

Библиотека элементов на основе SPICE-модели спин-вентильной структуры

© А.В. Бардушкин, К.А. Селина*, Ю.А. Юсипова

Общество с ограниченной ответственностью „Альфачип“,
124498 Москва, Зеленоград, Россия
e-mail: selina@alphachip.ru

Поступило в Редакцию 8 июня 2026 г.

В окончательной редакции 8 июня 2026 г.

Принято к публикации 8 июня 2026 г.

Разработана схемотехническая модель спинового вентиля, управляемого спин-поляризованным током и магнитным полем произвольного направления с возможностью выбора формы его поперечного сечения. После верификации и анализа полученных результатов данные численных экспериментов показали 99 % согласие с полученными ранее бифуркационными диаграммами, характеризующими динамику рассматриваемой системы. На основе разработанной модели создана библиотека элементов, состоящая из переменного резистора с дискретным управлением, бистабильного датчика магнитного поля, аналогового датчика величины магнитного поля, ячейки магниторезистивной памяти (MRAM) и стохастического нейрона (p-bit). Проведенная валидация элементов библиотеки показала ее совместимость с коммерческими SPICE-симуляторами и готовность к интеграции в существующую схемотехническую базу при проектировании устройств спинтроники. В результате расчетов определены параметры элементов для широкого круга материалов, и выявлены наиболее подходящие из них для практического применения.

Ключевые слова: спиновый вентиль, SPICE-модель, бистабильный датчик магнитного поля, аналоговый датчик магнитного поля, переменный резистор, MRAM, стохастический нейрон.

DOI: 10.61011/JTF.2026.09.63499.208-26

Введение

Проектирование элементов на компонентном уровне является важной ступенью в разработке микроэлектронных систем. Здесь происходит определение функциональных требований к компонентам устройства, далее их схемы проектируются и тестируются. При необходимости вносятся изменения для улучшения параметров работы конечного устройства. Таким образом, разработка новых моделей микроэлектронных элементов является итерационным процессом, который включает в себя исследование новых материалов и создание перспективных технологических процессов с целью повышения производительности и энергоэффективности разрабатываемых устройств. В этом контексте особый интерес представляют квантовые технологии, основанные на управлении спиновыми эффектами, которые позволяют выйти за рамки традиционной полупроводниковой электроники.

На протяжении более трех десятилетий спиновые эффекты остаются предметом интенсивных исследований. Спин-вентильные структуры — это магнитные сверхрешетки, в которых ферромагнитные слои чередуются с немагнитными. Классический пример такой структуры — спиновый вентиль, состоящий из двух ферромагнитных слоев, разделенных немагнитной металлической прослойкой. С момента появления концепции спинового вентиля значительные усилия были направлены на экспериментальное изучение свойств таких структур и поиск их прикладных применений. Благодаря сов-

местимости с технологией комплементарных структур металл—оксид—полупроводник (КМОП) спиновые вентили нашли широкое применение в различных областях: от магниторезистивной памяти (MRAM) и считывающих головок для жестких дисков до спин-трансферных наноосцилляторов и элементов спиновой логики.

Переключение между двумя состояниями (антипараллельным и параллельным) в спиновом вентиле лежит в основе работы таких устройств, как магниторезистивная память MRAM, считывающие головки для жестких дисков (HMDD), а также детерминированной спиновой логики. Накопители HMDD по-прежнему удерживают лидерство среди энергонезависимых хранилищ данных благодаря своей надежности, технологичности изготовления и энергонезависимости [1]. В то же время MRAM, сохраняя преимущества HMDD, выигрывает у них в быстродействии и плотности компоновки элементов, что позволяет рассматривать ее как перспективную альтернативу существующим типам памяти [2]. Концепция двух вероятных исходов работы служит базой для вероятностной спиновой логики (PSL). К числу ключевых достоинств спин-логических схем относят обратимость процессов, поддержку детерминированных и вероятностных вычислений, а также возможность хранения информации непосредственно на кристалле [3]. Прецессионный режим функционирования характерен для спин-трансферных наноосцилляторов (STNO), которые способны генерировать сигналы с широким диапазоном частот и амплитуд, управляемым магнитным полем

или элекфрическим током [4]. Высокая восприимчивость спиновых вентилей к изменениям температуры и поля нашла применение в магнитных датчиках (биосенсорах, болометрических измерителях). Особенно перспективны массивы биосенсоров на основе спиновых клапанов для диагностики онкологических заболеваний, инфекций и болезней сердца [5]. В работе [6] исследуется принцип действия магниторезистивного светодиода: несмотря на скромную величину эффекта гигантского магнитосопротивления δ_{GMR} , удастся достичь 100-процентной модуляции интенсивности излучения, т. е. реализовать режим „включено–выключено“ в присутствии или отсутствия поля. В работе [7] обнаружено, что отклик спин-вентильной структуры на СВЧ-облучение содержит не только элекфрическую, но и тепловую составляющую, что открывает возможность использования магнитных сверхрешеток для ближней микроволновой детекции и получения изображений.

Модель спинового вентиля для симуляторов на основе языка SPICE (Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis) может быть широко применена для разработки библиотек цифровых и аналоговых устройств. Приборы, основанные на спиновой логике, являются перспективной альтернативой традиционным транзисторным интегральным схемам. Предлагая принципиально новые подходы к обработке информации, они позволяют создавать более компактные и высокопроизводительные решения.

В настоящее время в открытом доступе представлено несколько моделей спин-вентильных структур.

Модель магнитного туннельного перехода, представленная в работе [8], реализована с использованием языков HSPICE, Verilog-A и MATLAB. В качестве материала туннельной прослойки используется MgO, а анизотропия может быть как планарной, так и перпендикулярной. Модель применяется для конфигурации „ток перпендикулярен плоскости“ (CPP) и использует уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (LLG) в сферических координатах для описания магнитной динамики спин-вентильной структуры прямоугольного поперечного сечения. Несмотря на то, что она учитывает магнитное поле, направленное вдоль оси анизотропии, и термический шум, основным недостатком данной модели является закрытая реализация. Это делает невозможным подстановку параметров материалов, так как внутренние переменные, отвечающие за свойства материала, зафиксированы в коде в виде констант.

Модель спинового вентиля с квадратным поперечным сечением, представленная в работе [9], основана на матричном представлении уравнения LLG через матрицу Родрига в сферических координатах и написана на языках HSPICE и MATLAB. В качестве прослойки рассматривается металл, а анизотропия учитывается только планарная. Модель поддерживает две геометрии подключения спинового вентиля: ток в плоскости (CIP) и ток перпендикулярен плоскости (CPP). Внешнее магнитное поле в данной модели не учитывается. Хотя реализация

уравнения LLG в качестве подсхемы для SPICE направлена на повышение производительности, на практике сложные матричные преобразования (матрица Родрига) приводят к замедлению вычислений. В данной модели, как и в [8], параметры материала не являются внешними аргументами — они заданы непосредственно в описании модели в виде констант, что исключает возможность их подстановки при вызове модели.

Модель, разработанная совместно Университетом Миннесоты и компанией GLOBALFOUNDRIES [10], обладает высокой параметризацией и использует декартову форму уравнения LLG, которая представлена в виде эквивалентной схемы на языке HSPICE, состоящей из источников тока и емкостей. Благодаря такому подходу интегрирование выполняется непосредственно ядром SPICE-симулятора, что значительно ускоряет моделирование. Как и в [8], в качестве материала прослойки выбран MgO, а анизотропия может быть как планарной, так и перпендикулярной. Модель описывает спиновый вентиль в CPP-конфигурации с круглым поперечным сечением, управление которым осуществляется исключительно за счет спин-поляризованного тока. Однако в эффективном поле модели [10] учитывается лишь параллельная компонента вращающего момента, обусловленного спин-поляризованным током, со ссылкой на работу [11], что является существенным недостатком.

Таким образом, ни одна из рассмотренных моделей [8–10] не обладает одновременно возможностью гибкой подстановки параметров и учетом ключевых физических факторов. К числу последних относятся: магнитное поле, спин-поляризованный ток, различные формы сечения, размеры, направление анизотропии, технологические нормы, а также температурные эффекты, начинающие вносить вклад в переключение намагниченности при малых размерах структуры. В существующих работах реализованы лишь отдельные комбинации этих аспектов, что ограничивает их применимость для широкого круга задач. В связи с этим актуальной задачей является создание схемотехнической модели с учетом всех перечисленных факторов.

Целью настоящей работы является создание параметризованной схемотехнической модели на языке SPICE, учитывающей внешнее магнитное поле различной ориентации, действие тока, а также обеспечивающий выбор между круглой и квадратной формой поперечного сечения, а также планарной и перпендикулярной анизотропией, с возможностью подстановки произвольных размеров вентиля и свойств материалов ферромагнитных слоев и немагнитной прослойки.

1. Физико-математическая модель спинового вентиля

В рамках данного исследования рассматривается описанная в работе [12] физико-математическая модель

спиновое вентиль. Моделируемая структура представляет собой магнитную сверхрешетку, состоящую из двух ферромагнитных слоев (FM1 и FM2), разделенных немагнитной металлической прослойкой (NM). Намагниченность нижнего слоя $\mathbf{M}_1$ зафиксирована антиферромагнетиком (AF), а намагниченность верхнего слоя $\mathbf{M}_2$ может свободно менять ориентацию под воздействием внешних факторов — спин-поляризованного тока или приложенного к структуре магнитного поля.

Функционирование спин-вентильной структуры определяется эффектом гигантского магнитосопротивления (GMR), который представляет собой зависимость сопротивления всей спин-вентильной структуры от взаимной ориентации намагниченностей $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ ферромагнитных слоев. Данный эффект можно описать на основе двухтоковой модели Н. Мотта, согласно которой проводимость ферромагнитного металла представляет собой сумму проводимостей независимых токовых каналов электронов с противоположными спинами [13].

Сопротивление спинового вентиль в параллельном состоянии R_P , при котором векторы намагниченности $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ сонаправлены, является минимальным за счет слабого рассеяния электронов со спином „вверх“ при прохождении свободного и закрепленного слоев спинового вентиль. В антипараллельной конфигурации с противоположной направленностью намагниченностей $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ электроны со спином „вверх“ рассеиваются при прохождении свободного слоя, а электроны со спином „вниз“ — закрепленного слоя, что приводит к увеличению общего сопротивления R_{AP} . Различие между сопротивлениями этих состояний лежит в основе эффекта GMR.

Полное сопротивление трехслойной магнитной сверхрешетки R при произвольной ориентации векторов намагниченности можно описать через фундаментальное уравнение магниторезистивного эффекта [14]:

$$R = \frac{R_P + R_{AP}}{2} + \frac{R_P - R_{AP}}{2} \frac{M_i}{M_s}, \quad (1)$$

где M_s — намагниченность насыщения, M_i — проекция вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиль $\mathbf{M}_2$ на ось анизотропии при условии, что анизотропия закрепленного и свободного слоя имеют одно направление.

В рамках данного исследования применяется СРР-конфигурация, как обеспечивающая минимальный критический ток переключения и соответственно рассматриваемая в качестве наиболее перспективной для интеграции в микроэлектронные устройства [15]. Согласно работе [5], для такой геометрии подключения сопротивления в антипараллельной R_{AP} и параллельной R_P конфигурациях определяется выражениями

$$R_{AP} = \frac{1}{S} \left(\frac{1}{d_{pin} \rho_{\downarrow} + d_{fr} \rho_{\uparrow} + d_N \rho_N} + \frac{1}{d_{pin} \rho_{\uparrow} + d_{fr} \rho_{\downarrow} + d_N \rho_N} \right)^{-1},$$

$$R_P = \frac{1}{S} \left(\frac{1}{d_{pin} \rho_{\uparrow} + d_{fr} \rho_{\uparrow} + d_N \rho_N} + \frac{1}{d_{pin} \rho_{\downarrow} + d_{fr} \rho_{\downarrow} + d_N \rho_N} \right)^{-1},$$

где $\rho_{\uparrow}$ и $\rho_{\downarrow}$ — удельные сопротивления ферромагнетика для электронов со спином „вверх“ и со спином „вниз“ ($\rho_{\uparrow\downarrow} = 2\rho_F/(1 \pm P)$), P — параметр спиновой поляризации, ρ_F — удельное сопротивление ферромагнетика, ρ_N — удельное сопротивление немагнитной прослойки, d_{pin} — толщина закрепленного слоя, d_N — толщина немагнитной прослойки, d_{fr} — толщина свободного слоя, S — площадь поперечного сечения спинового вентиль.

Вся многослойная структура подвергается воздействию внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$, пространственная ориентация которого задается двумя угловыми координатами: азимутальным углом φ и зенитным углом θ . Через структуру пропускается электрический ток с плотностью J , направленный перпендикулярно плоскостям слоев в направлении, противоположном оси OZ . Важной характеристикой устройства является зависимость его электрического сопротивления от текущего направления вектора намагниченности $\mathbf{M}_2$ свободного слоя, что лежит в основе принципа работы спинового вентиль.

Динамика вектора намагниченности $\mathbf{M}_2$ в макроспиновом приближении описывается уравнением LLG, определяющим динамику магнитного момента в эффективном магнитном поле:

$$\frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial t} = -|\gamma| \mu_0 [\mathbf{M}_2 \times \mathbf{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\mathbf{M}_2 \times \frac{\partial \mathbf{M}_2}{\partial t} \right], \quad (2)$$

где γ — гиромагнитное отношение, которое определяет частоту ларморовской прецессии вектора намагниченности вокруг эффективного магнитного поля $\mathbf{H}_{eff}$, μ_0 — магнитная постоянная, α — коэффициент затухания Гильберта [12].

Эффективное магнитное поле $\mathbf{H}_{eff}$ представляет собой результирующую величину, включающую несколько физических вкладов. В него входят внешнее магнитное поле $\mathbf{H}$, поле размагничивания $\mathbf{H}_{dem}$, обусловленное формой поперечного сечения и геометрическими размерами спинового вентиль, поле магнитной анизотропии $\mathbf{H}_a$, которое объединяет в себе вклад анизотропии магнитокристаллической структуры и анизотропии, наведенной магнитным полем в процессе термического отжига или интерфейсными взаимодействиями, а также токовый член Слончевского–Берже $\mathbf{H}_I$, описывающий влияние спинового тока на динамику намагниченности:

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_{dem} + \mathbf{H}_I + \mathbf{H}.$$

Поле одноосной анизотропии $\mathbf{H}_a$ определяется через константу анизотропии K и выражается как $2M_x K/(M_s^2 \mu_0) \mathbf{e}_x$ для планарного и $2M_z K/(M_s^2 \mu_0) \mathbf{e}_z$ для

перпендикулярного направлений, где M_x, M_z — проекции вектора $\mathbf{M}_2$ на оси OX и OZ , соответственно, $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_z$ — единичные векторы, направление которых совпадает с соответствующими осями OX и OZ [12].

Поле размагничивания $\mathbf{H}_{dem}$, если d_{fr} много меньше латерального размера спинового вентиля d (ширины квадрата или диаметра), для квадратного поперечного сечения спин-вентильной структуры будет равно $M_z \mathbf{e}_z$ [12], в то время как для круглого поперечного сечения задается следующим образом:

$$\mathbf{H}_{dem} = [-0.5(1-D)M_x \mathbf{e}_x, -0.5(1-D)M_y \mathbf{e}_y, DM_z \mathbf{e}_z],$$

где $D = ((1-\kappa^2)^{1/2} - \kappa \arccos(\kappa)) / (1-\kappa^2)^{3/2}$, κ — отношение толщины свободного слоя спинового вентиля к диаметру его поперечного сечения, M_y — проекция вектора $\mathbf{M}_2$ на OY , $\mathbf{e}_y$ — единичный вектор, направление которого совпадает с осью OY [16].

Согласно работам [17,18], поле $\mathbf{H}_1$, обусловленное спин-поляризованным током, раскладывается по трем взаимно перпендикулярным осям, направленным вдоль векторов $\mathbf{M}_2$, $[\mathbf{M}_1 \times \mathbf{M}_2]$ и $\mathbf{M}_2 \times [\mathbf{M}_1 \times \mathbf{M}_2]$, проекция $\mathbf{H}_1$ на $\mathbf{M}_2$ равна 0, так как уравнение LLG предполагает, что $\mathbf{M}_2$ сохраняет свой модуль. Другие две компоненты $\mathbf{H}_1$ с учетом нормировок, принятых в настоящей работе, назовем параллельной

$$\mathbf{H}_{1\parallel} = GJ\hbar [(\mathbf{M}_1/M_s) \times \mathbf{M}_2] / (ed_{fr}\mu_0 M_s^2)$$

и перпендикулярной

$$\mathbf{H}_{1\perp} = -GJ\hbar(\mathbf{M}_1/M_s) / (ed_{fr}\mu_0 M_s^2),$$

где J — плотность тока, e — элементарный заряд, $\hbar$ — постоянная Планка, $G = c / (b + M_i/M_s)$ — коэффициент токовой поляризации; здесь для немагнитной металлической прослойки $c = 4P^{3/2} / (1 + P)^3$, $b = 3 - 4c$ [17,18].

Внешнее магнитное поле $\mathbf{H}$ с учетом его направления задается тремя его проекциями на соответствующие оси

$$\mathbf{H} = [uH\mathbf{e}_x, vH\mathbf{e}_y, wH\mathbf{e}_z],$$

где H — модуль вектора магнитного поля, $u = \sin \theta \cdot \cos \varphi$, $v = \sin \theta \cdot \sin \varphi$, $w = \cos \theta$ [19].

Таким образом, рассмотренная выше физикоматематическая модель дает теоретический базис для описания статических и динамических режимов работы спинового вентиля, что позволяет перейти к разработке ее схемотехнического описания.

2. Схемотехническое представление модели

Разработанная на языке SPICE схемотехническая модель спинового вентиля обладает возможностью гибкой настройки пользователем входных параметров устройства и физических факторов воздействия, таких как

внешнее магнитное поле произвольной ориентации, спин-поляризованный ток, форма поперечного сечения (круглая и квадратная), а также направление (планарная и перпендикулярная) и величина магнитной анизотропии.

SPICE-модель спинового вентиля описывается подсхемой (subckt) в файле Sp_V.inc, имеющей пять внешних выводов (рис. 1). Три управляющих входа H_x, H_y, H_z используются для учета влияния внешнего магнитного поля на динамику намагниченности. Интеграция модели в электрическую схему осуществляется через контакты n_plus и n_minus. Ток, протекающий через данные порты, выступает в роли управляющего.

Первая группа входных параметров определяет геометрию и пространственную конфигурацию структуры. Форма поперечного сечения задается флагом Df : $Df = 0$ ($Df = 1$) — круг (квадрат). В зависимости от выбора размер сечения d отвечает за диаметр или длину стороны квадрата. Флаг Da позволяет выбрать направление анизотропии ферромагнитных слоев: $Da = 0$ ($Da = 1$) — планарная (перпендикулярная). Параметры dfr и L отвечают за толщину свободного ферромагнитного слоя и расстояние между спиновым вентилем и управляющей магнитным полем шиной соответственно.

Ко второй группе относятся параметры, участвующие в расчете полного сопротивления многослойной структуры: d_{pin} — толщина закрепленного слоя, dn — толщина немагнитной прослойки, $RoFm$ и RoN — удельное сопротивление ферромагнитного и немагнитного слоев соответственно.

Третья группа представляет собой магнитные характеристики материала ферромагнитных слоев: $B_s = \mu_0 M_s$ — индукция насыщения, α — коэффициент затухания Гильберта, P — коэффициент спиновой поляризации, K_a — константа анизотропии.

Начальное направление вектора намагниченности задается пользователем через параметры четвертой группы — $mx0, my0, mz0$.

Сопротивление спин-вентильной структуры рассчитывается по формуле (1) с учетом векторного уравнения (2), которое в схематехническом представлении может быть записано покомпонентно в декартовой системе координат с нормировочными коэффициентами $\mathbf{M}_2 = \mathbf{m}M_s$ (A/m), $\mathbf{H} = \mathbf{h}M_s$ (A/m), $t = (1 + \alpha^2) / \gamma \mu_0 M_s$ (с), $J = j(d_z e \mu_0 M_s^2) / \hbar$ (A/m²), $K_a = k(\mu_0 M_s^2) / 2$ (J/m³):

$$\begin{cases} \frac{1 + \alpha^2}{\gamma B_s} \frac{\partial M_x}{\partial t} = (m_z h_y^{\text{eff}} - m_y h_z^{\text{eff}}) + \alpha(h_x^{\text{eff}} - m_x T), \\ \frac{1 + \alpha^2}{\gamma B_s} \frac{\partial M_y}{\partial t} = (m_x h_z^{\text{eff}} - m_z h_x^{\text{eff}}) + \alpha(h_y^{\text{eff}} - m_y T), \\ \frac{1 + \alpha^2}{\gamma B_s} \frac{\partial M_z}{\partial t} = (m_y h_x^{\text{eff}} - m_x h_y^{\text{eff}}) + \alpha(h_z^{\text{eff}} - m_z T), \end{cases} \quad (3)$$

где

$$T = m_x h_x^{\text{eff}} + m_y h_y^{\text{eff}} + m_z h_z^{\text{eff}},$$

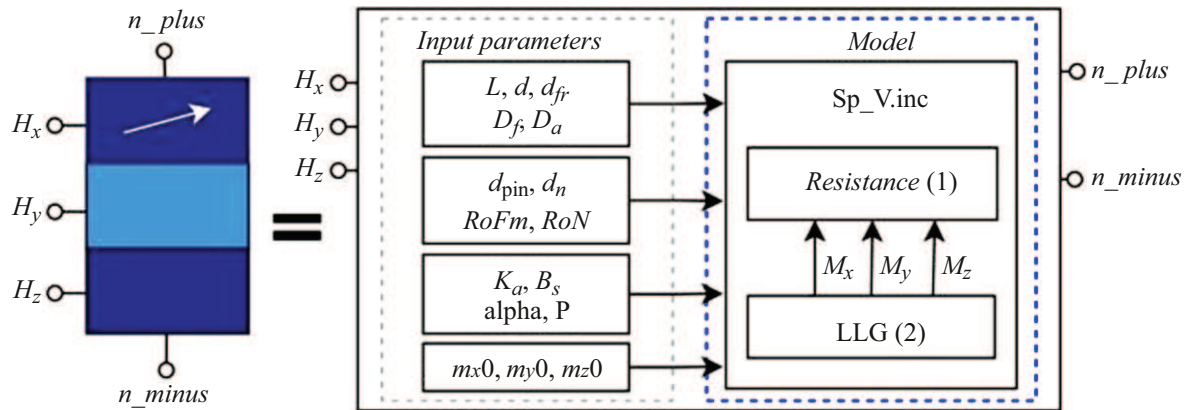


Рис. 1. Схема разработанной SPICE-модели спинного вентиля.

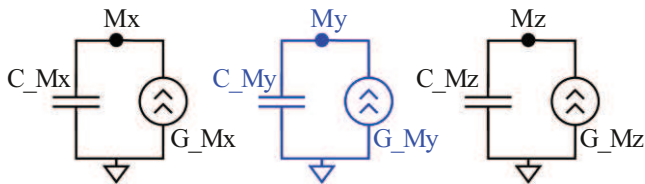


Рис. 2. Схематическая иллюстрация SPICE решателя LLG уравнения в виде принципиальной схемы.

$$h^{\text{eff}} = \begin{pmatrix} h_x^{\text{eff}} \\ h_y^{\text{eff}} \\ h_z^{\text{eff}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_x - A_2 G j m_y + A_1 k m_x \\ h_y + A_2 G j m_x - A_1 G j m_z \\ h_z - m_z + A_2 k m_z - A_1 G j m_y \end{pmatrix}.$$

Здесь $A_1 = Da$, $A_2 = 1 - Da$.

В файле описания модели Sp_V.inc уравнение (3) реализовано в виде списка соединений принципиальных схем, проиллюстрированных на рис. 2. В эквивалентной схеме (рис. 2), соответствующей системе (3), каждое уравнение представлено параллельным соединением источника тока, управляемого напряжением (с проводимостью, заданной правой частью уравнения), и конденсатора, емкость которого равна коэффициенту при производной.

Например, описание проекции M_y в виде схемы на рис. 2 помечено синим цветом. В данном случае потенциал узла M_y непосредственно соответствует искомой компоненте магнитного момента вдоль соответствующей оси. Уравнение для узла M_y задано в неявной форме через конденсатор C_My, емкость которого равна множителю при производных системы (3), последовательно соединенный с управляемым нелинейным источником тока G_dMy, ток которого определяющее связь магнитного момента с эффективным полем и параметрами затухания.

Уравнение для эквивалентной схемы, представленной на рис. 2, может быть составлено по методу узловых потенциалов с использованием первого закона Кирхгофа, по которому сумма токов, втекающих и вытекающих

в узел равна нулю. Таким образом, ток через конденсатор C_My

$$I_C = \frac{1 + \alpha^2}{\gamma B_s} \frac{\partial M_y}{\partial t}$$

будет равен току, создаваемому источником тока G_dMy

$$I_G = (m_x h_z^{\text{eff}} - m_z h_x^{\text{eff}}) + \alpha (h_y^{\text{eff}} - m_y L),$$

что полностью соответствует второму уравнению системы (3).

Проекция M_x и M_z имеют аналогичное SPICE-описание в списке соединений Sp_V.inc. Таким образом, решение системы сводится к вычислению напряжения в узлах M_x, M_y, M_z , которое численно равно значению искомой компоненты магнитного момента.

Такой способ описания позволяет унифицировать модель для возможного использования разными симуляторами, увеличить скорость вычислений, так как симулятор дифференцирует систему (3) встроенным решателем. В то же время падает точность вычислений, поскольку SPICE-симулятор для численного интегрирования использует численные методы первого или второго порядков.

3. Верификация модели

Для верификации корректности функционирования данной модели в качестве эталонных использовались теоретические исследования [12,17,19], в которых предложены модели, описывающие работу трехслойной спин-вентильной структуры с планарной и перпендикулярной анизотропией слоев под воздействием магнитного поля произвольного направления и спин-поляризованного тока. В указанных работах представлен бифуркационный анализ системы уравнений LLG, что позволило выявить ключевые особенности процессов переключения и прецессии вектора намагниченности активного слоя спин-вентильной структуры путем решения системы LLG методом Рунге–Кутты четвертого порядка.

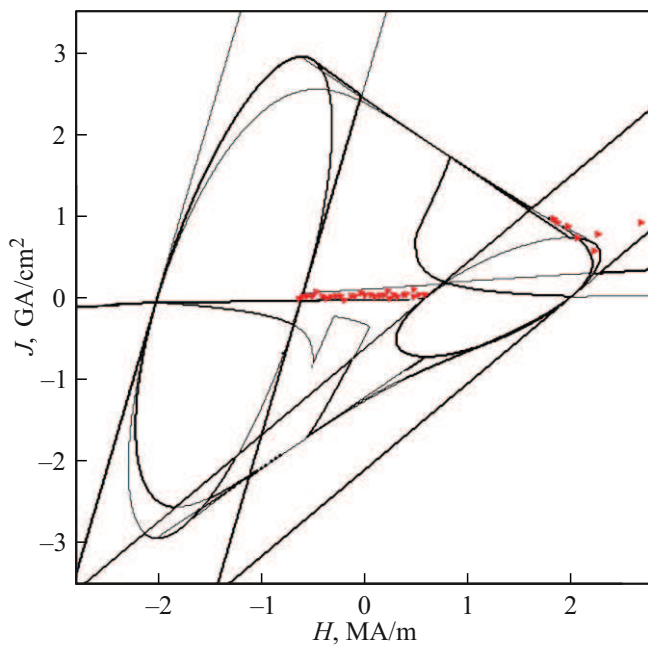


Рис. 3. Бифуркационная диаграмма (в координатах „поле–ток“) спин-вентильной структуры с квадратным поперечным сечением при планарной анизотропии свободного магнитного слоя ($\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$), соответствующая результатам моделирования. Красными треугольниками обозначены значения управляющих параметров (H, J), при которых произошел сбой симуляции.

Модель, разрабатываемая в ходе данного исследования, должна обеспечивать соответствие ключевых режимов работы вентильных результатов [12,17,19] с допустимой погрешностью не более 10%. Такое расхождение обусловлено различием в используемых вычислительных алгоритмах: в то время как в работах [12,17,19] применялись явные методы более высокого порядка (Рунге–Кутты четвертого порядка), SPICE-симулятор использует неявные методы не выше второго порядка (метод Гира второго порядка и трапеции), а также алгоритмы автоматического изменения шага по времени.

Для моделирования спин-вентильной структуры был использован симулятор Cadence Spectre, который является отраслевым стандартом в области проектирования микросистем. Для решения систем дифференциальных уравнений Cadence Spectre использует численный метод типа предиктор–корректор, где в качестве предиктора выступает метод трапеции, а в качестве корректора — метод Гира второго порядка. При моделировании электрических цепей, описываемых системами дифференциальных уравнений, SPICE-симуляторы используют алгоритм адаптивного шага интегрирования. Такая методика позволяет автоматически увеличивать шаг на участках с плавными изменениями параметров и уменьшать его в областях резких переходных процессов, обеспечивая оптимальный баланс между точностью расчетов и вычислительными затратами [20].

Для планарной анизотропии свободного слоя и внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси Ox , было проведено моделирование 4000 точек фазовой диаграммы в координатах „поле–ток“. На рис. 3 представлена бифуркационная диаграмма с красными треугольниками, соответствующими значениям управляющих параметров (H, J), при которых произошел сбой симуляции. Области успешного завершения моделирования на диаграмме не отмечены маркерами. Как видно из рис. 3, при токах, близких к нулевому значению, моделирование на Cadence Spectre не доходит до конца, что может быть обусловлено нехваткой времени моделирования. Ошибки симуляции также происходят при приближении к линиям бифуркации, что может быть обусловлено тем, что на линии бифуркации происходит смена типа особых точек с устойчивого на неустойчивый. Вблизи таких линий часто возникают устойчивые или неустойчивые предельные циклы. Вследствие этого, при таких параметрах вектор $\mathbf{M}_2$ не переключается, а прецессирует. В таком случае на вольт-секундных характеристиках спинового вентильного будут наблюдаться колебательный режим. Количество всех сбоев составляет менее 1%, что входит в диапазон 10% погрешности.

4. Библиотека элементов

На основе разработанной схемотехнической модели спин-вентильных структур создана специализированная библиотека элементов для проектирования спинтронных устройств. Библиотека включает пять компонентов (бистабильный датчик магнитного поля, аналоговый датчик магнитного поля, переменный резистор, ячейка MRAM и стохастический нейрон), каждый из которых реализует уникальные функциональные возможности современных спинтронных систем.

В табл. 1 представлены магнитные и электрические параметры для десяти ферромагнетиков, используемые в расчетах. Моделирование выполнялось для структуры с геометрическими размерами $d = 11$ nm, $d_{fr} = 2$ nm, $d_{pin} = 5$ nm, $d_N = 1.2$ nm. Материалом немагнитной прослойки выбрана медь [2].

4.1. Бистабильный датчик магнитного поля

По характеру выходного сигнала бинарные датчики магнитного поля подразделяются на два типа: бистабильные, реагирующие на направление внешнего магнитного поля и сохраняющие состояние после его снятия, и пороговые, реагирующие только на факт наличия или отсутствия поля выше заданного порога. Первым устройством разработанной библиотеки элементов является бистабильный магниторезистивный датчик. В дальнейшем в ходе расширения библиотеки планируется разработка и порогового датчика магнитного поля.

Бистабильные датчики магнитного поля представляют собой класс устройств спинтроники, способных детекти-

Таблица 1. Параметры материалов, используемые в расчетах [19]

Материал		$\mu_0 M_s$, Т	α	K , кДж/м ³	P	ρ_F , нОм · м
Магнитомягкие	Со [21]	1.76	0.020	530	0.35	62.4
	Fe [21,22]	2.15	0.008	48	0.40	97.1
	Fe ₇₀ Co ₃₀ [22–24]	2.40	0.015	35	0.55	83.3
	Fe ₆₀ Co ₂₀ B ₂₀ [25–27]	1.96	0.040	210	0.53	195.6
	Co ₉₃ Gd ₇ [28]	1.21	0.020	1.88	0.30	78.1
	Co ₈₀ Gd ₂₀ [28]	0.10	0.020	1.38	0.10	112.9
Магнитотвердые	Co ₅₀ Pt ₅₀ [21,29]	1.01	0.030	4900	0.30	100.2
	Fe ₅₀ Pd ₅₀ [21,30,31]	1.37	0.010	1800	0.50	99.0
	Fe ₅₀ Pt ₅₀ [21,32]	1.43	0.050	6600	0.40	106.0
	Fe ₅₀ Ni ₅₀ [33,34]	1.59	0.010	1300	0.20	80.0

ровать направление внешнего магнитного поля. Их работа основана на эффекте гигантского магнетосопротивления, который позволяет четко различать два устойчивых резистивных состояния, соответствующих параллельной и антипараллельной ориентациям намагниченности ферромагнитных слоев.

Электрическая схема бистабильного датчика магнитного поля представляет собой последовательно соединенный спиновый вентиль с источником тока, моделирующим динамику компоненты магнитного поля H_x для планарной анизотропии или компоненты H_z для перпендикулярной анизотропии, направленного параллельно или антипараллельно оси анизотропии (рис. 4, а). Такая реализация электрической схемы позволяет проверить поведение спинового вентиля при разных направлениях магнитного поля. На рис. 5 представлено переключение спинового вентиля на основе кобальта с планарной анизотропией слоев из параллельного в антипараллельное состояние и обратно при достижении критических значений управляющего воздействия, величина которого равна 0.76 Т. Такое большое значение обусловлено высокой константой анизотропии кобальта (табл. 1). При отсутствии внешнего поля вентиль сохраняет свое состояние. Верхняя сплошная линия отображает сопротивление спинового вентиля круглой формы, а нижняя — квадратной. Большее сопротивление круглого вентиля объясняется его меньшей площадью по сравнению с квадратным при фиксированном значении d , что непосредственно следует из обратной пропорциональности сопротивления и площади проводящей структуры.

Важным параметром датчиков является их чувствительность, которая рассчитывается как производная сопротивления датчика по магнитному полю. Магниторезистивные датчики имеют широкий диапазон чувствительности от 0.1 до 1000 Ом/Т в зависимости от размеров, формы, материалов прослойки и ферромагнитных слоев [35,36]. Однако для бистабильных датчи-

ков, которые имеют только два дискретных состояния, рассчитать чувствительность как производную функции сопротивления от магнитного поля не представляется возможным, так как функция $R(B)$ в данном случае не является непрерывной. Поэтому в качестве критерия, характеризующего резкость переключения бистабильного датчика, введен коэффициент интегральной крутизны переключения $\beta = \Delta R / \Delta B = (R_{AP} - R_P) / 2B_{\min}$, имеющий размерность Ом/Т и позволяющий сравнивать различные типы бистабильных магниторезистивных структур. В табл. 2 представлены результаты расчета критических полей переключения $B_{\min}$, времени переключения t_{sw} и крутизны β для различных материалов ферромагнитных слоев, двух типов анизотропии (планарной и перпендикулярной) и двух форм поперечного сечения (квадратной и круглой). Данные получены по результатам моделирования бистабильных датчиков в магнитном поле, направленном вдоль оси анизотропии, и имеют хорошее согласие с теоретическими расчетами, представленными в работе [19], а также укладываются в диапазоны, представленные в работах [35,36].

Наименьшее время переключения наблюдается у материалов Fe₅₀Pt₅₀, Fe₅₀Pd₅₀ и Co₅₀Pt₅₀, которые в конфигурации с планарной анизотропией и квадратным поперечным сечением демонстрируют значения t_{sw} от 6 до 8 ns. Планарная анизотропия обеспечивает значительно более быстрое переключение по сравнению с перпендикулярной: для большинства материалов время переключения составляет от 6 до 15 ns против 20–516 ns соответственно. Наибольшее время переключения зафиксировано у материала Co₈₀Gd₂₀, достигающее 427–516 ns во всех исследованных конфигурациях. Такие высокие значения времени переключения обусловлены небольшим параметром спиновой поляризации $P = 0.1$.

Наибольшая крутизна переключения β получена для материала Co₉₃Gd₇ при планарной анизотропии с квад-

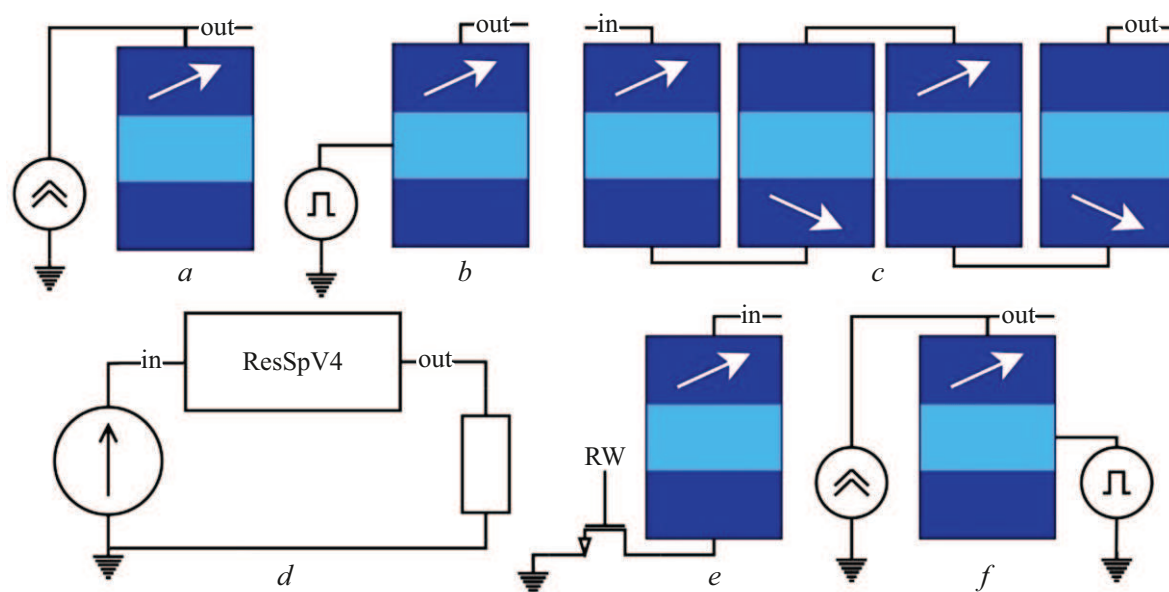


Рис. 4. Схемы включения бистабильного датчика (a), аналогового датчика (b), переменного резистора на основе четырех последовательно соединенных спиновых вентиля (c) и его подключения (d), ячейки MRAM (e) и стохастического нейрона p-bit (f).

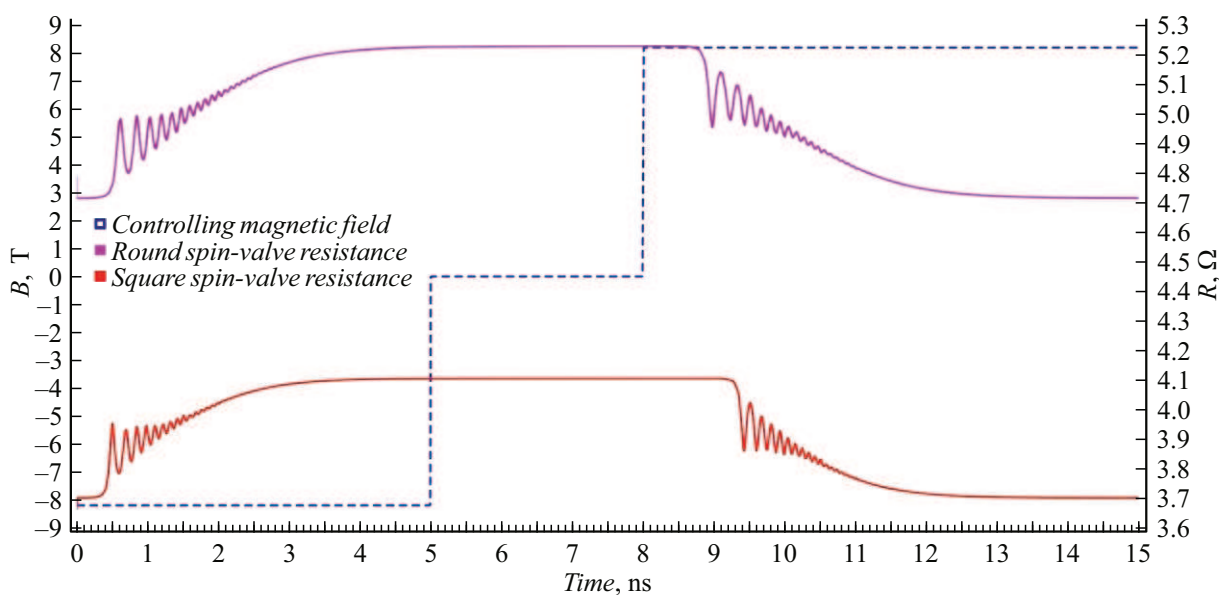


Рис. 5. Режимы работы бистабильного датчика магнитного поля на спин-вентильной структуре.

ратным поперечным сечением — $46 \text{ } \Omega/\text{T}$. Высокие значения крутизны переключения также демонстрирует $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$ в круглой конфигурации — $27 \text{ } \Omega/\text{T}$. При перпендикулярной анизотропии β оказывается на порядки ниже и не превышает $3 \text{ } \Omega/\text{T}$.

Геометрия поперечного сечения существенно влияет на характеристики: круглое сечение в некоторых случаях обеспечивает более высокую интегральную крутизну переключения, чем квадратное. Например, для Fe при планарной анизотропии крутизна возрастает с 7.7 до $9.7 \text{ } \Omega/\text{T}$ при переходе от квадратной формы к круг-

лой. При этом время переключения остается практически тем же.

Минимальные критические поля переключения $B_{\min}$, характеризующие энергоэффективность устройства, наблюдаются у материалов $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ ($0.01\text{--}0.02 \text{ T}$), $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ ($0.03\text{--}0.04 \text{ T}$), $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$ ($0.032\text{--}0.034 \text{ T}$) и Fe (0.04 T) при планарной анизотропии.

Таким образом, для бистабильных датчиков, где критически важно малое время переключения и пороговое поле переключения $B_{\min}$, предпочтительнее использовать $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ с планарной анизотропией и квадратным

Таблица 2. Критические поля переключения $B_{\min}$, время переключения t_{sw} при этих полях и интегральная крутизна переключения β спинового вентиля, численно рассчитанные для различных материалов магнитных слоев и формы его поперечного сечения

Материал	Планарная анизотропия						Перпендикулярная анизотропия					
	Квадратная			Круглая			Квадратная			Круглая		
	$B_{\min}$, Т	t_{sw} , ms	β , $\Omega/\text{Т}$	$B_{\min}$, Т	t_{sw} , ns	β , $\Omega/\text{Т}$	$B_{\min}$, Т	t_{sw} , ns	β , $\Omega/\text{Т}$	$B_{\min}$, Т	t_{sw} , ns	β , $\Omega/\text{Т}$
Co	0.76	12	0.27	0.76	14	0.34	1.16	50	0.20	0.39	58	0.65
Fe	0.06	15	7.69	0.06	17	9.71	2.39	53	0.21	1.35	61	0.41
Fe ₇₀ Co ₃₀	0.04	13	23.01	0.04	15	26.70	3.04	20	0.36	1.53	23	0.70
Fe ₆₀ Co ₂₀ B ₂₀	0.28	10	6.66	0.27	12	8.46	1.79	32	1.06	1.01	37	2.26
Co ₉₃ Gd ₇	0.01	10	45.92	0.02	12	13.97	1.26	82	0.15	0.79	94	0.29
Co ₈₀ Gd ₂₀	0.04	427	0.77	0.03	491	1.08	0.09	449	0.41	0.03	516	1.12
Co ₅₀ Pt ₅₀	12.12	8	0.02	12.12	9	0.02	11.75	20	0.02	11.53	23	0.03
Fe ₅₀ Pd ₅₀	3.29	7	0.23	3.29	8	0.30	2.05	252	0.40	2.41	290	0.41
Fe ₅₀ Pt ₅₀	11.47	6	0.04	11.47	7	0.05	10.28	51	0.05	10.67	59	0.06
Fe ₅₀ Ni ₅₀	2.07	10	0.04	2.06	12	0.05	0.54	449	0.17	1.02	516	0.10

поперечным сечением, так как он имеет наилучшее соотношение быстродействия и $B_{\min}$.

4.2. Аналоговый датчик магнитного поля

Аналоговые датчики магнитного поля представляют собой класс устройств, способных измерять магнитную индукцию с заданной точностью. В отличие от би-стабильных датчиков, срабатывающих при достижении определенного порога магнитного поля и детектирующих его направление (поляриность), данные устройства обеспечивают линейное преобразование магнитной индукции в аналоговый выходной сигнал. Благодаря высокой чувствительности в сочетании с компактными размерами стало возможным их применение в системах биомедицинской диагностики или в прецизионных системах навигации.

На рис. 4, *b* представлена тестовая схема аналогового магниторезистивного датчика, выполненная на базе спинового вентиля, магнитное воздействие на который имитируется с помощью встроенного источника тока. Направление магнитного поля должно быть перпендикулярно оси анизотропии.

На рис. 6 представлена временная зависимость сопротивления спин-вентильной структуры датчика на основе кобальта, имеющей квадратное поперечное сечение и планарную анизотропию слоев. Сканирование рабочего диапазона происходит за счет ступенчатого изменения магнитного поля от -6.5 до $+6.5$ Т с шагом 0.65 Т и позволяет зарегистрировать переходной процесс переключения спинового вентиля. Идентичность графиков сопротивления на временных интервалах $80\text{--}110$ ns

и $180\text{--}210$ ns объясняется тем, что при воздействии магнитного поля свыше $|B_{\max}| = 4.5$ Т спин-вентильная структура теряет чувствительность к дальнейшему росту напряженности. При данных величинах магнитного поля положения равновесия вектора $\mathbf{M}_2$, соответствующие параллельному и антипараллельному состоянию, теряют устойчивость, в результате чего намагниченность $\mathbf{M}_2$ переключается в направлении оси OY . На остальных участках наблюдается линейная зависимость сопротивления от приложенного поля. Таким образом, с помощью численных экспериментов были определены максимальные величины магнитного поля $B_{\max}$, которые можно измерить спин-вентильным датчиком такой архитектуры, а также его чувствительность для десяти материалов ферромагнитных слоев (табл. 3). Чувствительность аналоговых датчиков S_0 была рассчитана как производная сопротивления по магнитному полю B в окрестности точки $B = 0$.

Расчетные данные табл. 3 в полной мере советуют диапазону чувствительности в работах [35,36]. Анализ данных показывает, что между величиной максимального измеряемого поля и чувствительностью существует обратная зависимость. Материалы, способные регистрировать сильные магнитные поля, демонстрируют низкую чувствительность, и наоборот. Так, максимальный диапазон измерений обеспечивают материалы Co₅₀Pt₅₀ и Fe₅₀Pt₅₀ с величиной $B_{\max}$ от 8.48 до 10 Т в зависимости от конфигурации, однако их чувствительность не превышает 0.02 $\Omega/\text{Т}$, что делает их пригодными лишь для грубых измерений. Наименьший диапазон измеряемых полей характерен для материалов Co₈₀Gd₂₀, Co₉₃Gd₇, Fe₇₀Co₃₀ и Fe, у которых при планарной ани-

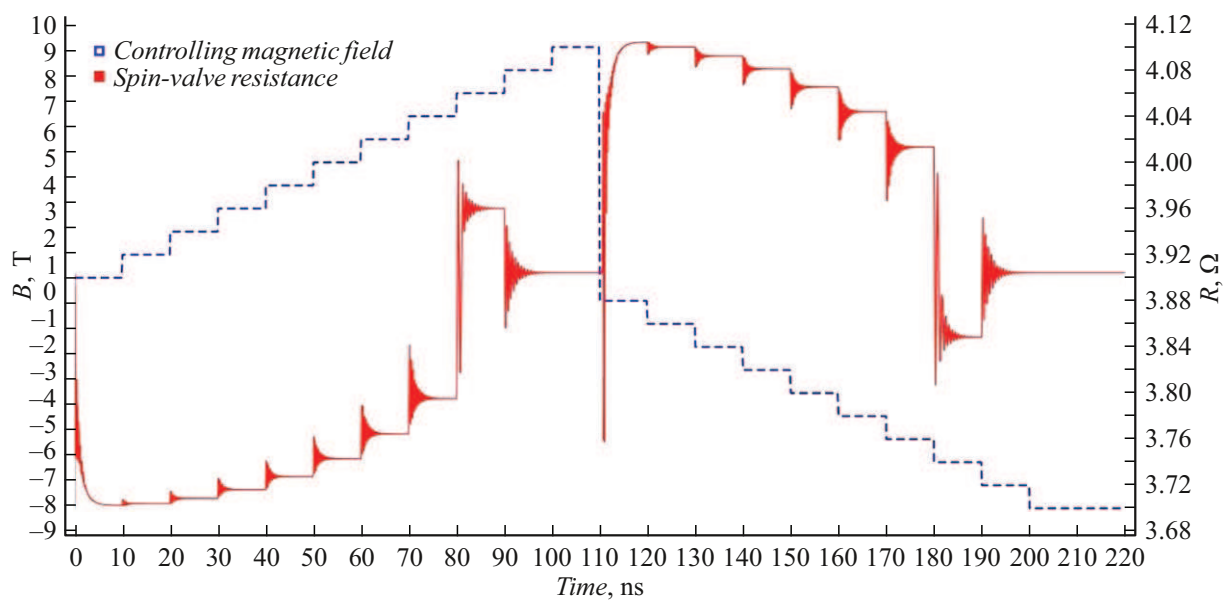


Рис. 6. Временные характеристики аналогового датчика магнитного поля на спин-вентильной структуре.

Таблица 3. Максимальное магнитное поле $B_{\max}$, которое может быть измерено аналоговым магниторезистивным датчиком, и его чувствительность S_0 для различных материалов магнитных слоев и формы поперечного сечения спинового вентиля

Материал	Планарная анизотропия				Перпендикулярная анизотропия			
	Квадратная		Круглая		Квадратная		Круглая	
	$B_{\max}$, Т	S_0 , Ω/Т	$B_{\max}$, Т	S_0 , Ω/Т	$B_{\max}$, Т	S_0 , Ω/Т	$B_{\max}$, Т	S_0 , Ω/Т
Co	0.63	0.16	0.63	0.16	0.96	0.13	0.33	0.40
Fe	0.05	1.94	0.05	2.16	1.97	0.07	1.12	0.12
Fe ₇₀ Co ₃₀	0.04	2.86	0.04	3.04	2.50	0.05	1.26	0.10
Fe ₆₀ Co ₂₀ B ₂₀	0.23	0.44	0.23	0.45	1.48	0.09	0.83	0.15
Co ₉₃ Gd ₇	0.01	6.08	0.01	5.48	1.04	0.12	0.65	0.20
Co ₈₀ Gd ₂₀	0.03	3.24	0.03	3.89	0.08	1.79	0.03	5.16
Co ₅₀ Pt ₅₀	10.00	0.01	10.00	0.01	9.69	0.01	9.51	0.01
Fe ₅₀ Pd ₅₀	2.71	0.04	2.71	0.04	1.70	0.08	1.99	0.06
Fe ₅₀ Pt ₅₀	9.46	0.01	9.46	0.01	8.48	0.02	8.80	0.01
Fe ₅₀ Ni ₅₀	1.71	0.06	1.70	0.06	0.44	0.29	0.84	0.15

зотропии $B_{\max}$ составляет всего 0.01–0.05 Т, но именно они обеспечивают максимальную чувствительность.

Форма поперечного сечения также влияет на характеристики датчиков: круглая геометрия в большинстве случаев дает несколько более высокую чувствительность по сравнению с квадратной. Наиболее ярко это проявляется у материала Co₈₀Gd₂₀ с перпендикулярной анизотропией, где при переходе к круглому сечению чувствительность возрастает в 2.9 раза. Тип анизотропии играет определяющую роль: планарная анизотропия обеспечивает высокую чувствительность при малом диа-

пазоне, тогда как перпендикулярная расширяет диапазон измерений, но существенно снижает чувствительность.

Для практических применений можно рекомендовать два оптимальных материала в зависимости от решаемых задач. Для измерения слабых магнитных полей с высокой точностью наилучшим выбором является Co₉₃Gd₇ с планарной анизотропией и квадратным поперечным сечением. Данная конфигурация обеспечивает рекордную чувствительность 6.08 Ω/Т при минимальном диапазоне измеряемых полей от –0.01 до 0.01 Т, что позволяет регистрировать малые изменения магнитного поля. Для

измерения сильных полей, напротив, оптимальным материалом выступает $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$, который при планарной анизотропии и обеих форм сечений демонстрирует максимальный диапазон — от -10 до 10 Т . Несмотря на низкую чувствительность ($0.01\ \Omega/\text{Т}$), этот материал способен функционировать в условиях сильных магнитных полей, недоступных для других составов.

4.3. Переменный резистор

В традиционном исполнении переменные резисторы состоят из резистивного элемента с подвижным контактом, позволяющим плавно изменять сопротивление. Однако в интегральном исполнении такая механическая конструкция невозможна. В микроэлектронике переменное сопротивление обычно реализуют одним из трех способов: транзисторными схемами в линейном режиме работы, матрицами переключаемых мемристоров, цифро-аналоговыми преобразователями.

Переменные резисторы сложнее всего реализовать на стандартной КМОП-логике, так как транзисторные эквиваленты требуют значительной площади кристалла (сотни квадратных микрон для номиналов в десятки $\text{k}\Omega$), сложных схем компенсации нелинейностей и дополнительных цепей температурной стабилизации. Такие ограничения делают транзисторную реализацию переменных резисторов малоприменимыми для современных высокоплотных интегральных схем.

В отличие от альтернативных мемристоровых технологий (PCM, RRAM, ECRAM), каждая из которых имеет свои недостатки — асимметрию, стохастичность, дрейф или проблемы с подвижностью ионов — предлагаемая магниторезистивная структура переключается внешним магнитным полем, обеспечивая детерминированное и симметричное поведение, а также исключает деградиационные механизмы, присущие токопереключаемым структурам (пробой, нагрев, накопление дефектов), благодаря использованию металлической прослойки вместо диэлектрического барьера.

В рамках разработанной модели создана SPICE-подсхема переменного резистора „ResSpV“, представляющая собой последовательное соединение четырех спиновых вентилях XSpV1–XSpV4 (рис. 4, с). Каждый из элементов обладает идентичными физическими параметрами и оснащен независимыми управляющими входами. Управление сопротивлением производится благодаря различным комбинациям состояний вентилях. Контроль осуществляется через управляющее магнитное поле, компоненты которого создаются управляющими токовыми шинами. Подсхема допускает индивидуальную параметризацию каждого спинового вентиля (включая задание материала), что реализуется путем передачи соответствующих аргументов и обеспечивает гибкость конфигурации устройства.

Взаимное расположение спиновых вентилях должно быть выбрано таким образом, чтобы магнитное поле, создаваемое управляющей шиной переключаемого

вентиля, воздействовало на соседний вентиль с интенсивностью, не превышающей 30 % от критического поля переключения $B_{\min}$. Для выполнения данного условия при величине управляющего поля, превышающем $B_{\min}$ на 20 %, минимальное расстояние между соседними вентилями должно в 4 раза превышать расстояние L между переключаемым вентилем и управляющей шиной. Расстояние L задается пользователем как параметр, взаимное влияние спиновых вентилях друг на друга в данной модели не учитывается.

Низкое сопротивление единичного спинового вентиля с металлической прослойкой (единицы–десятки Ω) позволяет последовательно включать десятки таких элементов, не превышая допустимых для КМОП-схем единиц $\text{k}\Omega$. При этом количество дискретных состояний растет как $N + 1$, где N — число вентилях, а абсолютное изменение сопротивления накапливается, обеспечивая требуемую дискретную регулировку без риска перехода в высокоомную область.

Для адресного управления состояниями отдельных спиновых вентилях предлагается использование crosspoint-архитектуры. В такой конфигурации строки и столбцы формируют матрицу, на пересечениях которых располагаются вентили. Выбор конкретного элемента осуществляется дешифраторами строк и столбцов: дешифратор преобразует двоичный адрес в сигнал на соответствующей строке, а дешифратор столбцов — на столбце. В точке пересечения выбранных строки и столбца магнитное поле от токовых шин достаточно для переключения, в то время как на остальных элементах поле оказывается ниже порогового. Данный подход является стандартным для MRAM- и RRAM-матриц и позволяет масштабировать схему до большого числа элементов при логарифмическом росте числа управляющих линий.

Для проведения анализа переходных процессов магниторезистор на основе $\text{Co}_{93}\text{Cd}_7$ с квадратной формой поперечного сечения и планарной анизотропией был включен в схему с источником напряжения и нагрузочным резистором номиналом $100\ \text{k}\Omega$ (рис. 4, d). Результаты анализа переходных процессов (рис. 7) во временном диапазоне демонстрируют четкую корреляцию между управляющими токами (пунктирные линии) и соответствующими изменениями сопротивлений спиновых вентилях (сплошные линии). Каждый из четырех последовательно соединенных спиновых вентилях переключается между двумя состояниями: $R_{\text{P}} = 4.61\ \Omega$ (параллельная ориентация) и $R_{\text{AP}} = 4.96\ \Omega$ (антипараллельная ориентация). Управляющий ток величиной $1\ \text{мА}$ обеспечивает детерминированное переключение всех четырех последовательно соединенных спиновых вентилях между состояниями. Наблюдаемые переходные процессы показывают стабильность работы устройства при переключении между состояниями, при этом суммарное сопротивление резистора (нижний график) изменяется ступенчато в соответствии с комбинацией состояний отдельных элементов.

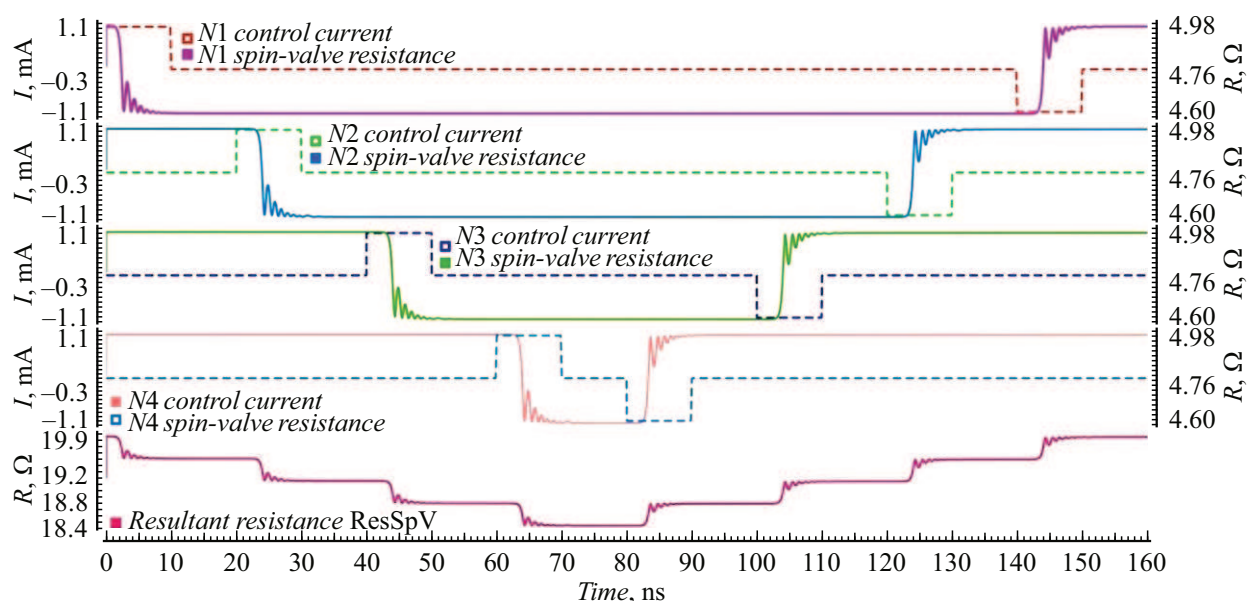


Рис. 7. Временные характеристики резистора с дискретным четырехуровневым переключением.

Таблица 4. Сопротивления спиновых вентилях на основе различных ферромагнетиков в зависимости от формы поперечного сечения

Материал	Квадратная			Круглая		
	R_{AP} , Ω	R_P , Ω	R_{AP}/R_P	R_{AP} , Ω	R_P , Ω	R_{AP}/R_P
Co	4.11	3.70	1.11	5.23	4.71	1.11
Fe	6.58	5.71	1.15	8.37	7.27	1.15
Fe ₇₀ Co ₃₀	6.62	4.93	1.34	8.42	6.28	1.34
Fe ₆₀ Co ₂₀ B ₂₀	15.01	11.42	1.31	19.11	14.54	1.31
Co ₉₃ Gd ₇	4.96	4.61	1.08	6.32	5.86	1.08
Co ₈₀ Gd ₂₀	6.67	6.62	1.01	8.49	8.43	1.01
Co ₅₀ Pt ₅₀	6.35	5.88	1.08	8.08	7.49	1.08
Fe ₅₀ Pd ₅₀	7.37	5.83	1.26	9.38	7.42	1.26
Fe ₅₀ Pt ₅₀	7.17	6.23	1.15	9.13	7.93	1.15
Fe ₅₀ Ni ₅₀	4.87	4.71	1.03	6.20	6.00	1.03

В табл. 4 представлены сопротивления R_P и R_{AP} , рассчитанные для десяти ферромагнетиков, а также их отношение. Величина сопротивления существенно зависит как от материала ферромагнитных слоев, так и от геометрии сечения. Важно отметить, что для всех материалов круглое поперечное сечение дает более высокие значения сопротивлений по сравнению с квадратным — в среднем в 1.2–1.3 раза, при этом их отношение остается неизменным. Это связано с изменением площади поперечного сечения и соответственно геометрических факторов, влияющих на сопротивление.

Для оценки пригодности материала в качестве резистора ключевыми параметрами являются величина сопротивления и отношение сопротивлений в антипараллельном и параллельном состояниях (R_{AP}/R_P), которое определяет магниторезистивный эффект.

Наименьшие значения сопротивлений демонстрирует кобальт (Co): в квадратном сечении R_P составляет 3.70 Ω, R_{AP} — 4.11 Ω, в круглом сечении эти значения увеличиваются до 4.71 и 5.23 Ω соответственно.

Наиболее высокое отношение сопротивлений R_{AP}/R_P наблюдается у Fe₆₀Co₂₀B₂₀ и Fe₇₀Co₃₀ и составляет 1.31 и 1.34 соответственно. При этом величина сопротивления спинового вентиля на основе Fe₇₀Co₃₀ в среднем в 2.5 раза ниже, чем у для спин-вентильных устройств на основе Fe₆₀Co₂₀B₂₀. В то время как величина критического магнитного поля переключения B_{min} для Fe₇₀Co₃₀ с планарной анизотропией в 7 раз ниже, чем Fe₆₀Co₂₀B₂₀. Таким образом, оптимальным материалом из рассмотренных для изготовления переменного резистора является сплав Fe₇₀Co₃₀ с планарной анизотропией. Его малое сопротивление позволяет собирать ступенчатые переменные резисторы из большого числа спиновых вентилях с более тонкой подстройкой, при этом не заходя в мегаомные области, коэффициент магнитосопротивления в 34% обеспечивает достаточную разницу между состояниями резистора, а сравнительно небольшое критическое магнитное поле переключения делает его более энергоэффективным.

4.4. Ячейка магниторезистивной памяти с произвольным доступом

В основе магниторезистивной памяти с произвольным доступом (MRAM) лежит использование магнитных

Таблица 5. Критические токи переключения ячейки MRAM и коэффициент GMR для различных ферромагнетиков и формы поперечного сечения спинового вентиля

Материал	Планарная анизотропия		Перпендикулярная анизотропия		δ_{GMR} , %
	Квадратная	Круглая	Квадратная	Круглая	
	J_{min} , MA/cm ²	J_{min} , MA/cm ²	J_{min} , MA/cm ²	J_{min} , MA/cm ²	
Co	107.5	87.5	—	—	10.9
Fe	31.9	21.4	—	—	15.1
Fe ₇₀ Co ₃₀	54.3	36.0	—	—	34.2
Fe ₆₀ Co ₂₀ B ₂₀	120.1	87.4	—	—	31.4
Co ₉₃ Gd ₇	32.7	21.4	—	—	7.8
Co ₈₀ Gd ₂₀	1.5	1.2	—	—	0.8
Co ₅₀ Pt ₅₀	845.2	833.6	767.7	744.4	7.8
Fe ₅₀ Pd ₅₀	72.4	68.1	43.7	35.1	26.4
Fe ₅₀ Pt ₅₀	1386.4	1358.5	1200.7	1144.9	15.1
Fe ₅₀ Ni ₅₀	166.0	149.9	59.2	27.1	3.3

свойств материалов для хранения информации, что обеспечивает ей иные эксплуатационные характеристики по сравнению с традиционными характеристиками. В отличие от флеш-памяти, где операции записи требуют значительного времени для туннелирования электронов через диэлектрик, MRAM обеспечивает время доступа, сравнимое с оперативной памятью (десятки наносекунд). Также для записи информации не требуется высокое напряжение, а процесс чтения не разрушает хранимые данные, тем самым исключая необходимость в дополнительных циклах восстановления. При этом в отличие от DRAM MRAM сохраняет информацию при отключении питания без необходимости постоянного обновления.

В SPICE-модели ячейки магниторезистивной памяти (рис. 4, e) используется управляющий n-MOP транзистор „nmos_lvt“ с двухсекционной топологией имеет геометрию канала 7×7 nm и реализован по открытому техпроцессу 7 nm [37]. Элементом хранения данных служит спиновой вентиль. Транзистор выполняет функции селекторного элемента, обеспечивающего соответствующий ток чтения/записи и доступ к конкретной ячейке в массиве памяти, в то время как спиновой вентиль отвечает за хранение данных, считывание которых производится за счет эффекта гигантского магнетосопротивления. Пользователь может самостоятельно заменить на доступную ему модель транзистора в списке соединений MRAM.sp.

На рис. 8 представлены временные характеристики ячейки MRAM на основе спинового вентиля с круглым поперечным сечением и ферромагнитными слоями на базе Fe₆₀Co₂₀B₂₀ в различных режимах работы. Операции записи и считывания производятся только при подаче управляющего напряжения 1 В на затвор транзистора.

Входной ток 450 μ A производит операцию записи. При положительной полярности тока в ячейке записывается логическая «1», при отрицательной полярности — логический «0». Перемагничивание спинового вентиля занимает не более 5 ns. Ток считывания равен 100 μ A. На временном диапазоне 5–10 ns наблюдается антипараллельное состояние вентиля с высоким сопротивлением R_{AP} , тогда как интервал 15–20 ns соответствует его параллельному состоянию с низким сопротивлением R_{P} .

Далее напряжение на затворе становится равным 0, входной ток повторяет импульсы. Отсутствие переходных процессов на выбранной ячейке отвечает режиму хранения информации.

Динамика изменения сопротивления спинового вентиля в зависимости от управляющего тока и напряжения на затворе транзистора подтверждает корректную работу управляющей логики. Наблюдается четкая временная корреляция между подачей управляющих сигналов и изменением состояния ячейки, что подтверждает надежность проводимых операций чтения/записи на моделируемой структуре ячейки MRAM.

В табл. 5 представлены критические плотности токов переключения ячейки MRAM из параллельного состояния в антипараллельное, отвечающие режиму записи, а также коэффициент гигантского магнетосопротивления δ_{GMR} , который является важнейшим параметром для режима считывания.

Конфигурация спинового вентиля с металлической немагнитной прослойкой (STT) характеризуется довольно скромными величинами коэффициента спиновой поляризации от 1% до 34%. При использовании диэлектрической немагнитной прослойки, как, например, в модели, представленной в работе [38], механизм

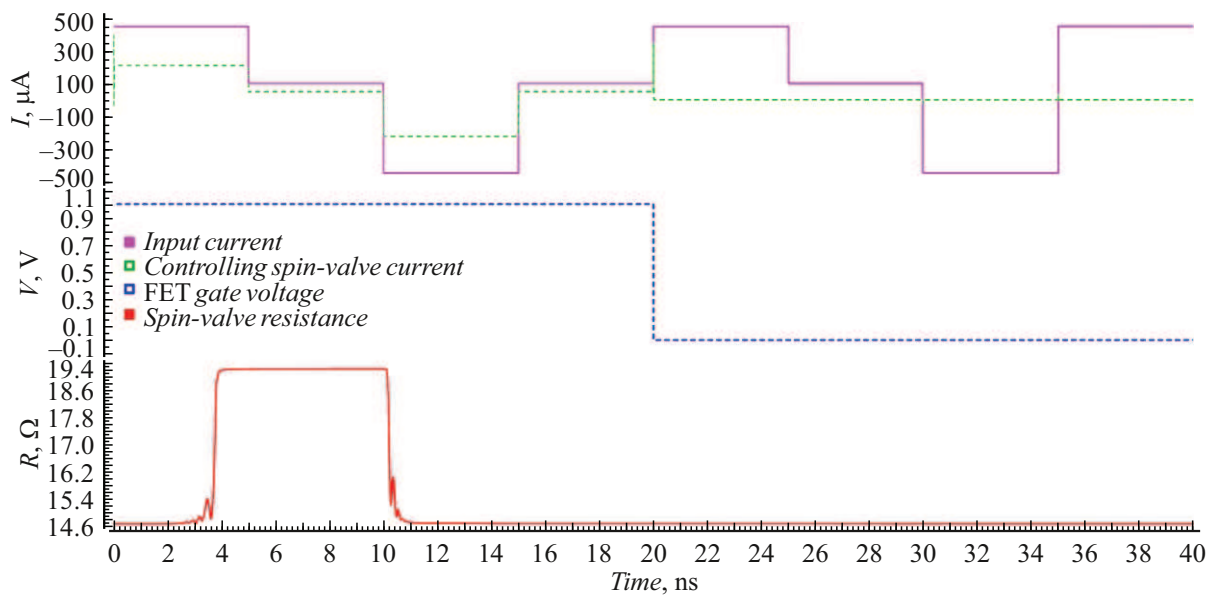


Рис. 8. Демонстрация режимов работы ячейки MRAM.

переноса спина и заряда изменяется на туннельный, что приводит к увеличению сопротивления материала и коэффициента δ_{GMR} . В рамках дальнейшего развития данной модели предполагается реализовать возможность выбора пользователем материала прослойки спинового вентиля, в том числе с использованием диэлектриков.

Для классических трехслойных спиновых вентилях на базе магнитомягких материалов с перпендикулярной анизотропией характерна потеря устойчивости параллельного и антипараллельного состояний при выключении внешних воздействий, что делает данную конфигурацию непригодной для применения в MRAM. В связи с этим расчет критических полей и токов для нее не выполнялся.

В табл. 5 представлены результаты расчета минимальной достаточной плотности тока для переключения спинового вентиля J_{min} для различных ферромагнитных материалов в зависимости от типа анизотропии и формы поперечного сечения спин-вентильной структуры, а также приведены значения магниторезистивного отношения δ_{GMR} , характеризующего относительное изменение сопротивления между параллельным и антипараллельным состояниями.

Анализ данных показывает, что для планарной анизотропии критическая плотность тока существенно варьируется в зависимости от материала и геометрии сечения. Наименьшие значения J_{min} демонстрирует материал $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$, для которого в квадратном сечении требуется всего 1.5 MA/cm^2 , а в круглом — 1.2 MA/cm^2 . Столь низкие токи переключения делают этот материал чрезвычайно привлекательным для энергоэффективных приложений.

Геометрия поперечного сечения оказывает заметное влияние на величину критического тока: для всех ма-

териалов круглое сечение требует меньшей плотности тока по сравнению с квадратным. У сплава $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$ в случае перпендикулярной анизотропии критический ток снижается сильнее всего при переходе от квадратного сечения к круглому — более чем в 2 раза.

Коэффициент магнитосопротивления δ_{GMR} также существенно различается для исследованных материалов. Максимальное значение 34.2 % получено для $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$, что делает этот материал наилучшим с точки зрения считывания. Также высокие значения δ_{GMR} демонстрируют $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$ (31.4 %) и $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$ (26.4 %).

Таким образом, выбор оптимального материала для конкретного применения должен основываться на компромиссе между требуемым током переключения и величиной коэффициента δ_{GMR} . Сплав $\text{Co}_{80}\text{Gd}_{20}$ обеспечивает минимальные токи переключения, но чрезвычайно низкий коэффициент δ_{GMR} , что затруднит считывание состояния спинового вентиля. Сплав $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$, напротив, демонстрирует рекордное GMR-отношение при умеренных токах переключения, что делает его предпочтительным для создания MRAM.

4.5. Стохастический нейрон

Спиновая вероятностная логика (p-bit логика) предлагает новый подход к обработке информации, основанный на стохастических свойствах спиновых систем. В отличие от псевдослучайных генераторов с фиксированными характеристиками, в спиновых системах можно динамически регулировать вероятность их нахождения в заданном логическом состоянии («0» или «1») путем подстройки величины спин-поляризованного тока, что обеспечивает гибкость при решении различных задач.

При использовании КМОП-технологии чтобы имитировать случайность применяются детерминированные

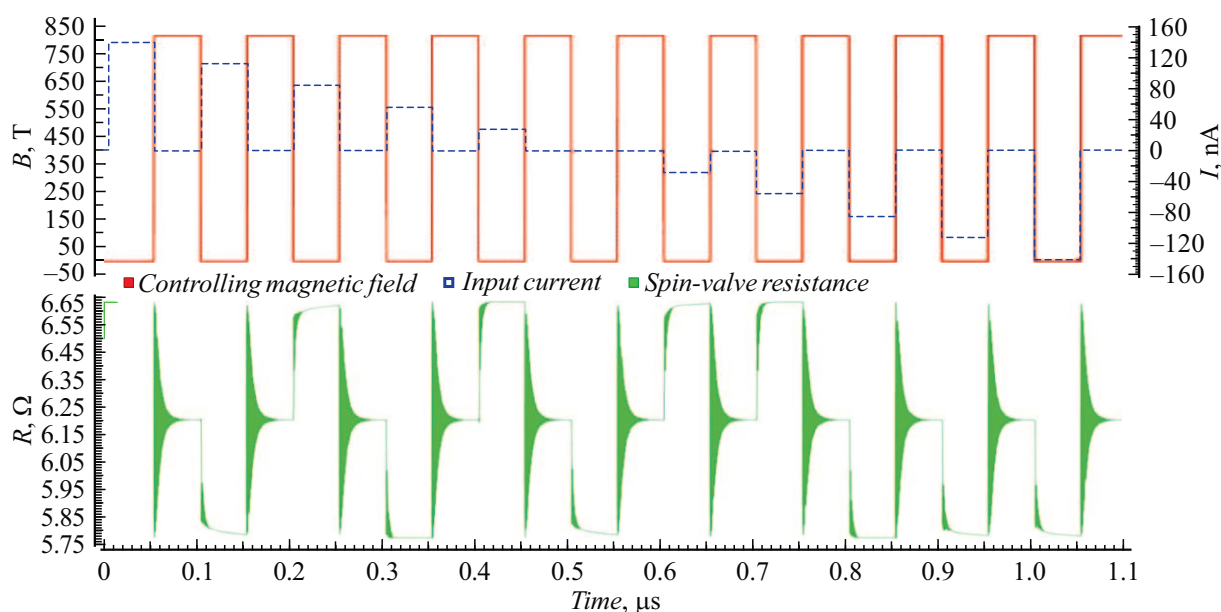


Рис. 9. Демонстрация режимов работы спинового стохастического нейрона.

алгоритмы, что ограничивает качество рандомизации, в то время как вероятностная спиновая логика использует случайные физические процессы перемагничивания на нанометровом масштабе, позволяя реализовать истинную случайность. Спиновая вероятностная логика также демонстрирует более высокую энергоэффективность, так как использует физическую стохастичность системы вместо энергоёмкой программно-аппаратной КМОП-имитации случайных процессов.

Особенностью SPICE-модели стохастического нейрона на рис. 4, *f* является воспроизведение вероятностного поведения, характерного для биологических нейронов, за счет управляемой стохастичности переключения магнитных состояний.

В текущей версии модели неопределенность начального состояния создается рандомизированной эмуляцией теплового шума, реализованной на языке Python. На следующем этапе исследования предполагается внедрить полноценное моделирование температурных зависимостей с использованием расширения на языке Verilog-A.

Первый управляющий импульсный источник тока (справа от вентиля) является генератором перпендикулярного магнитного поля, которое выводит вектор намагниченности свободного слоя в перпендикулярное положение. При этом неопределенность конечного состояния вентиля приводит к последующему случайному переключению.

Амплитуда импульса второго источника входного тока (слева от вентиля) в электрической схеме p-bit нейрона регулирует вероятность переключения спинового вентиля в параллельное или антипараллельное состояние за счет передачи электронами вращательного момента в свободный слой. Положительные импульсы стремятся перевести вентиль в антипараллельное состояние (высо-

кое сопротивление), отрицательные — в параллельное (низкое сопротивление).

На временных характеристиках (рис. 9) источник тока и тактовый генератор магнитного поля работают в противофазу, таким образом создавая условия для неустойчивости состояния спинового вентиля.

Постепенное уменьшение амплитуды входного токового сигнала приводит к уменьшению вероятности переключения спинового вентиля из перпендикулярного состояния в параллельное при отрицательном токе или в антипараллельное состояние при положительном токе. При максимальных амплитудах (± 140 nA) наблюдается 100%-ная вероятность переключения в соответствующее состояние. Однако в области малых токов (правая часть рис. 9) влияние токоиндуцированного вращательного момента становится сопоставимым с действием эффективного магнитного поля. В этих условиях конечное состояние начинает зависеть от фазы прецессии намагниченности в момент выключения тактового поля. Это приводит к возникновению областей, где динамика прецессии доминирует над токовым воздействием, вызывая инверсию ожидаемого отклика. Например, на рис. 9 при токе -28 и -56 nA происходит переключение в антипараллельное состояние, а при токе 56 и 112 nA — в параллельное. Такое поведение демонстрирует сложную нелинейную зависимость конечного состояния спинового вентиля от полярности и амплитуды тока. Тем самым позволяет качественно имитировать работу биологических нейронов, где частота или вероятность генерации потенциала действия определяется силой входного импульса.

В табл. 6 представлены данные для критических полей $H_{\text{перп}}$, необходимых для переключения спинового вентиля в перпендикулярное положение, а также ам-

Таблица 6. Критические токи и магнитные поля переключения p-bit нейрона для различных ферромагнетиков и формы поперечного сечения спинового вентиля

Материал	Планарная анизотропия				Перпендикулярная анизотропия			
	Квадратная		Круглая		Квадратная		Круглая	
	$H_{перп}$, МА/м	J_{max} , кА/см ²	$H_{перп}$, МА/м	J_{max} , кА/см ²	$H_{перп}$, МА/м	J_{max} , кА/см ²	$H_{перп}$, МА/м	J_{max} , кА/см ²
Co	–0.602	551.7	–0.602	448.8	0.798	–	0.313	–
Fe	–0.045	704.4	–0.045	472.2	1.666	–	1.073	–
Fe ₇₀ Co ₃₀	–0.029	608.0	–0.029	403.4	1.881	–	1.218	–
Fe ₆₀ Co ₂₀ B ₂₀	–0.214	407.7	–0.214	296.8	1.345	–	0.804	–
Co ₉₃ Gd ₇	–0.003	326.2	–0.003	213.8	0.960	–	0.626	–
Co ₈₀ Gd ₂₀	–0.028	9.8	–0.028	7.8	0.052	–	0.024	–
Co ₅₀ Pt ₅₀	–9.703	4337.0	–9.703	4277.1	8.899	3819.5	9.178	3939.2
Fe ₅₀ Pd ₅₀	–2.628	1598.8	–2.628	1503.5	1.538	774.8	1.916	965.3
Fe ₅₀ Pt ₅₀	–9.231	15516.0	–9.231	15203.5	8.093	12813.4	8.487	13438.3
Fe ₅₀ Ni ₅₀	–1.635	563.3	–1.635	508.8	0.370	91.9	0.809	200.9

плитуды плотности тока J_{max} , при которых наблюдается детерминированное переключение в антипараллельное состояние. В магнитомягких материалах параллельное и антипараллельное состояния в перпендикулярной геометрии энергетически неустойчивы. В отсутствие сильных внешних полей или удерживающих токов намагниченность таких слоев релаксирует в плоскость, что делает расчет плотностей токов J_{max} детерминированного переключения для данных составов нецелесообразным.

Поскольку основной вклад в энергопотребление вносит ток, ответственный за генерацию управляющего магнитного поля, величина критического поля переключения $H_{перп}$ становится ключевым фактором выбора оптимального материала для спинового нейрона. По такому критерию наилучшим из рассмотренных материалов является Co₉₃Gd₇, обладающий наименьшим полем переключения при планарной анизотропии.

Заключение

В ходе выполнения работы разработана параметризованная схемотехническая модель спинового вентиля на языке SPICE, обладающая возможностью гибкой настройки пользователем входных параметров. Модель учитывает внешнее магнитное поле произвольной ориентации, спин-поляризованный ток позволяет выбирать круглую или квадратную форму поперечного сечения, а также планарный или перпендикулярный тип анизотропии с возможностью подстановки произвольных размеров вентиля и свойств материала извне.

В симуляторе Cadence Spectre проведена верификация разработанной модели на соответствие бифуркационным

диаграммам, полученным в [12,17,19]. Сравнение результатов моделирования 4000 состояний (точек) в Cadence Spectre с численным решением нелинейной системы уравнений LLG (метод Гира второго порядка) показало, что доля вычислительных сбоев, приводящих к расхождению данных, составила менее 1%.

На основе разработанной модели создана библиотека элементов для проектирования спинтронных устройств, включающая пять компонентов: бистабильный датчик магнитного поля, аналоговый магниторезистивный датчик, переменный резистор, ячейка магниторезистивной памяти и стохастический нейрон. Для каждого типа устройств на основе сравнительного анализа материалов определены оптимальные составы слоев спин-вентильной структуры.

Для бистабильного датчика оптимальным материалом является сплав Co₉₃Gd₇ с наименьшими критическим магнитным полем переключения и временем переключения, а также с наибольшей чувствительностью.

Для аналогового датчика, предназначенного для регистрации слабых магнитных полей, наилучшим материалом магнитных слоев является Co₉₃Gd₇ в случае планарной магнитной анизотропии и круглого поперечного сечения спин-вентильной структуры, обеспечивающий рекордную чувствительность 6.08 Ω/T при минимальном диапазоне измеряемых полей. Для работы в области сильных магнитных полей оптимальным является состав Co₅₀Pt₅₀ с перпендикулярной анизотропией и квадратным сечением, демонстрирующий максимальный диапазон измеряемых магнитных полей от –10 до +10 Т, что превосходит возможности остальных рассмотренных материалов.

Оптимальным материалом для переменного резистора был выбран сплав $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{30}$ с планарной анизотропией. Его малое сопротивление 5–8 Ω позволяет получать многоступенчатые резисторы, не заходя в мегаомные области, коэффициент магнитосопротивления в 34 % обеспечивает достаточную разницу между состояниями резистора, а сравнительно небольшое критическое магнитное поле переключения делает его более энергоэффективным.

Для применения в магниторезистивной памяти оптимальным материалом является $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{B}_{20}$, который при умеренных токах записи демонстрирует $\delta_{\text{GMR}} = 31\%$, обеспечивая надежное считывание состояний.

При создании стохастических нейронов, где критическим параметром является энергопотребление источника, создающего магнитное поле, наилучшим выбором становится $\text{Co}_{93}\text{Gd}_7$ с планарной анизотропией, обладающий минимальным полем переключения среди рассмотренных материалов.

Представленные результаты создают основу для дальнейшего развития модели и библиотеки элементов, которые планируется дополнить полноценным учетом температурных эффектов, расширением спектра доступных материалов прослойки и поддержкой диэлектрических слоев, а также добавлением таких устройств, как спин-трансферный наносциллятор, пороговый датчик магнитного поля, а также элементов детерминированной спиновой логики.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Iu.A. Iusipova, A.I. Popov. *Semiconductors*, **55** (13), 1008 (2021).
- [2] J.J. Nowak, R.P. Robertazzi, J.Z. Sun, G. Hu, J.-H. Park, J. Lee, A.J. Annunziata, G.P. Lauer, R. Kothandaraman, E.J. O'Sullivan, Ph.L. Trouilloud, Yo. Kim, D.C. Worledge. *IEEE Magn. Lett.*, **7**, 3102604-1 (2016).
- [3] A. Lopez, D. Costa, T. Bohnert, P.P. Freitas, R. Ferreira, I. Barbero, J. Camarero, C. Leon, J. Grollier, M. Romera. *Phys. Rev. Appl.*, **22** (1), Art. No. 014082 (2024).
- [4] Ch.Y. You. *J. Magnetism*, **14** (4), 168 (2009).
- [5] E.Y. Tsybal, I. Žutić. *Handbook of spin transport and magnetism* (Boca Raton: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2012).
- [6] M. Ved, Y. Danilov, P. Demina, M. Dorokhin, Y. Dudin, V. Kotomina, A. Kudrin, Y. Kuznetsov, A. Zdoroveyshchev, D. Zdoroveyshchev. *Appl. Phys. Lett.*, **118** (9), 092402 (2021).
- [7] G.D. Demin, K.A. Zvezdin, A.F. Popkov. *Adv. Condens. Matter Phys.*, **2019**, 5109765 (2019).
- [8] G. Panagopoulos, C. Augustine, K. Roy. *Proc. Design, Automation Test Europe (DATE)*, **2012**, 1443 (2012).
- [9] G.E.W. Bauer, Y. Tserkovnyak, D. Huertas-Hernando, A. Brataas. *Phys. Rev. B*, **67** (9), 094421 (2003).
- [10] J. Kim, A. Chen, B. Behin-Aein, S. Kumar, J.-P. Wang, C.H. Kim. *A technology-agnostic MTJ SPICE model with user-defined dimensions for STT-MRAM scalability studies*. *IEEE Custom Integrated Circuits Conference (CICC)*, 2015, p. 1–4. DOI: 10.1109/CICC.2015.7338407
- [11] J.Z. Sun. *IBM J. Research and Development*, **50** (1), 81 (2006).
- [12] N.V. Ostrovskaya, Iu.A. Iusipova. *Phys. Metals Metallography*, **120** (13), 1291 (2019).
- [13] N.F. Mott. *Adv. Phys.*, **13**, 325 (1964).
- [14] R.R. Katti. *Proceed. IEEE*, **91**, 687 (2003).
- [15] C. Chappert, A. Fert, F. Nguyen Van Dau. *Nature Mater.*, **6**, 813 (2007).
- [16] J.A. Osborn. *Phys. Rev.*, **67** (11–12), 351 (1945).
- [17] N. Ostrovskaya, V. Skidanov. *Field-like torque-component influence on the magnetization dynamics in the three-layered nanostructure* (МЭС-2020, ИПИМ РАН, 2020), с. 127–132.
- [18] A.K. Звездин, К.А. Звездин, А.В. Хвальковский. *УФН*, **178** (4), 436 (2008).
- [19] Iu.A. Iusipova. *Bull. Russ. Academy Sci.: Physics*, **89** (4), 533 (2025).
- [20] Электронный ресурс. *Cadence Spectre Circuit Simulator Reference*. Версия 23.1. URL: <https://www.cadence.com/> (дата обращения: 03.03.2026)
- [21] R. Skomski. *Simple Models of Magnetism* (Oxford University Press, NY, 2008)
- [22] T. Kawai, Yu. Asai, M. Ohtake, S. Takeda, M. Futamoto. *EPJ Web of Conf.*, **40**, 13001 (2013).
- [23] J.S. Moodera, T.H. Kim, C. Tanaka, C.H. De Groot. *Philosophical Magazine B*, **80** (2), 195 (2000).
- [24] И.С. Григорьев, Е.З. Мейлихов (ред.). *Физические величины: справочник* (Энергоатомиздат, М., 1991)
- [25] S.X. Huang, T.Y. Chen, C.L. Chien. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 242509 (2008).
- [26] M.-H. Nguyen, Ch.-F. Pai, K.X. Nguyen, D.A. Muller, D.C. Ralph, R.A. Buhrman. *Appl. Phys. Lett.*, **106** (22), 222402 (2015).
- [27] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. Gan, M. Endo, Sh. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, H. Ohno. *Nature Mater.*, **9** (9), 721 (2010).
- [28] C. Kaiser, S.S. Parkin. *Magnetoresistive device based on spin injection* (United States Patent № US7230265B2, 2007), 10 p.
- [29] C. Papusoi, T. Le, C.C.H. Lo, C. Kaiser, M. Desai, R. Acharya. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **51** (32), 325002 (2018).
- [30] T. Kawai, A. Itabashi, M. Ohtake, S. Takeda, M. Futamoto. *Gilbert damping constant of FePd alloy thin films estimated by broadband ferromagnetic resonance* (EPJ Web of Conferences 75, 02002, 2014)
- [31] K.M. Seemann, M.C. Hickey, V. Baltz, B.J. Hickey, C.H. Marrows. *New J. Phys.*, **12**, 033033 (2010).
- [32] T. Seki, S. Mitani, K. Yakushiji, K. Takanashi. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 172504 (2006).
- [33] M. Ogiwara, S. Iihama, T. Seki, T. Kojima, Sh. Mizukami, M. Mizuguchi, K. Takanashi. *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 242409 (2013).
- [34] K.Y. Guslienko, G.R. Aranda, J. Gonzalez. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **292**, 012006 (2011).
- [35] V.G. Subramanian, D. Subbulekshmi. *Current Nanoscience*, **20** (4), 447 (2023).

- [36] Z. Yang, Y. Jiang. J. Low Power Electron. Applications, **14** (3), 43 (2024).
- [37] Электронный ресурс. *Analog IC Design SPICE Models* URL: <https://analogicdesign.com/students/netlists-models/model-files/> (дата обращения: 03.05.2026)
- [38] G.D. Demin, E.E. Gusev, A.F. Popkov, P.A. Stepanov, N.A. Djuzhev. *Compact HSPICE model of magnetic tunnel junction based on voltage-driven spin-transfer torque*. (Proceed. 2016 Intern. Siberian Conf. Control Communications (SIBCON), 2016), p. 1–4.