Precession of the spin-valve free layer magnetization and its switching under the influence of a magnetic field perpendicular to the axis of anisotropy // *Semiconductors*. 2019. 53. 15. P. 2029.
- [15] Iusipova Iu.A. Free-layer magnetization vector dynamics of the spin-valve structure in the magnetic field perpendicular to the layers plane // *Proceedings of universities. Electronics*. 2019. V. 24. N. 2. P. 489.
- [16] Ostrovskaya N.V., Iusipova Iu.A. Qualitative theory of dynamical systems for control of magnetic memory elements // *Physics of Metals and Metallography*. 2019. V. 120. N. 13. P. 1291–1298.