

01,02

Частота и быстродействие спинового вентиля с планарной анизотропией слоев

© Ю.А. Юсипова

Институт проблем проектирования в микроэлектронике РАН,
Москва, Россия

E-mail: linda_nike@mail.ru

Поступила в Редакцию 26 марта 2020 г.

В окончательной редакции 26 марта 2020 г.

Принята к публикации 2 апреля 2020 г.

Проведено моделирование динамики вектора намагниченности свободного слоя слоистой спин-вентильной структуры. В качестве материалов для свободного и закрепленного слоев рассмотрены шесть магнитомягких ферромагнетиков с планарной анизотропией. Выделены типы динамики намагниченности, представляющие практический интерес для MRAM и HMDD (переключение вектора намагниченности), STNO (устойчивая прецессия вектора намагниченности), и базового элемента PSL (переключение вектора намагниченности с двумя вероятными исходами). Рассчитаны диапазоны токов и полей, соответствующие этим режимам работы спинового вентиля. Проведенные численные расчеты времени переключения показали, что среди рассмотренных материалов наиболее подходящим для ячейки MRAM является сплав $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$, а для считывающей головки HMDD — $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$. В результате расчета частоты прецессии сделан вывод, что оптимальным для изготовления ферромагнитных слоев STNO является сплав $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$. Для реализации PSL наилучшие переключаемые характеристики продемонстрировал сплав $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$.

Ключевые слова: спиновый вентиль, магниторезистивная память с произвольным доступом, вероятностная спиновая логика, спин-трансферный наноосциллятор, считывающая головка жесткого диска.

DOI: 10.21883/FTT.2020.09.49754.29H

1. Введение

В классической теории магнитные состояния ферромагнетиков управляются приложенным магнитным полем. В 1996 г. Слончевский [1] предсказал другой способ изменения магнитной конфигурации наномангнитов — с помощью спин-поляризованного тока. Угловой момент, переносимый спин-поляризованным током, передает крутящий момент вектору намагниченности, что приводит к его переключению в новое состояние равновесия или постоянной прецессии. Изменение проекции вектора намагниченности на ось анизотропии служит причиной изменения магнетосопротивления слоистой спин-вентильной структуры, что влечет за собой колебания напряжения во внешней цепи. Простейшая конфигурация такой структуры состоит из относительно толстого „закрепленного“ ферромагнитного слоя, который служит поляризатором тока, немагнитной прослойки и относительно тонкого „свободного“ слоя. Слой антиферромагнетика нужен для фиксации намагниченности закрепленного слоя. В качестве немагнитной прослойки используют немагнитный металл (например, медь) или тонкий диэлектрик (например, MgO), соответствующие структуры обычно называют спиновым вентиляем или магнитным туннельным переходом (MTJ).

Спин-вентильные структуры нашли применение в большом количестве микроэлектронных устройств — это магниторезистивная память с произвольным доступом (MRAM) [2,3], считывающие головки жестких

дисков (HMDD) [4], различные спин-трансферные наноосцилляторы (STNO) [5]. Они также используются для реализации детерминированной (SL) [6] и вероятностной спиновой логики (PSL) [7–12].

Магниторезистивная память MRAM — это универсальная память, которая способна выполнять функцию внутрисхемно-программируемой памяти, быстрого буфера и энергонезависимого хранилища данных. MRAM имеет множество преимуществ перед другими видами памяти, таких как энергонезависимость, бесконечное количество циклов перезаписи, широкий температурный диапазон, высокие быстродействие и радиационная стойкость [2,3]. Магниторезистивная память MRAM на основе ферробората кобальта, изготовленная корпорацией IBM в сотрудничестве с компанией Samsung в 2016 г., имеет время записи 10 ns при токе записи $7.5 \mu\text{A}$ [4]. В теоретической работе [5] рассмотрены ячейки MRAM на основе ферромагнетиков TbFeCo и GdFeCo с различными немагнитными прослойками. Критический ток переключения для этих ячеек MRAM колеблется в диапазоне 1–20 mA, а критическое поле переключения в диапазоне 0.8–15.9 kA/m. Время переключения при этих параметрах лежит в интервале 1–30 ns.

Введение спин-вентильного сенсора в архитектуру магниторезистивных считывающих головок HMDD обеспечивает их высокую чувствительность, что способствует увеличению поверхностной плотности записи на три порядка. Темп роста емкости жесткого диска с их появлением возрос до 100% в год [3].

Наноразмерные микроволновые осцилляторы STNO обладают возможностью изменения частоты осцилляций в широком диапазоне с помощью приложенного электрического тока и магнитного поля. Высокая степень интеграции и совместимость с К-МОП технологией дает им возможность конкурировать с используемыми в настоящее время генераторами микроволнового излучения [6]. Спин-трансферный наноосциллятор на основе ферробората кобальта, рассмотренный в работе [7], показал диапазон рабочих частот возбуждаемых осцилляций 1–10 MHz для плотности тока 10^6 – 10^8 A/cm². В то же время STNO на основе пермаллоя в поле 24 mT, в диапазоне токов 3–15 mA имеет частоту работы от 0.8 до 1.2 GHz [8].

Базовым элементом вероятностной спиновой логики (PSL) является бинарный стохастический нейрон (p-bit). PSL лежит в основе технологии нейронных сетей, использующих байесовский статистический вывод [9] и обратимую булеву логику [10], в основе квантовых компьютеров на базе модели Изинга [11–14], а также устройств распознавания изображений [15] и генераторов случайных чисел. В работах [9–15] представлена модель стохастического нейрона на основе МТJ, переключение которого производится посредством спинового эффекта Холла. В этом случае расчеты были проведены для двух ферромагнетиков с энергетическим барьером 48 и 12 kBT. Ток переключения в данном случае составляет 1 mA.

Основная проблема спин-вентильных микроэлектронных устройств — большие величины управляющих параметров (электрического тока и магнитного поля). Поэтому для улучшения энергоэффективности сравнение критических характеристик переключения и прецессии спинового вентиля на основе различных материалов представляет практический интерес.

Основной задачей данной работы — расчет времени и вероятности переключения, а также частоты осцилляций спинового вентиля под действием спин-поляризованного тока и магнитных полей различного направления. Целью исследования является подбор наиболее подходящих ферромагнитных материалов и конфигурации магнитного поля, обеспечивающих наилучшие переключательные характеристики MRAM и HMDD, частотные характеристики STNO и быстродействие элементов PSL. В настоящей работе предложена новая модель стохастического нейрона p-bit на основе спинового вентиля с металлической немагнитной прослойкой, переключаемого спин-поляризованным током в геометрии „ток перпендикулярен плоскости“. Данная модель предполагает большую степень интеграции и меньшую энергозатратность, чем модель, представленная в работах [9–15].

2. Основные уравнения

Объектом данного исследования является спиновый вентиль с планарной анизотропией слоев. Сторона квад-

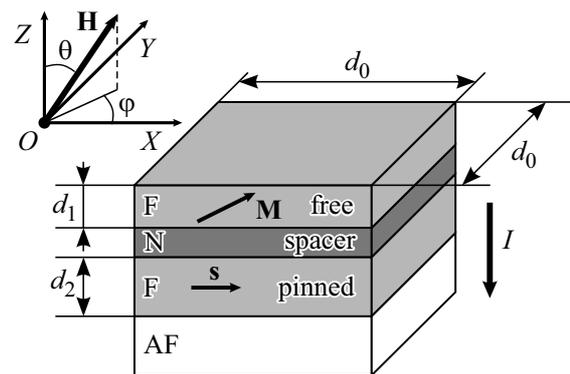


Рис. 1. Спиновый вентиль.

ратного поперечного сечения вентиля $d_0 = 11$ nm [4]. Ось анизотропии направлена вдоль одной из сторон квадрата. Толщина свободного слоя $d_1 = 2$ nm, толщина закрепленного слоя $d_2 = 5$ nm, а толщина медной немагнитной прослойки $d_N = 1.2$ nm [16]. Ось OX системы координат, связанной со структурой, направлена вдоль оси анизотропии. Структура помещена в магнитное поле \mathbf{H} , которое составляет углы φ и θ с осями OX и OZ . Электрический ток плотностью J пропускается перпендикулярно плоскости слоев. Вектор \mathbf{M} — это вектор намагниченности свободного слоя спинового вентиля, а M_x, M_y, M_z — его проекции на оси OX, OY, OZ соответственно. Направление единичного вектора \mathbf{s} совпадает с направлением намагниченности закрепленного слоя (рис. 1).

В качестве материалов для ферромагнитных слоев рассмотрены кобальт Co и железо Fe (монокристаллические пленки которых легче и дешевле получить), сплавы $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ и $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$ (имеющие высокий параметр спиновой поляризации P), а также $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ и $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$, имеющие невысокие коэффициенты анизотропии. Намагниченность насыщения M_s , коэффициент диссипации α , константа анизотропии K и параметр спиновой поляризации P представлены в табл. 1. Дефекты микроструктуры материалов в нашей модели не учитывались.

Динамика вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля \mathbf{M} описывается уравнением: Ландау–

Таблица 1. Магнитные параметры различных магнитомягких материалов [17]

Материал	$\mu_0 M_s$, Т	α	K , J/m ³	P
Co	0.1	0.02	1380	0.35
Fe	1.21	0.02	1880	0.40
$\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$	1.76	0.02	530000	0.55
$\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$	1.96	0.04	210000	0.52
$\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$	2.15	0.008	48000	0.30
$\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$	2.4	0.015	35000	0.1

Таблица 2. Параметры спинового вентиля для различных материалов ферромагнитных слоев

Материал	$\rho, 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$	R_{AP}, Ω	R_P, Ω	$GMR, \%$
Co	6.24 [22]	4.11	3.70	11
Fe	9.71 [22]	6.58	5.71	15
Fe ₇₀ Co ₃₀	8.33	7.62	4.93	34
Fe ₆₀ Co ₂₀ B ₂₀	19.56 [24]	15.01	11.42	31
Co ₉₃ Gd ₇	7.81	4.97	4.61	8
Co ₈₀ Gd ₂₀	11.29	6.67	6.62	1

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 — токовый член 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:

- поле магнитной анизотропии $2M_X K / (M_s^3 \mu_0)$, направленное вдоль оси OX ;
- поле размагничивания M_Z , направленное вдоль оси OZ ;
- внешнее магнитное поле \mathbf{H} .

Детали бифуркационного анализа динамической системы (1) приведены в работах [2,17–19].

Изменение проекции вектора намагниченности \mathbf{M} на ось анизотропии OX из-за эффекта гигантского магнетосопротивления приводит к изменению выходного сигнала U [20]. Его величина определяется следующим выражением

$$U = Jd_0^2 \left(\frac{R_P + R_{AP}}{2} + \frac{R_P - R_{AP}}{2} \frac{M_X}{M_s} \right), \quad (2)$$

где R_P и R_{AP} — сопротивления спинового вентиля в параллельном и антипараллельном состояниях (табл. 2) соответственно. Согласно резисторной модели гигантского магнетосопротивления для структуры в выбранной геометрии „ток перпендикулярен плоскости“ выражения для сопротивления R_P и R_{AP} можно представить в виде [21]:

$$R_P = \frac{((d_2 + d_1)\rho_{up} + d_N\rho_N)((d_2 + d_1)\rho_{down} + d_N\rho_N)}{d_0^2((d_2 + d_1)\rho_{up} + 2d_N\rho_N + (d_2 + d_1)\rho_{down})},$$

$$R_{AP} = \frac{(d_2\rho_{down} + d_1\rho_{up} + d_N\rho_N)(d_2\rho_{up} + d_1\rho_{down} + d_N\rho_N)}{d_0^2((d_2 + d_1)\rho_{up} + 2d_N\rho_N + (d_2 + d_1)\rho_{down})},$$

где $\rho_{up,down} = 2\rho/1 \pm P$, ρ — удельное сопротивление ферромагнитных слоев (табл. 2), ρ_N — удельное сопротивление немагнитной прослойки (для меди

$\rho_N = 1.67 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$ [22]). Методика расчета удельного сопротивления двухкомпонентных сплавов подробно описана в работе [23]. Однако для практических применений удельное сопротивление используемых пленок должно быть измерено экспериментально. В табл. 2 представлены коэффициенты гигантского магнетосопротивления $GMR = (R_{AP} - R_P)/R_P$ для спиновых вентилях на основе различных материалов.

3. Динамика вектора намагниченности

Динамика вектора \mathbf{M} была рассчитана путем решения уравнения (1) методом Рунге–Кутты, при этом возмущение относительно положения равновесия было принято равным 0.0001.

Основные типы динамики, имеющие практическую ценность для PSL и STNO — это переключаемый режим с двумя вероятными исходами и устойчивая прецессионная мода, соответственно. В то время как базовым режимом работы MRAM и HMDD является переключение из параллельного состояния в антипараллельное и наоборот. Режим прецессии с точки зрения качественной теории динамических систем представляет собой предельный цикл.

3.1. Переключение вектора намагниченности

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} . Параллельное направление вектора \mathbf{M} эквивалентно точке равновесия T_1 , а антипараллельное — положению равновесия T_2 (рис. 2). 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 переключаемый режим, при котором изменение направления вектора \mathbf{M} происходит под действием магнитного поля ячейки памяти HMDD. 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 ($\varphi = 0$, $\theta = \pi/2$).

Рис. 2, *a* демонстрирует две траектории переключения вектора \mathbf{M} из точки T_1 в точку T_2 , с отклонениями противоположных знаков, для спинового вентиля на основе Fe₆₀Co₂₀B₂₀ при $H = 0$ и $J = 1.30 \cdot 10^8$ A/cm². На рис. 2, *b* показана соответствующая вольт-секундная характеристика, полученная по формуле (2). Время переключения спинового вентиля t_{1-2} в этом случае будет составлять 73 ns.

На рис. 3, *a* представлен результат численного расчета обратной величины времени записи t_{1-2} от плотности

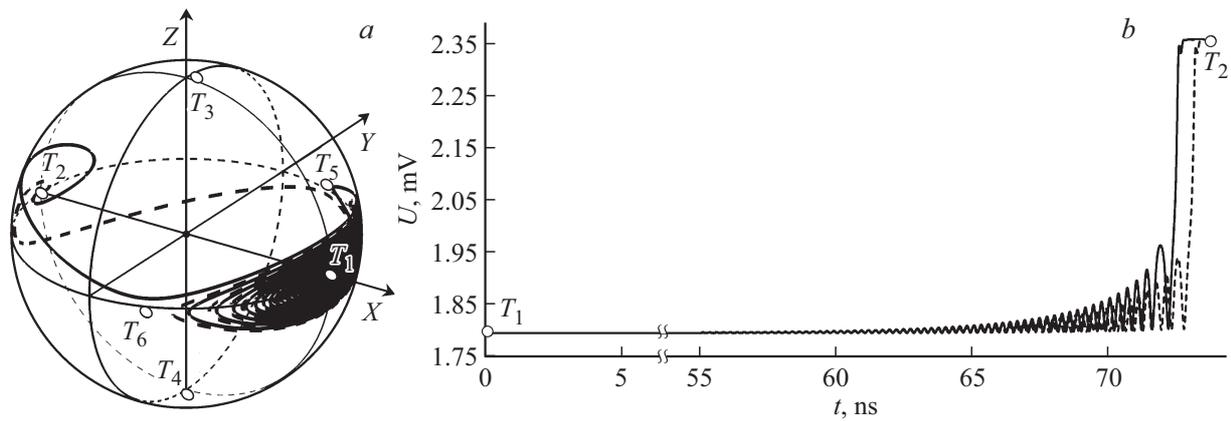


Рис. 2. Переключение намагниченности свободного слоя спинового вентиля на основе $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ (a); зависимость $U(t)$ при тех же параметрах (b).

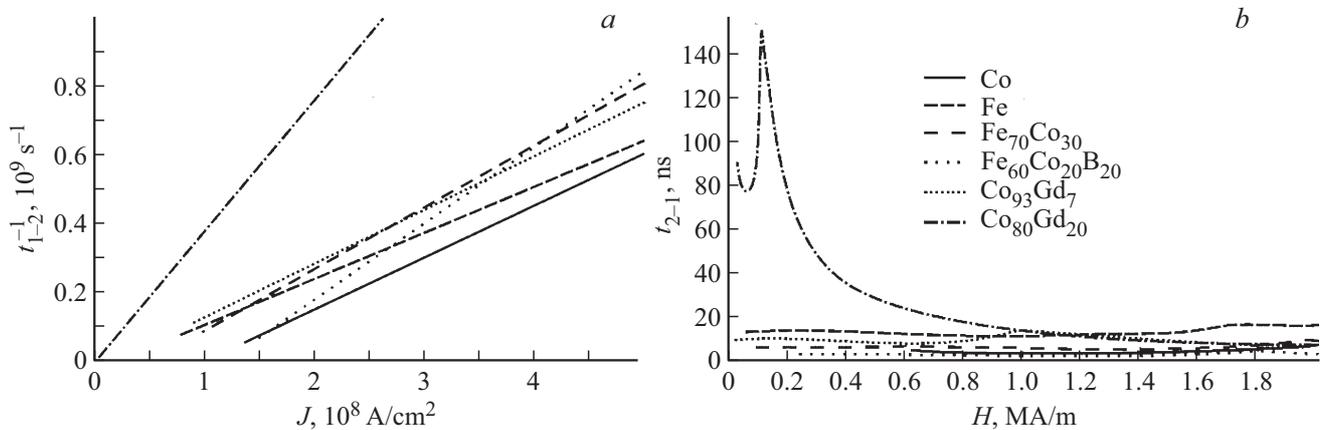


Рис. 3. Зависимость времени переключения спинового вентиля t_{1-2} от плотности тока (a); зависимость времени переключения t_{2-1} от магнитного поля H направленного вдоль оси OX (b).

тока J для различных материалов. Зависимость $t_{1-2}^{-1}(J)$ имеет линейный характер. Функция времени переключения t_{2-1} вектора \mathbf{M} из положения T_2 в положение T_1 от величины магнитного поля H при $\varphi = 0, \theta = \pi/2$ показана на рис. 3, b. Точка максимума $t_{2-1}(H)$ соответствует моменту изменения типа особой точки с седла на неустойчивый фокус. Зависимости $t_{1-2}^{-1}(J)$ и $t_{2-1}(H)$ численно рассчитаны с помощью моделирования динамики вектора \mathbf{M} методом Рунге–Кутты и последующего анализа полученных годографов.

Спиновый вентиль на основе $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ обладает наименьшим критическим током переключения $J_{\min} = 1.56 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$, а спиновый вентиль на основе $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ — наибольшим $J_{\min} = 1.25 \cdot 10^8 \text{ A/cm}^2$. Время переключения спинового вентиля на основе $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ при токе, близком к J_{\min} , составляет 960 ns, однако при увеличении тока оно существенно снижается. При токе $J_{\min} = 1.25 \cdot 10^8 \text{ A/cm}^2$ время переключения для $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ составляет всего 1.8 ns, что в 9 раз меньше, чем время переключения для $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ при том же токе.

Наименьшим критическим магнитным полем переключения $H_{\min} = 3.13 \cdot 10^3 \text{ A/m}$ обладает спиновый вентиль, ферромагнитные слои которого изготовлены из $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$. Наименьшее время переключения t_{2-1} , равное 2–4 ns, показал спиновый вентиль на основе $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$. Время переключения t_{2-1} для $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ всегда в 3–5 раз больше, чем для $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$, при равных значениях магнитного поля.

3.2. Прецессия вектора намагниченности

Для STNO важны те режимы с прецессией, в которых проекция вектора намагниченности на ось анизотропии периодически существенно изменяется, что приводит к значительному изменению выходного сигнала U в течении периода.

На рис. 4, a изображена динамика вектора \mathbf{M} намагниченности свободного слоя спинового вентиля на основе $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ в магнитном поле, параллельном оси OX ($\varphi = 0, \theta = \pi/2, H = 1.60 \cdot 10^4 \text{ A/m}, J = 1.67 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$). При этом частота осцилляций ν

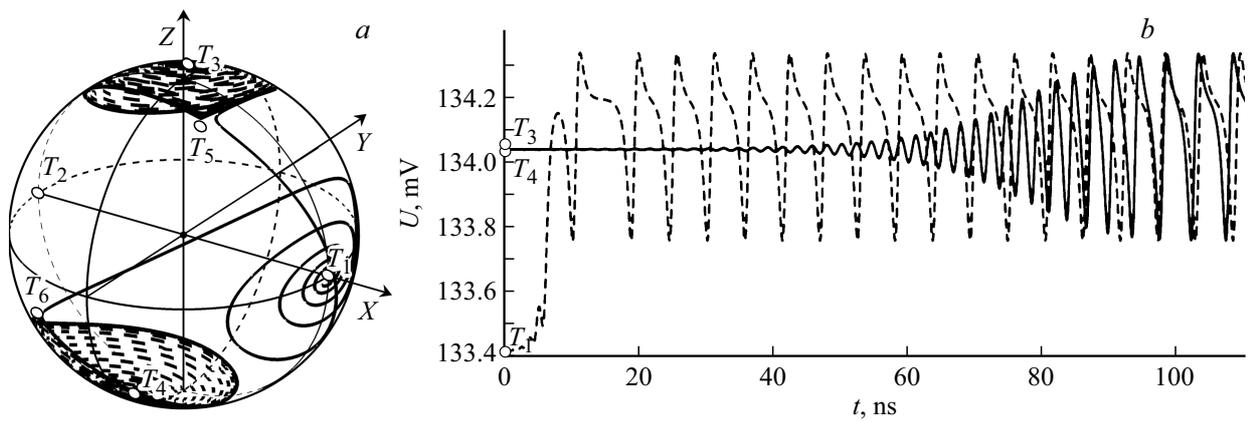


Рис. 4. Динамика вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля на основе $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ в магнитном поле параллельном оси OX (a); вольт-секундные характеристики при тех же параметрах (b).

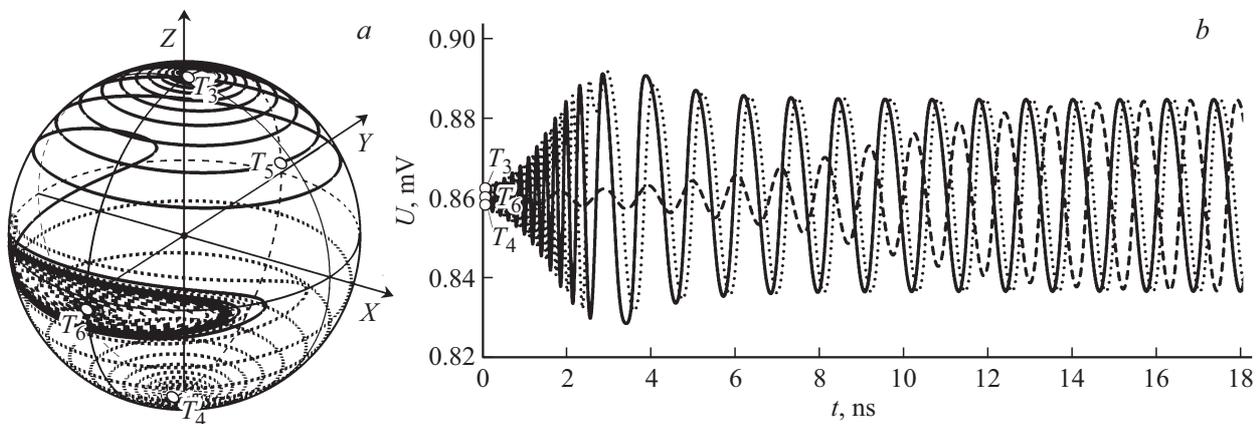


Рис. 5. Устойчивая прецессия вектора \mathbf{M} спинового вентиля на основе $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ в магнитном поле антипараллельном оси OY (a); временная зависимость выходного сигнала при тех же параметрах (b).

составляет 0.18 GHz , а амплитуда колебаний — $U_{\max} = 0.35 \mu\text{V}$.

Пары траекторий, вышедшие из точки T_1, T_3 и T_4 , а также T_5 и T_6 , симметричны относительно оси OX (рис. 4, a), поэтому имеют одинаковые вольт-секундные характеристики (рис. 4, b). Вокруг неустойчивых фокусов T_3 и T_4 возникают два симметричных относительно оси OX устойчивых предельных цикла. Время установления колебаний τ зависит от величины действительной части Re_T собственных чисел матрицы линеаризации для точки, из которой исходит траектория. При данных условиях минимальным $Re_T = 0.003$ обладают собственные числа в точках T_3 и T_4 — следовательно, для траекторий, выходящих из этих точек, характерно максимальное время установления колебаний $\tau_{\max} = 97 \text{ ns}$.

На рис. 5, a представлена устойчивая прецессия для слоистой структуры с ферромагнитными слоями, изготовленными из $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$, который помещен в магнитное поле антипараллельное оси OY ($\varphi = -\pi/2$, $\theta = \pi/2$, $H = 3.70 \cdot 10^4 \text{ A/m}$, $J = 1.48 \cdot 10^8 \text{ A/cm}^2$). Зависимость напряжения выходного сигнала U от времени (рис. 5, b)

показывает, что максимальным временем установления колебаний $\tau_{\max} = 17 \text{ ns}$ обладает траектория конца вектора \mathbf{M} , вышедшая из точки T_6 . Частота осцилляций ν , в данном случае, составляет 0.6 GHz , а амплитуда колебаний $U_{\max} = 24 \mu\text{V}$.

На рис. 6, a показана динамика вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля на основе железа в магнитном поле, параллельном оси OZ ($\varphi = 0$, $\theta = 0$, $H = 8.60 \cdot 10^5 \text{ A/m}$) при токе $J = 2.76 \cdot 10^8 \text{ A/cm}^2$, а на рис. 6, b соответствующая ему вольт-секундная характеристика. В этом случае частота и амплитуда осцилляций составляют 7.5 GHz и $143 \mu\text{V}$ соответственно. Максимальное время установления колебаний τ_{\max} характерно для траектории, выходящей из точки T_6 , и составляет 10.8 ns .

Следует отметить, что в случае, когда магнитное поле направлено параллельно оси OY или OZ , траектория конца вектора намагниченности \mathbf{M} наматывается на предельный цикл вокруг оси, вдоль которой направлено магнитное поле, а вольт-секундные характеристики приближаются к гармоническим (рис. 5, b, 6, b). В то же

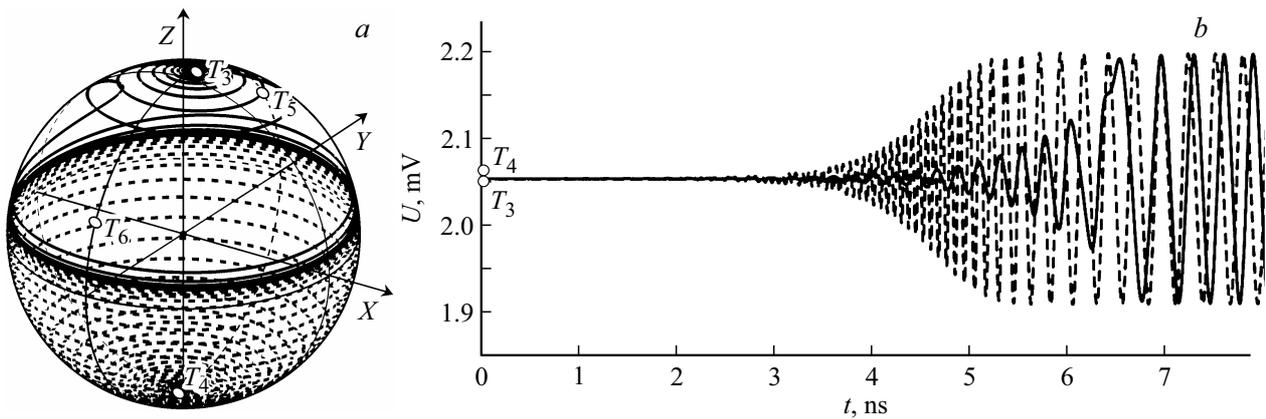


Рис. 6. Устойчивая прецессия вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля на основе железа в магнитном поле параллельном оси OZ (a); вольт-секундные характеристики при тех же параметрах (b).

время, если поле направлено вдоль оси OX , возникают два предельных цикла, симметричных относительно этой оси, при этом тип зависимости $U(t)$ близок к пилообразному (рис. 4, b).

Из данных табл. 3 следует, что максимальная амплитуда колебаний U_{max} характерна для спинового вентиля на основе $Fe_{60}Co_{20}B_{20}$ при $\varphi = \pi/2, \theta = \pi/2$. Спиновый вентиль, ферромагнитные слои которого изготовлены из кобальта, имеет максимальную частоту осцилляций при $\varphi = 0, \theta = 0$. В магнитном поле, направленном вдоль оси OX , спиновый вентиль на основе $Co_{80}Gd_{20}$ имеет наименьшее энергопотребление, однако амплитуда осцилляций, в этом случае, очень мала.

3.3. Переключение вектора намагниченности с двумя вероятными исходами

На рис. 7, a представлена нелинейная модель бинарно-стохастического нейрона [25]. В этой модели можно выделить несколько основных элементов:

- набор синаптических связей, каждая из которых характеризуется своим весом WT ;
- сумматор, который складывает входные сигналы I , взвешенные относительно соответствующих синапсов;
- вероятностная функция активации $f(I_{\Sigma})$, определяющая конечное состояние нейрона (+1 или 1–1).

Рис. 7, b демонстрирует модель p-bit, предложенную в данной работе. Малые входные напряжения (менее

Таблица 3. Диапазоны плотности тока J и магнитного поля H , при которых наблюдаются предельные циклы, а также частоты ν и амплитуды колебаний выходного сигнала U_{max}

Материал	φ	θ	$H, MA/m$	$J, MA/cm^2$	ν, GHz	$U_{max}, \mu V$
Co	0	$\pi/2$	0.42–0.98	224–1272	2.1–8.0	8.05–90.56
	$\pi/2$	$\pi/2$	0.56–2.80	234–3516	2.0–17.0	8.81–831.80
	0	0	1.07–2.80	117–3516	2.4–17.6	10.96–842.97
Fe	0	$\pi/2$	0.07–0.79	121–1451	1.8–9.8	14.34–295.57
	$\pi/2$	$\pi/2$	1.25–1.88	186–4279	1.3–14.3	13.70–2115.80
	0	0	0.50–1.88	186–3721	1.4–9.5	91.69–1934.40
$Fe_{70}Co_{30}$	0	$\pi/2$	0.08–1.15	70–835	2.0–8.4	25.25–304.17
	$\pi/2$	$\pi/2$	0.14–2.10	139–2781	1.4–15.1	15.55–2753.50
	0	0	0.42–2.10	139–2504	1.16–10.4	128.80–2559.40
$Fe_{60}Co_{20}B_{20}$	0	$\pi/2$	0.47–1.01	232–603	1.7–6.4	72.53–405.42
	$\pi/2$	$\pi/2$	0.25–1.87	186–2226	1.2–13.2	89.10–4524.20
	0	0	0.64–1.87	93–1948	1.4–7.8	119.07–4179.90
$Co_{93}Gd_7$	0	$\pi/2$	0.02–0.52	35–778	0.6–4.6	2.09–66.11
	$\pi/2$	$\pi/2$	0.07–1.06	141–2121	0.3–7.9	2.64–521.63
	0	0	1.4–1.06	71–1910	0.1–4.8	10.55–412.12
$Co_{80}Gd_{20}$	0	$\pi/2$	0.02–0.05	2–28	0.1–0.6	0.01–0.29
	$\pi/2$	$\pi/2$	0.03–0.12	5–51	0.02–0.76	0.03–1.53
	0	0	0.08–0.12	2–51	0.08–0.46	0.01–1.60

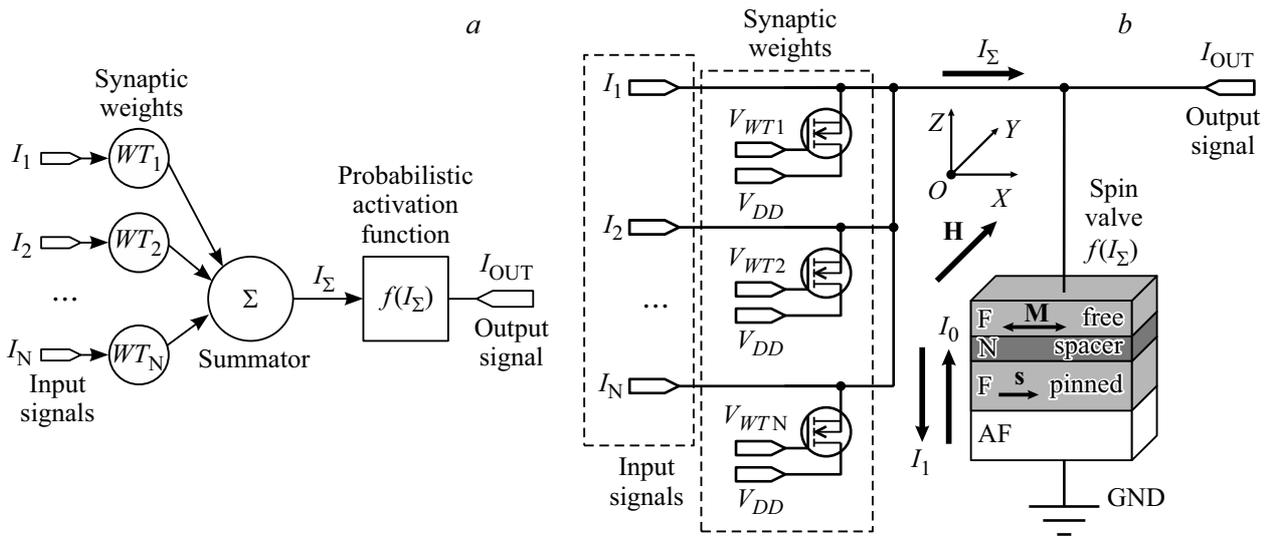


Рис. 7. Стохастический нейрон (a) и предложенная конфигурация p-bit (b).

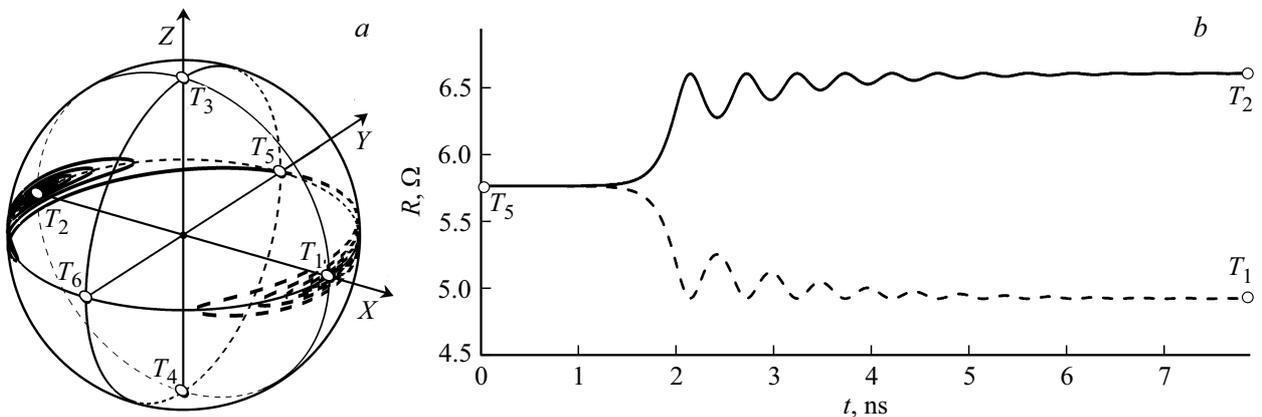


Рис. 8. Переключение вектора \mathbf{M} с двумя вероятными исходами для $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$ при $H = 0$ и $J = 0$ (a); временная зависимость сопротивления спинового вентиля R при тех же параметрах (b).

0.01 V) позволяют использовать К-МОП транзисторы как переменные сопротивления для гибкой настройки синаптических весов WT . Спиновый вентиль играет роль элемента вероятностной активационной функции $f(I_\Sigma)$. Основным режимом работы спинового вентиля как элемента PSL является переключение с двумя вероятными исходами (рис. 8). При этом переключении вектор \mathbf{M} меняет свое направление с перпендикулярного оси анизотропии OX на параллельное (состояние нейрона „+1“) с вероятностью P_{AP} , или антипараллельное ей (состояние нейрона „-1“) с вероятностью P_P .

В работах [9–15] представлена конфигурация бинарного стохастического нейрона p-bit спинового вентиля или МП, в которой считывание информации происходит с использованием эффекта GMR, а запись — посредством спинового эффекта Холла. Для реализации записывающего контакта используется шина шириной $1\ \mu\text{m}$, что предполагает малую степень интеграции для больших массивов подобных элементов. Модель p-bit, показанная

на рисунке рис. 7, b, лишена этого недостатка, так как считывание и запись информации в ней происходит с помощью эффекта GMR.

Для выведения вектора намагниченности в положение, перпендикулярное оси анизотропии, необходимо приложить магнитное поле, направленное вдоль оси OY (положение T_5) или OZ (положение T_3). Для этого можно использовать один магнит для всего устройства, что позволит избежать внедрения дополнительных массивных шин в интегральную схему. В этом случае периодически включаемое и выключаемое магнитное поле будет задавать клакковый сигнал для всей интегральной схемы.

В табл. 4 собраны значения минимального магнитного поля $H_{\min 1-5}$, необходимого для переключения из положения T_1 в положение T_5 , значения аналогичного поля $H_{\min 1-3}$ для положения T_3 , а также соответствующие времена перемагничивания t_{1-5} и t_{1-3} . При этом магнитное поле $H_{\min 1-5}$, значительно ниже,

Таблица 4. Переключательные параметры p-bit на основе различных материалов

Материал	$H_{\min 1-5}$, МА/м	$t_{\max 1-5}$, ns	$H_{\min 1-3}$, МА/м	$t_{\max 1-3}$, ns	J_{\max}^2 , кА/см ²	t_{\min} , ns	t_{\max} , ns
Co	0.565	2.9	1.983	9.7	448.8	4.6	5.0
Fe	0.023	0.8	1.734	98.3	472.2	10.1	12.2
Fe ₇₀ Co ₃₀	0.026	4.0	1.931	113.3	403.4	5.0	6.7
Fe ₆₀ Co ₂₀ B ₂₀	0.218	3.1	1.778	15.7	296.8	2.9	3.4
Co ₉₃ Gd ₇	0.005	10.4	1.170	27.2	213.8	8.9	13.3
Co ₈₀ Gd ₂₀	0.028	133.9	0.107	265.8	7.8	84.5	93.2

чем $H_{\min 1-3}$. В табл. 4 приведены значения величины плотности тока J_{\max} необходимой для переключения p-bit из положения T_5 в положение T_2 с вероятностью $P_{AP} = 100\%$, а также время переключения t_{\min} при таком токе. Для переключения в положение T_1 с вероятностью $P_P = 100\%$ необходимо пропустить противоположный по направлению ток J_{\max} такой же величины. Время переключения при нулевом токе t_{\max} ($P_P = P_{AP} = 50\%$) также представлено в табл. 4.

Среди рассмотренных материалов наименьшим значением $H_{\min 1-5}$ обладает спиновый вентиль, изготовленный из сплава Co₉₃Gd₇, в то время как наименьший ток J_{\max} соответствует Co₈₀Gd₂₀. Наибольшее быстродействие показал p-bit на основе Fe₆₀Co₂₀B₂₀.

4. Заключение

В работе численно рассчитаны зависимости времени переключения спинового вентиля из параллельного состояния в антипараллельное от величины спин-поляризованного тока $t_{1-2}(J)$ и времени обратного переключения от величины магнитного поля, параллельного оси анизотропии $t_{2-1}(H)$. Установлено, что наиболее подходящим материалом из рассмотренных для реализации MRAM, является Co₈₀Gd₂₀, так как спиновый вентиль на основе этого материала имеет наименьший критический ток переключения J_{\min} и самую высокую скорость переключения спин-поляризованным током. Минимальная сила тока, достаточная для переключения ячейки MRAM, в этом случае составляет всего 2.4 μ А, что в 3 раза меньше, чем для материала, использованного корпорацией IBM в работе [4]. Обнаружено, что оптимальным материалом для изготовления считывающих головок HMDD является Fe₆₀Co₂₀B₂₀, так как он имеет лучшие соотношения коэффициента GMR минимального поля переключения H_{\min} и наименьшее время переключения магнитным полем. Полученные данные согласуются с результатами, изложенными в работе [17].

Рассчитаны диапазоны токов и магнитных полей, при которых наблюдается устойчивая прецессия вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля. При этом рассматривались три ортогональных направления магнитного поля. Показано, что для получения сигнала, близкого к пилообразному, необходимо использовать

магнитное поле, параллельное оси анизотропии. В то же время, гармоническому сигналу соответствуют направления, перпендикулярные оси анизотропии. Установлено, что сплав Fe₆₀Co₂₀B₂₀ является наиболее подходящим из рассмотренных для изготовления STNO, так как спиновый вентиль на его основе обладает максимальной амплитудой выходного сигнала в магнитном поле, параллельном оси OY. При этом диапазоны токов и полей в данном случае в 1.5 раза ниже, чем для спинового вентиля на основе кобальта, имеющего максимальную частоту выходного сигнала.

Предложена принципиально новая модель бинарного стохастического нейрона. Обнаружено, что для этой модели p-bit на основе Co₈₀Gd₂₀ имеет наименьшее энергопотребление, а нейрон на основе Fe₆₀Co₂₀B₂₀ наибольшее быстродействие. Однако по совокупности этих параметров оптимальным материалом для изготовления p-bit является Co₉₃Gd₇. При этом величина силы тока, достаточная для перехода p-bit в состояние „+1“ с вероятностью 100%, в этом случае составляет всего 0.26 μ А, в то время как интеграции такого элемента 50 раз выше, чем для модели p-bit, представленной в работах [9–15].

Приведенные расчетные данные имеют общий рекомендательный характер и служат иллюстрацией использования теоретической модели спинового вентиля.

Благодарности

Автор благодарит Н.В. Островскую за полезное обсуждение задачи и доброжелательное прочтение рукописи, а также А.С. Михмеля за ценную консультацию по вопросам технологии СБИС.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания „Исследование и разработка высокопроизводительных вычислительных систем и элементной базы для них“ шифр „Вега-Ст-2021“, внутренний номер 0067-2019-0005, № 2Р АААА-А19-119043090023-6.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J.C. Slonczewski. *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- [2] N.V. Ostrovskaya, V.A. Skidanov, Iu.A. Iusipova. *Solid State Phenomena* **233–234**, 431 (2015).
- [3] C. Chappert, A. Fert, F. Nguyen Van Dau. *Nature Mater.* **6**, 813. (2007).
- [4] J.J. Nowak, R.P. Robertazzi, J.Z. Sun, G. Hu, J.H. Park, J.H. Lee, A.J. Annunziata, G.P. Lauer, C. Kothandaraman, E.J. O’Sullivan, P.L. Trouilloud, Y. Kim, D.C. Worledge. *IEEE Magn. Lett.* **7**, 3102604 (2016).
- [5] Yimin Guo. US Patent No US0151614A1 (2008).
- [6] Ch.-Y. You. *J. Magn.* **14**, 4, 168 (2009).
- [7] Z. Zeng, G. Finocchio, H. Jiang. *Nanoscale* **5**, 6, 2219 (2013).
- [8] N. Locatelli, R. Lebrun, V.V. Naletov, A. Hamadeh, G. De Loubens, O. Klein, J. Grollier, V. Cros. *IEEE Trans. Magn.* **51**, 4300206 (2015).
- [9] S. Datta, S. Salahuddin, B. Behin-Aein. *Appl. Phys. Lett.* **101**, 252411 (2012).
- [10] B. Behin-Aein, V. Diep, S. Datta. *Sci. Rep.* **6**, 1 (2016).
- [11] K.Y. Camsari, R. Faria, B.M. Sutton, S. Datta. *Phys. Rev. X* **7**, 3, 031014 (2017).
- [12] B. Sutton, K.Y. Camsari, B. Behin-Aein, S. Datta. *Sci. Rep.* **7**, 1 (2017).
- [13] Y. Shim, A. Jaiswal, K. Roy. *J. Appl. Phys.* **121**, 193902 (2017)
- [14] R. Faria, K.Y. Camsari, S. Datta. *IEEE Magn. Lett.* **8**, 2685358 (2017)
- [15] R. Zand, K.Y. Camsari, S.D. Pyle, I. Ahmed, C.H. Kim, R.F. DeMara. In: *Proc. of the 2018 on Great Lakes Symposium on VLSI/ACM* (2018). P. 15–20.
- [16] E.E. Shalygina, A.V. Makarov, A.M. Kharlamova, G.V. Kurlyandskaya, A.V. Svalov. *Reviews and Short Notes to Nanomeeting-2017: Physics, chemistry and application of nanostructures* (2017). P. 89–92.
- [17] Iu.A. Iusipova. *Semicond.* **52**, 15, 1982 (2018).
- [18] Iu.A. Iusipova. *Semicond.* **53**, 15, 2029 (2019).
- [19] Ю.А. Юсипова. *Изв. вузов. Электроника* **24**, 5, 489 (2019).
- [20] R.R. Katti. *Proc. IEEE* **91**, 687 (2003).
- [21] E.Y. Tsymbal, I. Žutić. *Handbook of Spin Transport and Magnetism*. CRC Press (2012). 777 p.
- [22] А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский. *Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, М., (1991). 1232 с.*
- [23] В.В. Пасынков, В.С. Сорокин. *Материалы электронной техники. Учебное пособие для вузов по специальности электронной техники. 3 изд. Изд-во „Лань“, СПб. (2001). 368 с.*
- [24] S.X. Huang, T.Y. Chen, C.L. Chien. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 242509 (2008).
- [25] S. Haykin. *Neural networks and learning machines*. 3rd ed. Prentice Hall, New Jersey (2008). 977 p.

Редактор Ю.Э. Китаев