

УДК 538.955:621.377.624.6:004.942

ДИНАМИКА ВЕКТОРА НАМАГНИЧЕННОСТИ СВОБОДНОГО СЛОЯ СПИНОВОГО ВЕНТИЛЯ С ПЛАНАРНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПРОИЗВОЛЬНОГО НАПРАВЛЕНИЯ

© 2023 г. Ю. А. Юсипова¹ *, В. А. Скиданов¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Институт проблем проектирования в микроэлектронике Российской академии наук”, Москва, Россия

*E-mail: linda_nike@mail.ru

Поступила в редакцию 28.09.2022 г.

После доработки 27.10.2022 г.

Принята к публикации 25.11.2022 г.

Выполнено моделирование динамики вектора намагниченности активного слоя спин-вентильной структуры с планарной анизотропией слоев в магнитном поле произвольного направления. Проведенный бифуркационный анализ динамической системы позволил определить условия смены типа особых точек системы и классифицировать динамику намагниченности по типам.

DOI: 10.31857/S0367676522700636, EDN: HGBKQN

ВВЕДЕНИЕ

В 1988 году был обнаружен эффект гигантского магнетосопротивления (ГМС), суть которого состоит в изменении электрического сопротивления тонких многослойных магнитных сверхрешеток (спин-вентильные структуры) под воздействием магнитного поля. Внедрение эффекта ГМС в технологию считывающих головок накопителей на магнитных жестких дисках (HMDD) привело к росту плотности записи до 4 Тбит/дюйм², уменьшению размеров HMDD до 0.85 дюймов в диаметре и увеличению емкости жестких дисков до 40 Тбайт [1]. Исследования переключения спин-вентильных структур с помощью спин-поляризованного тока Дж. Слончевским [2] открыли путь для разработки магниторезистивной памяти с произвольным доступом (MRAM) [3, 4]. В этом случае спиновые вентили используются в качестве ячейки памяти, а не считывающего элемента как в HMDD [1]. Разработки в области спинтроники и наномagnetизма оказывают огромное влияние на технику устройств хранения, чтения и записи информации. В частности, было показано, что спиновые вентили могут быть интегрированы в блоки, которые реализуют как булеву, так и небулеву логику [5].

Совместное влияние спин-поляризованного тока и магнитного поля на спин-вентильные структуры могут индуцировать автоколебания электрического сопротивления. Этот процесс яв-

ляется фундаментальным в спин-вентильных нано-осцилляторах (STNO), где изменение сопротивления преобразуется в колебания напряжения в гигагерцовом диапазоне [6, 7]. Биосенсоры на основе спиновых вентилях перспективны для использования в биомедицине в качестве молекулярно-диагностических экспресс-тестов различных заболеваний [1].

Малые размеры, совместимость с КМОП-технологией, хорошая масштабируемость и разнообразие режимов работы позволяют спиновым вентилям стать универсальными компонентами современной микроэлектроники.

Теоретическому анализу эффекта переключения и осцилляций спин-вентильных структур посвящено множество работ, например [2, 6–15]. При этом рассматривались различные конфигурации магнитных сверхрешеток, такие как пяти-слойная магнитная сверхрешетка [2], туннельный магнитный переход [6–8, 12], классический спиновый вентиль с различными конфигурациями анизотропии ферромагнитных слоев [9–15], а также параллельные или перпендикулярные оси анизотропии направления магнитного поля [13–15]. В работе [15] рассмотрена динамика намагниченности свободного слоя спин-вентильной структуры с перпендикулярной анизотропией слоев в магнитном поле произвольного направления и найдено множество режимов его работы, являющихся базовыми для различных применений в микроэлектрон-

ных устройствах. Однако, динамические режимы работы спинового вентиля с планарной анизотропией слоев в магнитном поле, направление которого не параллельно или перпендикулярно оси анизотропии ранее не рассматривались.

Основной задачей данной статьи является исследование динамики намагниченности подобной структуры с планарной анизотропией слоев управляемой передачей спинового вращательного момента и магнитными полями различной конфигурации с целью нахождения новых режимов работы, которые могут представлять практический интерес.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим магнитную трехслойную сверхрешетку FM1/NM/FM2, состоящую из двух кобальтовых слоев (закрепленного FM1 и свободного FM2) и медной немагнитной прослойки NM, близкую к структурам, рассмотренным в работах [3, 9–15]. Поперечное сечение вентиля представляет собой квадрат со стороной $d_0 = 11$ нм [4]. Оси OX и OY системы декартовых координат, связанных со структурой, ориентированы вдоль сторон квадрата, ось OZ перпендикулярна плоскости слоев. Ось легкого намагничивания ферромагнитных слоев параллельна OX . Толщина ферромагнитного слоя FM1 $d_{FM1} = 5$ нм, толщина свободного слоя d_{FM2} в расчетах принята равной 2 нм, а толщина медной немагнитной прослойки $d_{NM} = 1.2$ нм. Вектор намагниченности закрепленного слоя $\vec{M}_1$ фиксирован и направлен вдоль оси OX . Вектор намагниченности свободного слоя $\vec{M}_2$ может изменять свое направление, M_x, M_y, M_z – его проекции на соответствующие оси OX, OY, OZ . Электрический ток плотностью J пропуска-

ется перпендикулярно плоскости слоев противоположно оси OZ . Структура помещена во внешнее магнитное поле $\vec{H}$, вектор которого составляет углы φ и θ соответственно с осями OX и OZ .

Теоретическая модель явления, которое лежит в основе работы спинового вентиля, базируется на фундаментальном уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта (1), описывающем динамику вектора $\vec{M}_2$

$$\frac{d\vec{M}_2}{dt} = -\gamma\mu_0[\vec{M}_2 \cdot \vec{H}_{\text{эф}}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\vec{M}_2 \cdot \frac{d\vec{M}_2}{dt} \right], \quad (1)$$

здесь γ – гиромагнитное отношение, α – коэффициент диссипации, M_s – намагниченность насыщения. Магнитное поле обменного взаимодействия будем считать пренебрежимо малым в силу малых размеров структуры (приближение однородного намагничивания), поскольку выражение для него содержит пространственные производные вектора намагниченности. Таким образом, эффективное поле $\vec{H}_{\text{эф}}$ включает поле магнитной анизотропии $2M_x K / (\mu_0 M_s^3)$, направленное вдоль оси OX , где K – константа анизотропии; поле размагничивания, направленное вдоль оси OZ , равно M_z ; внешнее магнитное поле $\vec{H}$; вклад, обусловленный спин-поляризованным током, согласно [2], имеет вид $Gj[(\vec{M}_1/M_s) \cdot \vec{M}_2]$, где $j = Jh / (ed_{FM2}\mu_0 M_s^2)$, а токовый коэффициент равен $G = c/(b + M_x/M_s)$, где $c = 4P^{3/2}/(1 + P)^3$, $b = 3 - 4c$, P – коэффициент токовой поляризации.

После некоторых алгебраических преобразований и нормировки переменных $\vec{h} = \vec{H}/M_s$, $\vec{m} = \vec{M}_2/M_s$, $\tau = \gamma\mu_0 M_s/(1 + \alpha^2)$, $k = 2K/(\mu_0 M_s^2)$, система (1) может быть преобразована в координатную форму (2)

$$\begin{aligned} dm_x/d\tau &= R(m_x, m_y, m_z) = m_y m_z - \alpha(km_x^3 - km_x - m_x m_z^2) - \\ &- Gj(m_y^2 + m_z^2) + h(v m_z - w m_y) + \alpha h(u - u m_x^2 - v m_x m_y - w m_x m_z), \\ dm_y/d\tau &= Q(m_x, m_y, m_z) = -km_x m_z - m_x m_z - \alpha(km_x^2 m_y - m_y m_z^2) - \\ &- Gj(\alpha m_z - m_x m_y) + h(w m_x - u m_z) + \alpha h(v - v m_y^2 - u m_x m_y - w m_y m_z), \\ dm_z/d\tau &= S(m_x, m_y, m_z) = km_x m_y + \alpha(m_z^3 - m_z - km_x^2 m_z) + \\ &+ Gj(\alpha m_y - m_x m_z) + h(u m_y - v m_x) + \alpha h(w - w m_z^2 - u m_x m_z - v m_y m_z), \end{aligned}$$

где m_x, m_y, m_z – проекции вектора $\vec{m}$ на соответствующие оси OX, OY, OZ ; $u = \sin\theta\cos\varphi$, $v = \sin\theta\sin\varphi$, $w = \cos\theta$. При расчетах использова-

лись следующие магнитные параметры кобальта: $\mu_0 M_s = 1.76$ Тл, $P = 0.35$, $\alpha = 0.02$, $K = 530$ кДж · м⁻³ [3, 13–15].

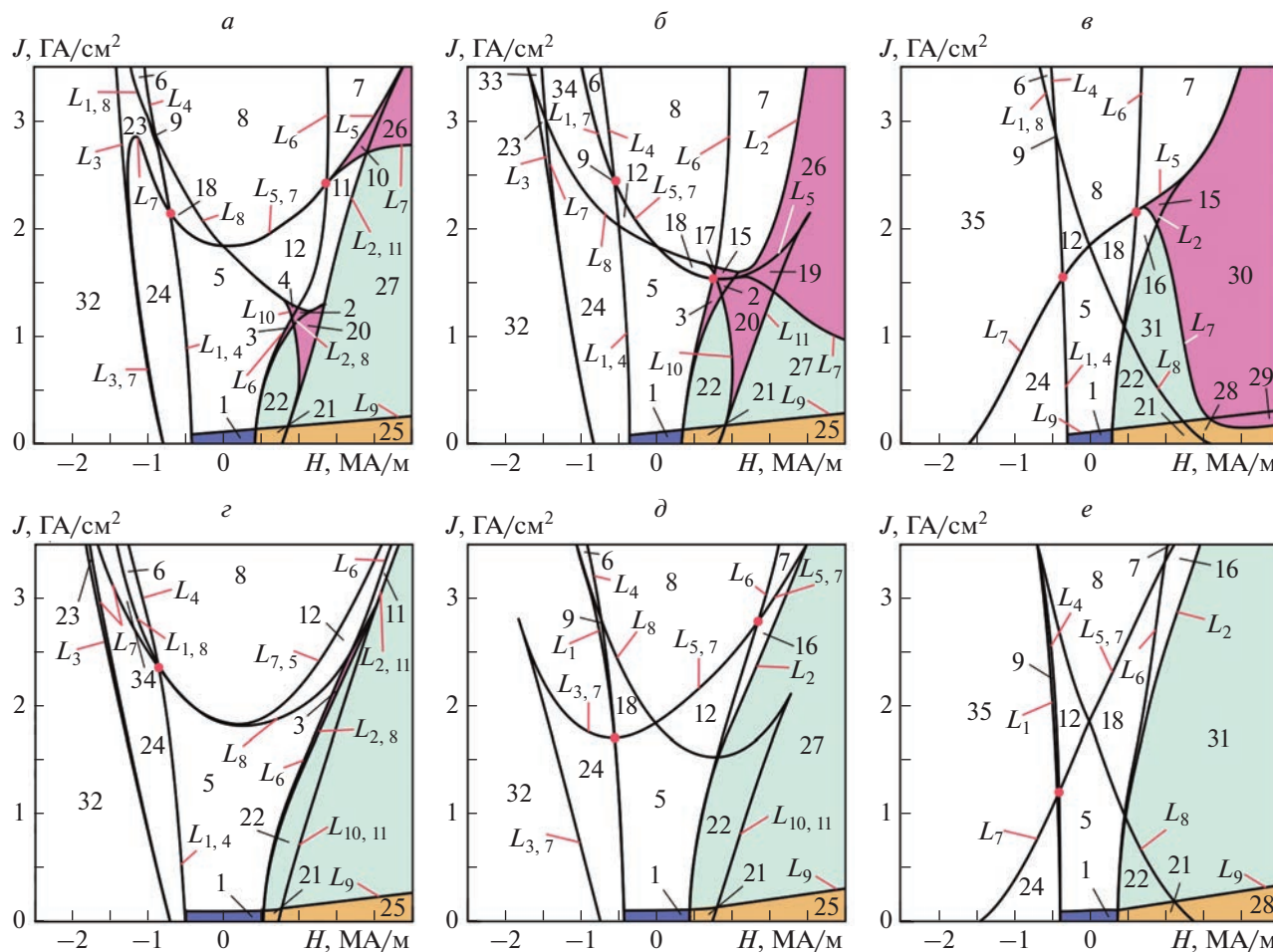


Рис. 1. Бифуркационные диаграммы для спинного вентиля на основе кобальта: $\varphi = \pi/4$, $\theta = \pi/4$ (а); $\varphi = \pi/4$, $\theta = \pi/3$ (б); $\varphi = \pi/4$, $\theta = \pi/2$ (в); $\varphi = 5\pi/12$, $\theta = \pi/4$ (г); $\varphi = 5\pi/12$, $\theta = \pi/3$ (д); $\varphi = 5\pi/12$, $\theta = \pi/2$ (е).

БИФУРКАЦИОННЫЕ ДИАГРАММЫ

Важной характеристикой динамических систем дифференциальных уравнений являются их особые точки. Определение количества, координат и типов особых точек позволяет провести классификацию динамики вектора $\vec{M}_2$ и выделить наиболее интересные ее типы.

Для определения координат особых точек вектора $\vec{M}_2$ левые части уравнений системы (2) должны быть приравнены нулю. Полученная система алгебраических уравнений должна быть разрешена относительно переменных m_x , m_y , m_z . Тип особой точки определяется собственными числами матрицы линеаризации системы (2) в окрестности особой точки. Так как фазовое пространство исследуемой системы представляет собой сферическую поверхность, то классификация особых точек в данном случае совпадает с классификацией положений равновесия на плоскости, и для определения типа особой точки достаточно двух собственных чисел [13–15].

При $H = 0$ и $J = 0$ система (2) имеет шесть особых точек (точек равновесия) на поверхности единичной сферы, а именно: $T_{1,2}(\pm 1, 0, 0)$ типа устойчивый фокус (УФ), $T_{3,4}(0, 0, \pm 1)$ типа неустойчивый фокус (НФ) и седла (С) – $T_{5,6}(0, \pm 1, 0)$, что совпадает с данными, полученными в работах [3, 13–15]. При приложении магнитного поля и тока особые точки T_{1-6} изменяют свои координаты и типы.

На рис. 1 изображены бифуркационные диаграммы для спинного вентиля на основе кобальта в магнитных полях различных направлений, рассчитанные в программной среде MATLAB. Линия L_1 ограничивает области существования точки T_1 (обл. 1–22, 25–31). Положение равновесия T_2 существует в областях 1–18, 23, 24, 32–35, расположенных левее линии L_2 . Линия L_3 ограничивает области существования точек T_4 и T_5 (обл. 1–5, 9–27, 33–35). До пересечения с линией L_8 линия L_4 ограничивает области существования положения равновесия T_4 (обл. 1–5, 9–12, 19–27,

31, 33, 34), а после пересечения — отделяет области 6, 9, 13, 14, где точка T_1 имеет тип неустойчивый узел (НУ), от областей 2–5, 7, 8, 10–12, 15–20, 22, 26, 27, 30, 31, где T_1 — НФ. Линия бифуркации L_5 , исходящая из точки пересечения L_7 и L_4 , также ограничивает области существования точки T_4 . До пересечения с линией L_4 линия L_8 ограничивает области существования особых точек T_3 и T_5 (обл. 1–5, 13–18, 23, 24), а после пересечения — отделяет область 35, где существует положение T_5 . Области существования особой точки T_6 располагаются между линиями L_5 и L_{11} (обл. 1–5, 9–12, 19–22, 28).

В областях 2, 3, 7, 10, 11, 15, 16, расположенных левее линии L_6 положение равновесия T_2 становится устойчивым узлом (УУ), а правее линии L_6 имеет тип УФ (обл. 1, 4–6, 8, 9, 12–14, 17, 18, 23, 24, 32–35). До пересечения с линией L_6 линия L_7 ограничивает область 23, где особая точка T_4 принимает тип НУ, а после пересечения — отделяет области 10, 19, 26, где точка T_4 становится устойчивой и имеет тип УФ. В областях 1–5, 9, 11, 12, 20–22, 24, 25, 27, 34 расположенных ниже линии L_7 точка T_4 имеет тип НФ. Линия L_9 является линией устойчивости точки T_1 , ниже нее лежат области 1, 21, 25, 28 и 29, где точка T_1 принимает тип УФ. Линия L_{10} является линией устойчивости точки T_3 , в областях 2, 4, 15, 17, 19, 20, 29, 30, расположенных правее L_{10} , где точка T_3 принимает тип УФ.

ДИНАМИКА ВЕКТОРА НАМАГНИЧЕННОСТИ

На рис. 2–4 показаны некоторые типы динамики вектора $\vec{M}_2$, наблюдаемые в магнитных полях произвольного направления при положительном направлении тока.

На рис. 2 показаны режимы переключения спинного вентиля с единственным исходом. Этот тип динамики наблюдается, когда все особые точки, кроме одной, неустойчивы. В областях 21, 25, 28 (на рис. 1 закрашены желтым цветом), где точка T_1 устойчива, наблюдается тип динамики “переключение в точку T_1 ” ($1S_1$), показанный на рис. 2а, или переключение спинного вентиля в параллельное состояние. В данном случае, годограф $\vec{M}_2$ рассчитан при следующих параметрах: $\varphi = \pi/4$, $\theta = \pi/2$, $H = 1.12 \text{ MA} \cdot \text{m}^{-1}$, $J = 74.8 \text{ MA} \cdot \text{cm}^{-2}$.

На рис. 2б представлена динамика вектора $\vec{M}_2$ для переключения спинного вентиля в антипараллельное состояние ($1S_2$), рассчитанная при $\varphi = \pi/4$, $\theta = \pi/2$, $H = -0.28 \text{ MA} \cdot \text{m}^{-1}$, $J = 0.22 \text{ GA} \cdot \text{cm}^{-2}$. В данном случае единственной устойчивой точкой является T_2 (не закрашенные

области 3, 5–9, 11–14, 16, 18, 23, 24, 32–35). Типы динамики $1S_1$ и $1S_2$ являются базовыми для работы считывающих головок HMDD и ячеек памяти MRAM [3, 4].

На рис. 2в изображен годограф, соответствующий переключению вектора $\vec{M}_2$ в положение равновесия T_3 ($1S_3$), рассчитанный для $\varphi = \pi/4$, $\theta = \pi/2$, $H = 1.26 \text{ MA} \cdot \text{m}^{-1}$, $J = 2.09 \text{ GA} \cdot \text{cm}^{-2}$. Данный тип динамики наблюдается в областях 20 и 30, окрашенных в розовый цвет, где точка T_3 имеет тип УФ.

В случае, когда единственным устойчивым положением равновесия является T_4 (закрашенная розовым цветом область 26), наблюдается тип динамики с переключением в эту точку ($1S_4$), представленный на рис. 2г. В данном случае, годографы вектора $\vec{M}_2$ рассчитаны при следующих параметрах: $\varphi = 0$, $\theta = 5\pi/12$, $H = 1.26 \text{ MA} \cdot \text{m}^{-1}$, $J = 0.90 \text{ GA} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Режимы переключения спинного вентиля с двумя вероятными исходами представлены на рис. 3. Такой тип динамики наблюдается, если у вектора $\vec{M}_2$ при данных параметрах существует четыре или шесть положений равновесия, два из которых являются устойчивыми.

На рис. 3а показана динамика вектора намагниченности с переключениями в точки T_1 и T_2 ($2S_{1,2}$), рассчитанная при $\varphi = \pi/2$, $\theta = 5\pi/12$, $H = 75.2 \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$, $J = 42.0 \text{ MA} \cdot \text{cm}^{-2}$. Такой тип динамики наблюдается в области под номером 1 (фиолетовый цвет на рис. 1) и является основным для работы элементов вероятностной спиновой логики [1, 5, 13, 15]. Стоит отметить, что этот тип динамики встречается при любом направлении магнитного поля.

В областях 2, 4, 15 и 17 (розовый цвет на рис. 1), где устойчивыми положениями равновесия являются T_2 и T_3 , наблюдается динамика вектора намагниченности $\vec{M}_2$ с вероятным переключением в эти точки ($2S_{2,3}$), изображенная на рис. 3б ($\varphi = \pi/4$, $\theta = \pi/3$, $H = 0.87 \text{ MA} \cdot \text{m}^{-1}$, $J = 1.48 \text{ GA} \cdot \text{cm}^{-2}$).

На рис. 3в изображены годографы, соответствующие переключению вектора $\vec{M}_2$ с двумя вероятными исходами T_2 и T_4 ($2S_{2,4}$), рассчитанные для $\varphi = 0$, $\theta = 5\pi/12$, $H = 0.85 \text{ MA} \cdot \text{m}^{-1}$, $J = 1.12 \text{ GA} \cdot \text{cm}^{-2}$. Данный тип динамики наблюдается в закрашенной в розовый цвет области 10, где точка T_2 и T_4 имеют типы УУ и УФ, соответственно.

В случае, когда устойчивы положения равновесия T_3 и T_4 (обл. 19, розовый цвет на рис. 1), наблюдается тип динамики с вероятным переключением в эти точки ($2S_{3,4}$), представленный на рис. 3г. В данном случае, годографы вектора $\vec{M}_2$ рассчитаны при следующих параметрах: $\varphi = \pi/4$, $\theta = \pi/3$, $H = 1.40 \text{ MA} \cdot \text{m}^{-1}$, $J = 1.61 \text{ GA} \cdot \text{cm}^{-2}$.

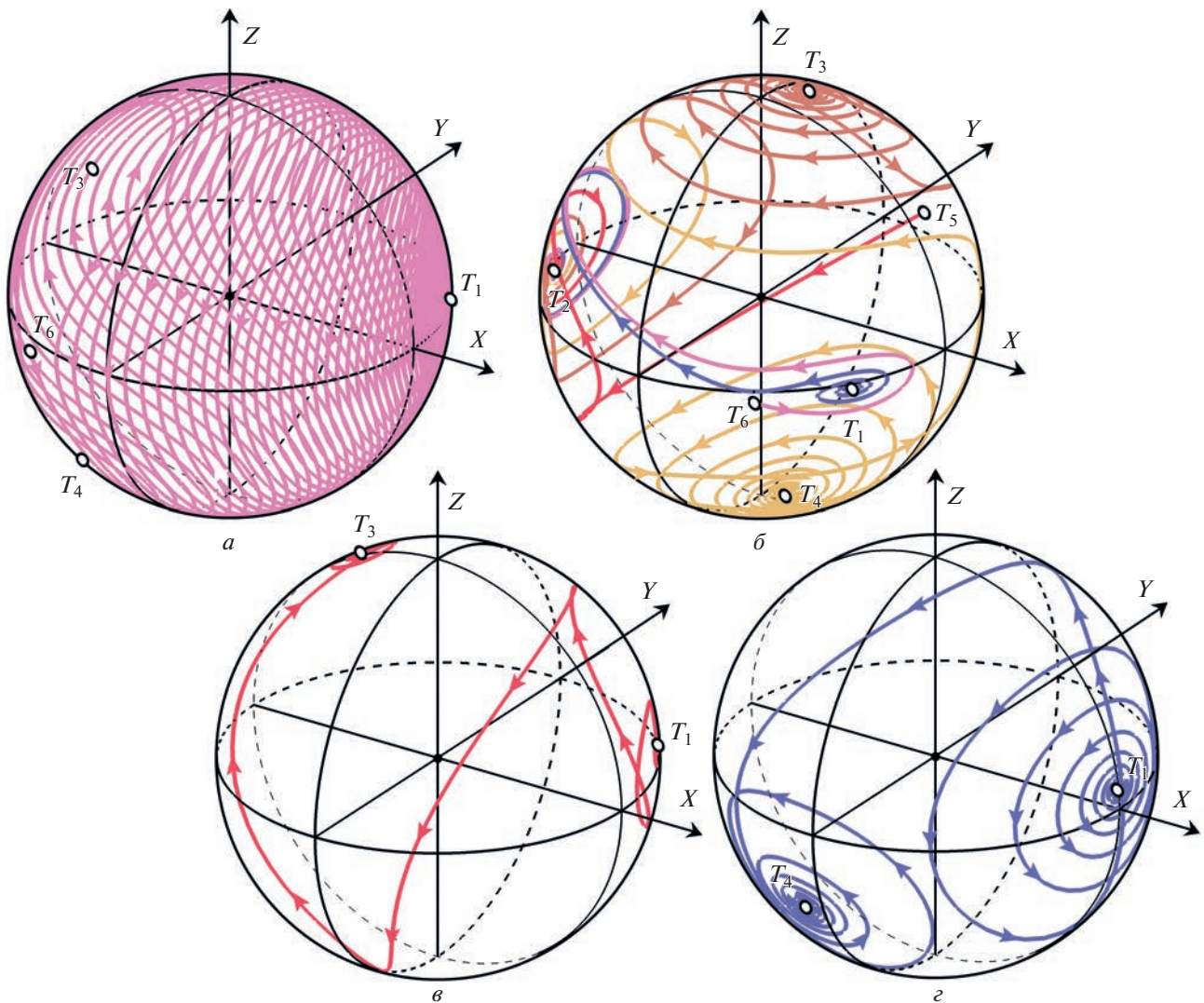


Рис. 2. Переключение спинового вентиля с одним вероятным исходом: переключение в точку T_1 (IS_1) (а); переключение в точку T_2 (IS_2) (б); переключение в точку T_3 (IS_3) (в); переключение в точку T_4 (IS_4) (г).

Основным типом динамики спинового вентиля как STNO, является устойчивая прецессия вектора намагниченности $\vec{M}_2$, приводящая к периодическому изменению сопротивления спинового вентиля, что, в свою очередь, приводит к периодическому изменению выходного сигнала. Такой тип динамики возможен в областях 22, 27 и 31 (светло-зеленый цвет на рис. 1), где положения равновесия потеряли устойчивость, что, согласно теореме Аденова–Хопфа, приводит к рождению устойчивых предельных циклов вокруг них. Предельный цикл – это еще одно стационарное состояние системы, наряду с особой точкой, которое представляет собой замкнутую периодическую траекторию.

В магнитных полях, направление которых перпендикулярно оси анизотропии (при $\varphi = \pi/2$,

$\theta = \pi/2$ или $\theta = 0$), вольт-секундные характеристики (ВСХ) прецессионных мод спинового вентиля по своему виду близки к синусоидальным [13]. В то время как в магнитных полях, параллельных оси анизотропии ($\varphi = 0$, $\theta = \pi/2$), спино-вый вентиль в режиме работы с предельными циклами выдает ВСХ близкие к пилообразным [13]. Методика расчета ВСХ подробно изложена в работах [3, 13, 15].

На рис. 4а и 4в показано два типа динамики вектора $\vec{M}_2$ с устойчивыми предельными циклами (LC) с двумя отличными от вышеперечисленных видами ВСХ (рис. 4б и 4г).

На рис. 4а представлен случай, когда особая точка T_1 отделена от остальных устойчивым предельным циклом, при этом ВСХ в данном случае

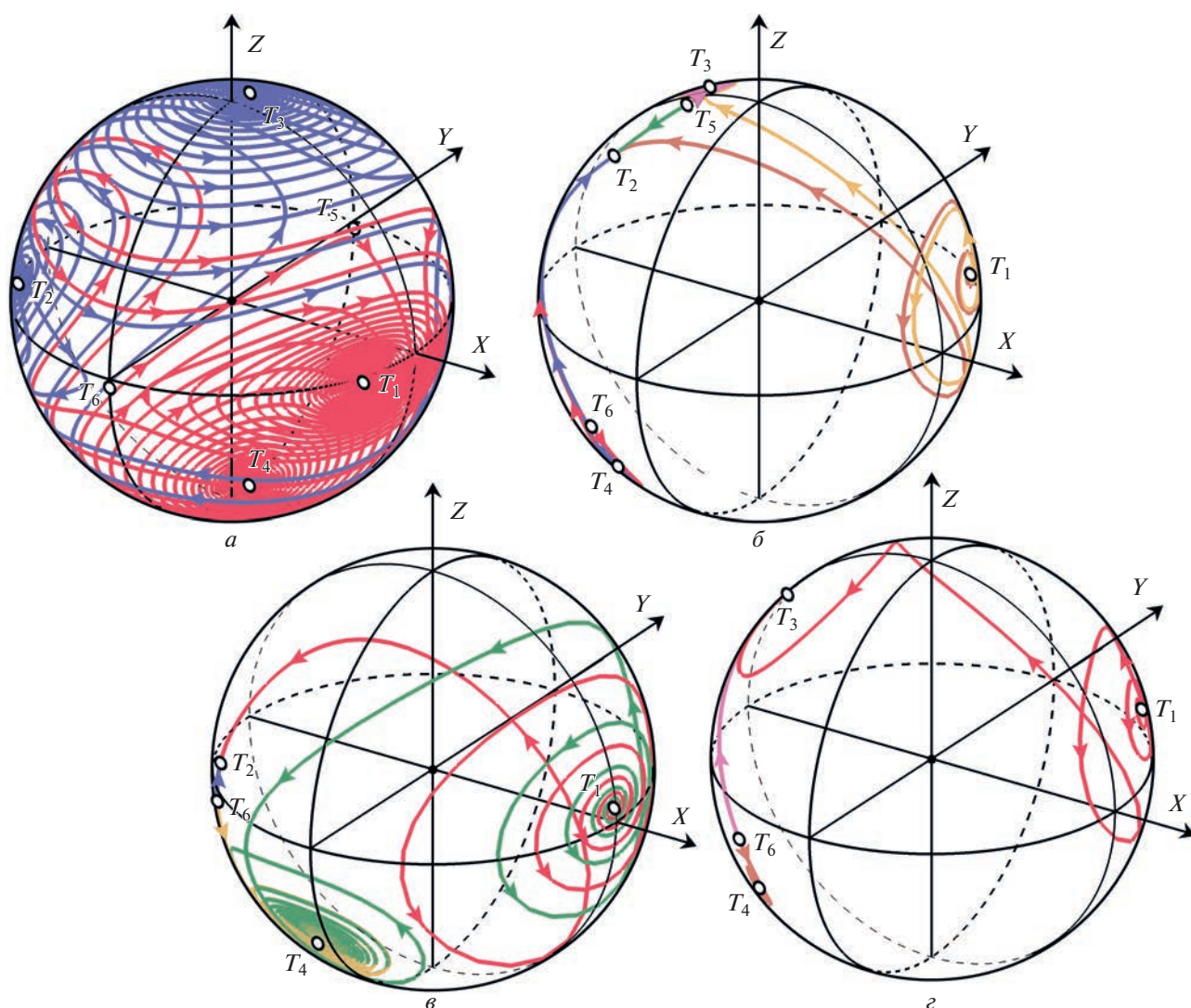


Рис. 3. Переключение вектора намагниченности с двумя вероятными исходами: переключение в точку T_1 или T_2 ($2S_{1,2}$) (а); переключение в точку T_2 или T_3 ($2S_{2,3}$) (б); переключение в точку T_2 или T_4 ($2S_{2,4}$) (в); переключение в точку T_3 или T_4 ($2S_{3,4}$) (г).

будет пилообразной (рис. 4б). Такой тип ВСХ наблюдается при малых полях ($h \leq k$) в области 22. В случае, если точка T_3 остается единственной по одну сторону от предельного цикла (рис. 4в), тогда ВСХ близка к синусоидальной с признаками начала процесса удвоения частоты (рис. 4г). Этот тип ВСХ характерен для больших полей ($h > k$) в области 22. Прецессионные моды, изображенные на рис. 4, возникают из-за того, что предельные циклы, по которым движется конец вектора $\vec{M}_2$, не симметричны относительно оси вращения. В областях 27 и 31, где существуют только две особые точки, возникающие предельные циклы симметричны относительно оси вращения, поэтому наблюдаются ВСХ близкие к синусоидальным.

В области 29 существует всего две особые точки T_1 и T_3 , которые имеют тип УФ, вокруг которых образуется неустойчивый предельный цикл (ULC). Аналогично неустойчивым предельным циклам, такие стационарные траектории рождаются вокруг особых точек, приобретающих устойчивость.

Соответствие между номерами областей бифуркационной диаграммы, изображенной на рис. 1, типами особых точек, существующих в них, и типами динамики вектора намагниченности свободного слоя спинного вентиля, наблюдаемых в этих областях представлено в табл. 1. На рис. 1 закрашены области с основными типами динамики, как то, переключение и прецессия намагниченности.

Таблица 1. Соответствие между номерами областей на рис. 1, типами особых точек и типами динамики в них

Обл. рис. 1.	Тип особых точек						Тип динамики
	T_1	T_2	T_3	T_4	T_5	T_6	
1	УФ	УФ	НФ	НФ	С	С	$2S_{1,2}$
2	НФ	УУ	УФ	НФ	С	С	$2S_{2,3}$
3	НФ	УУ	НФ	НФ	С	С	$1S_2$
4	НФ	УФ	УФ	НФ	С	С	$2S_{2,3}$
5	НФ	УФ	НФ	НФ	С	С	$1S_2$
6	НУ	УФ	—	—	—	—	$1S_2$
7	НФ	УУ	—	—	—	—	$1S_2$
8	НФ	УФ	—	—	—	—	$1S_2$
9	НУ	УФ	—	НФ	—	С	$1S_2$
10	НФ	УУ	—	УФ	—	С	$2S_{2,4}$
11	НФ	УУ	—	НФ	—	С	$1S_2$
12	НФ	УФ	—	НФ	—	С	$1S_2$
13	НУ	УФ	НУ	—	С	—	$1S_2$
14	НУ	УФ	НФ	—	С	—	$1S_2$
15	НФ	УУ	УФ	—	С	—	$2S_{2,3}$
16	НФ	УУ	НФ	—	С	—	$1S_2$
17	НФ	УФ	УФ	—	С	—	$2S_{2,3}$
18	НФ	УФ	НФ	—	С	—	$1S_2$
19	НФ	—	УФ	УФ	—	С	$2S_{3,4}$
20	НФ	—	УФ	НФ	—	С	$1S_3$
21	УФ	—	НФ	НФ	—	С	$1S_1$
22	НФ	—	НФ	НФ	—	С	LC
23	—	УФ	НФ	НУ	С	—	$1S_2$
24	—	УФ	НФ	НФ	С	—	$1S_2$
25	УФ	—	—	НФ	—	—	$1S_1$
26	НФ	—	—	УФ	—	—	$1S_4$
27	НФ	—	—	НФ	—	—	LC
28	УФ	—	—	—	—	НФ	$1S_1$
29	УФ	—	УФ	—	—	—	ULC
30	НФ	—	УФ	—	—	—	$1S_3$
31	НФ	—	НФ	—	—	—	LC
32	—	УФ	НФ	—	—	—	$1S_2$
33	—	УФ	—	НУ	—	—	$1S_2$
34	—	УФ	—	НФ	—	—	$1S_2$
35	—	УФ	—	—	НФ	—	$1S_2$

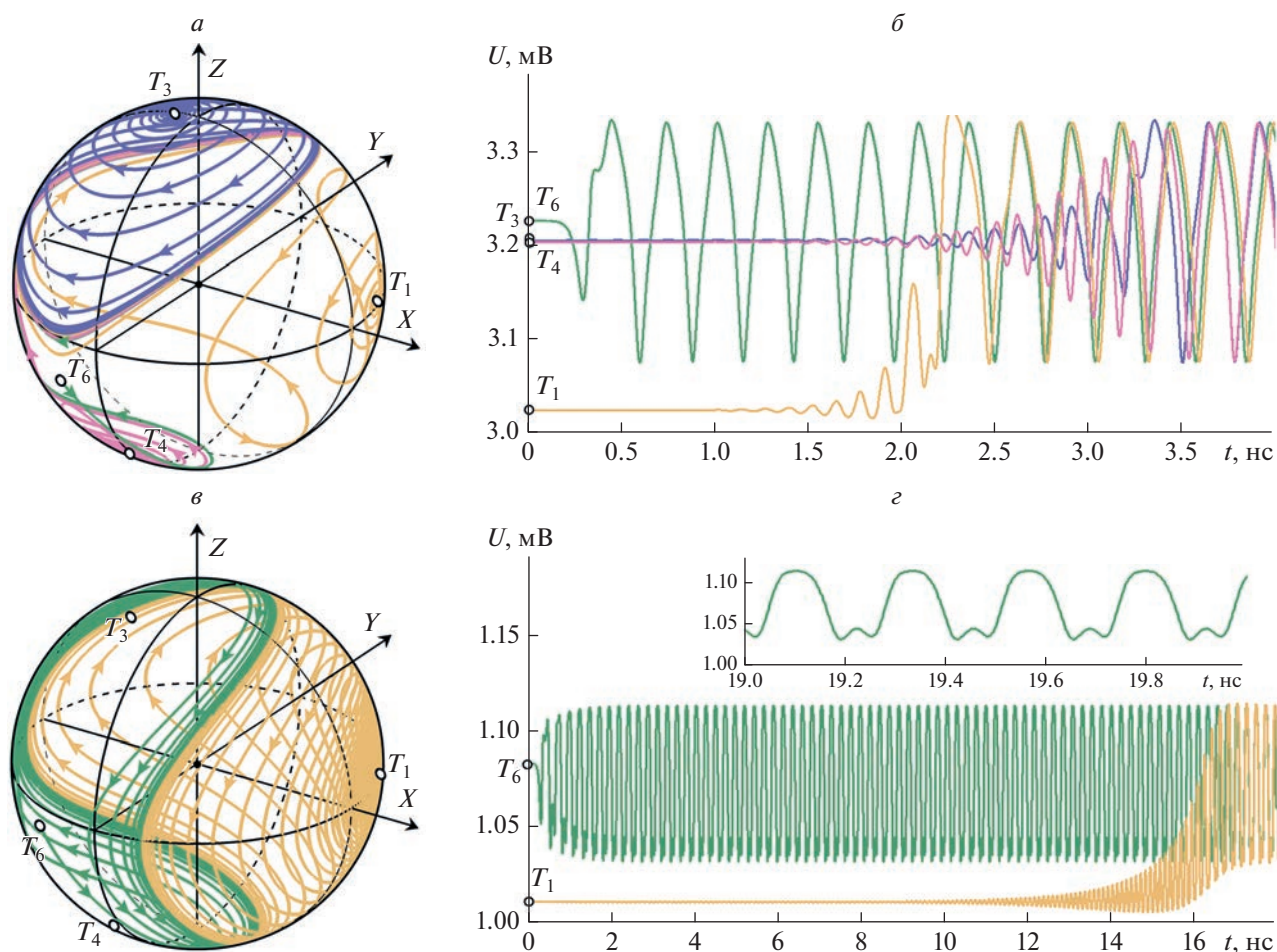


Рис. 4. Динамика вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля с предельными циклами: динамика типа LC (а) и BCX (б) при $\varphi = \pi/4$, $\theta = \pi/2$, $H = 75.2 \text{ кА} \cdot \text{м}^{-1}$, $J = 0.67 \text{ ГА} \cdot \text{см}^{-2}$; динамика типа LC (в) и BCX (г) при $\varphi = \pi/4$, $\theta = \pi/2$, $H = 0.70 \text{ МА} \cdot \text{м}^{-1}$, $J = 0.22 \text{ ГА} \cdot \text{см}^{-2}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена модель, описывающая работу трехслойной спин-вентильной структуры в магнитном поле произвольного направления. Проведен бифуркационный анализ системы уравнений, описывающей динамику вектора намагниченности, который позволил выявить особенности процессов переключения и прецессии вектора намагниченности. Выделено четыре типа переключения вектора намагниченности с двумя вероятными исходами ($2S_{1,2}$, $2S_{2,3}$, $2S_{2,4}$, $2S_{3,4}$) и четыре типа переключения в единственное устойчивое положение равновесия ($1S_1$, $1S_2$, $1S_3$, $1S_4$). Выявлено несколько прецессионных мод (LC) с тремя различными видами BCX — пилообразной, синусоидальной и синусоидальной с признаками начала процесса удвоения частоты, и определены условия их наблюдения.

Режим работы спинового вентиля с двумя вероятными исходами $2S_{2,3}$, $2S_{2,4}$, $2S_{3,4}$ еще не нашли свое применение в микроэлектронике, но могут представлять практический интерес для разработок в сфере вероятностной спиновой логики. Переключение спинового вентиля в антипараллельное ($1S_2$) или параллельное состояние ($1S_3$) являются базовыми в работе устройств памяти, так как положения равновесия T_1 и T_2 являются стационарными при нулевых токе и поле и позволяют сохранять информацию. В то же время, режимы работы $1S_3$ и $1S_4$ могут быть использованы в работе спин-вентильных биосенсоров, где переключение производится с помощью магнитного поля наночастиц. Прецессионные моды с различными несинусоидальными BCX могут быть использованы для создания многофункциональных генераторов сигналов специальной формы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Iusipova Iu.A., Popov A.I.* // Semiconductors. 2021. V. 13. P. 1008.
2. *Slonczewski J.C.* // J. Magn. Magn. Mater. 1995. V. 159. Art. No. L1.
3. *Iusipova Iu.A.* // Probl. Persp. Micro Nanoelectr. Syst. Develop. 2020. No. 2. P. 110.
4. *Nowak J.J., Robertazzi R.P., Sun J.Z. et al.* // IEEE Magn. Lett. 2016. V. 7. Art. No. 3102604.
5. *Sutton B., Camsari K.Y., Behin–Aein B., Datta S.* // Sci. Reports. 2017. V. 7. No. 1. P. 1.
6. *You Ch.Y.* // J. Magn. 2009. V. 14. No. 4. P. 168.
7. *Митрофанов А.А., Сафин А.Р., Удалов Н.Н.* // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. № 13. С. 66; *Mitrofanov A.A., Safin A.R., Udlov N.N.* // Tech. Phys. Lett. 2014. V. 40. No. 7. P. 571.
8. *Kulagin N., Korneev V., Popkov A., Demin G.* // Acta Phys. Polon. A. 2014. V. 127. No. 2. P. 463.
9. *Grollier J., Cros V., Fert A. et al.* // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. Art. No. 174402.
10. *Bertotti G., Serpico C., Mayergoyz I.D. et al.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. Art. No. 127206.
11. *Grollier J., Cros V., Hamzic A., George J.M. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. No. 23. P. 3666.
12. *Tsymbal E.Y., Žutić I.* Handbook of spin transport and magnetism. Boca Raton: CRC Press Taylor & Francis Group, 2012. 777 p.
13. *Юсипова Ю.А.* // ФТТ. 2020. Т. 62. № 9. С. 1361; *Iusipova Iu.A.* // Phys. Solid State. 2020. V. 62. No. 9. P. 1525.
14. *Ostrovskaya N.V., Iusipova Iu.A.* // Phys. Met. Metallogr. 2019. V. 120. No. 13. P. 1291.
15. *Iusipova Iu.A.* // IEEE Magn. Lett. 2022. V. 13. Art. No. 4501605.

Dynamics of the magnetization vector of the spin-valve free layer with planar anisotropy under the action of magnetic fields of the arbitrary direction

Iu. A. Iusipova^{a, *}, V. A. Skidanov^a

^a Institute for Design Problems in Microelectronics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 124365 Russia

*e-mail: linda_nike@mail.ru

The dynamics of the magnetization vector of the free layer of the spin-valve structure with planar layers anisotropy is simulated in the magnetic fields of the arbitrary direction. The bifurcation analysis of the dynamical system made it possible to determine the conditions of the changing singular points type and classify the magnetization dynamics by types.