

01,05

## Мультиферроидные материалы для устройств спинтроники

© З.В. Гареева<sup>1</sup>, В.В. Филиппова<sup>1</sup>, А.К. Звездин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН,  
Уфа, Россия

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,  
Москва, Россия

E-mail: zukhrazgv@yandex.ru

Поступила в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2024 г.

Принята к публикации 8 мая 2024 г.

Рассмотрены основные аспекты работы спинтронных устройств на основе мультиферроиков; в том числе, компоненты и принципы функционирования магнитоэлектрических спин-орбитальных (МЭСО) устройств; микромагнитные методы, позволяющие моделировать МЭСО-устройства и проводить расчеты основных параметров мультиферроидных гетероструктур. Разработана методика моделирования пленок ферромагнетик–мультиферроик с эффектом обменного смещения. Представлены результаты расчетов микромагнитных состояний в пленках ферромагнетик–мультиферроик разных размеров на примере материалов с параметрами CoFe и BiFeO<sub>3</sub>.

**Ключевые слова:** мультиферроики, магнитоэлектрический эффект, феррит висмута, эффект обменного смещения.

DOI: 10.61011/FTT.2024.08.58584.22НН

### 1. Введение

Оксидные мультиферроики являются перспективными материалами для создания энергосберегающих высокоэффективных информационных технологий, связанных с разработкой логических магнитоэлектрических устройств, составляющих основу элементной базы нового поколения вычислительной микроэлектроники (микропроцессоров) на новых физических и технологических принципах [1].

Использование магнитных и магнитоэлектрических материалов в спинтронике представляет большой интерес. Это связано с возможностью сохранения данных, записанных на магнитных носителях при переборах электрического напряжения, реализации энергосберегающего режима за счет использования магнитных и магнитоэлектрических материалов (при перезарядке конденсаторов), миниатюризации электронных устройств, использовании спиновых токов, которые обладают более широким спектром свойств по сравнению с электрическими, и возможностью управления ими за счет различных воздействий, таких как электрические токи, магнитные поля малой величины и электрические поля, создаваемые, в том числе, в мультиферроидных материалах.

В данном контексте большой интерес представляет одна из последних разработок компании Intel по магнитоэлектрическим спин-орбитальным (МЭСО) транзисторам нового поколения [1], проектируемым на основе

материалов с магнитоэлектрическим взаимодействием и материалов с сильной спин — орбитальной связью. Их комбинация обеспечивает значительное улучшение технических характеристик: увеличение скорости переключения устройства и значительное снижение энергопотребления.

Для развития технологий на данном этапе большое значение имеет разработка физических принципов и методов математического моделирования МЭСО-устройств; подбор материалов с оптимальными характеристиками: высокими коэффициентами магнитоэлектрической связи, низкими управляющими напряжениями, малым углом Холла, высокими рабочими температурами, близкими к комнатным; техник, позволяющих адекватно моделировать процессы переключения магнитных состояний; масштабирование и миниатюризация, необходимые для создания компактных схем.

В работе проводится обсуждение перечисленных аспектов: рассматриваются основные составляющие и принципы функционирования МЭСО-устройств; обсуждаются механизмы магнитоэлектрических взаимодействий в гетероструктурах на основе мультиферроиков; разрабатывается методика, позволяющая моделировать процессы переключения магнитных состояний в рассматриваемых системах; и расчет микромагнитных структур в наноэлементах на основе структур ферромагнетик–мультиферроик, которые могут быть использованы в спинтронных логических устройствах нового поколения.

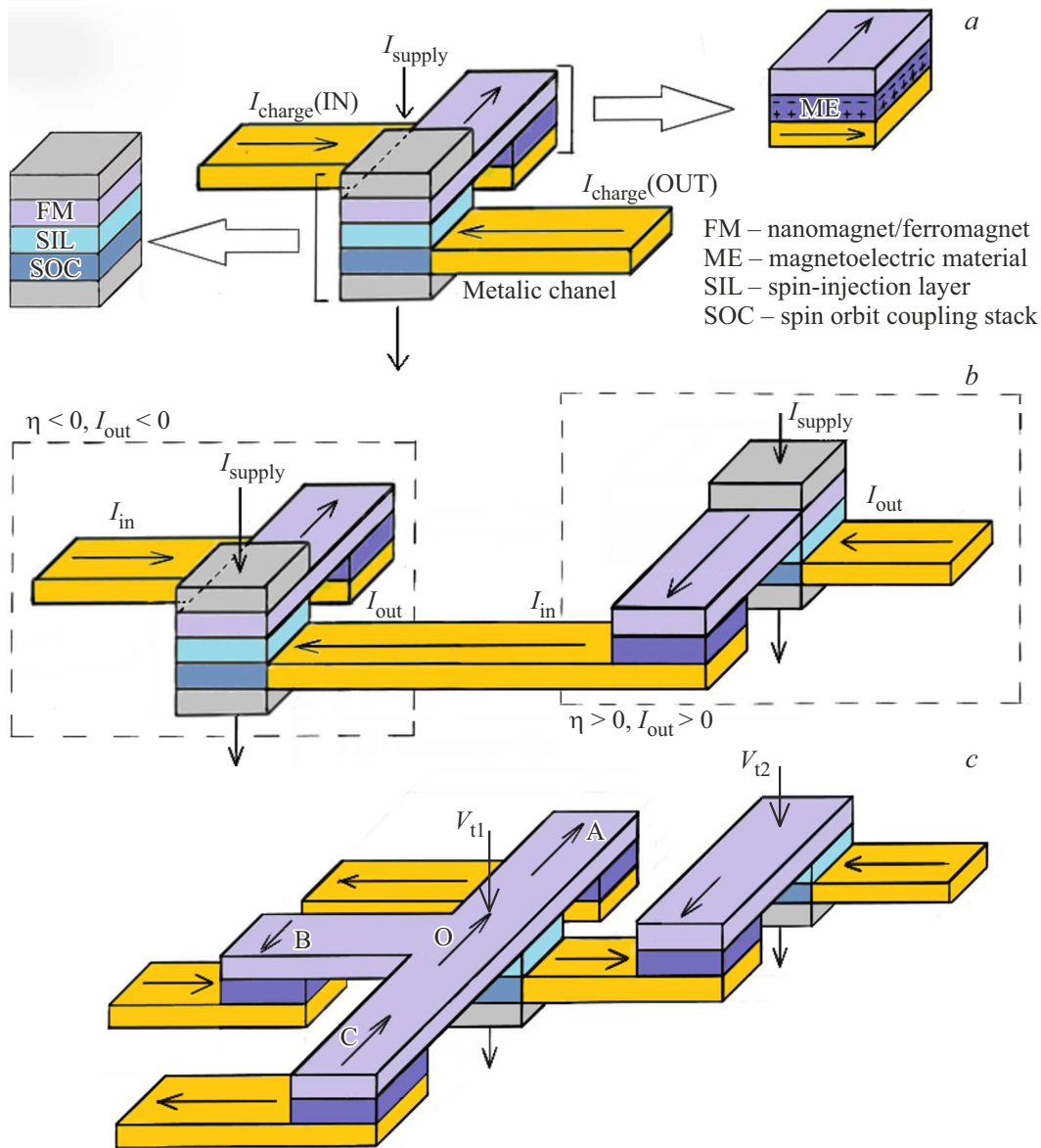


Рис. 1. а) Схема МЭСО-устройства, б) логический вентиль, в) каскад [6].

## 2. Магнитоэлектрические материалы для МЭСО-устройств

### 2.1. Принцип работы и устройство МЭСО-элементов

Технология магнитоэлектрических спин-орбитальных устройств (МЭСО), предложенная в работах [1–4], является логическим следствием развития концепции MRAM, которая прошла в своем становлении несколько этапов, включая два поколения коммерческой MRAM с переключением намагниченности магниторезистивного элемента под действием магнитного поля (Toggle MRAM) и спин-поляризованных токов (STT-MRAM) к концепции PIM (processing-in-memory), связанную с созданием архитектур, позволяющих использовать ячей-

ку памяти для вычислений и обработки информации. Технологии, связанные с разработкой архитектур вида Near-Memory Processing, In-Memory Processing активно обсуждаются в литературе [5], ниже мы остановимся на устройстве МЭСО, которое может быть использовано для хранения данных и проведения логических операций.

Схематические изображения МЭСО-устройств показаны на рис. 1. Основными компонентами МЭСО являются: ферромагнетик наноразмеров (наномангнит), в котором осуществляется переключение намагниченности, и связанные с ним магнитоэлектрическая (МЭ) и спин-орбитальная (СО) компоненты (рис. 1, а). К МЭ-компоненте подсоединяется металлическая шина для подачи входного электрического сигнала, создающего электрическое поле на МЭ-элементе, выступающим в роли МЭ-конденсатора. Изменение поляризации мульти-

ферроика под действием электрического поля тока приводит к переключению магнитного состояния наномангнита, преимущественно за счет эффекта смещения, возникающего в случае обменной связи между ферромагнетиком и мультиферроиком в МЭ-компоненте. Для считывания нового магнитного состояния на СО-компоненту подается ток питания, который при прохождении через ферромагнитный слой поляризуется по спине, при этом спиновая поляризация зависит от текущего магнитного состояния наномангнита. Далее, проходя через инжекционный слой, спин-поляризованный ток попадает в материал с сильным спин-орбитальным взаимодействием, за счет которого происходит конвертация спина в заряд и на выходную шину поступает электрический ток, направление которого определяется поляризацией спинов электронов. При такой конструкции направление входного и выходного токов оказываются противоположными, что позволяет использовать МЭСО-элемент в качестве логического вентиля (рис. 1, *b*). Высокая эффективность преобразования спина в заряд, обеспечиваемая использованием материалов с сильной СО-связью, способствует появлению на выходе тока с достаточно высокой плотностью, что делает возможным создание каскадных схем из нескольких элементов МЭСО (рис. 1, *c*). Ток на выходе одного МЭСО-элемента используется в качестве входного тока для другого, что позволяет осуществить передачу информации и реализовать операции булевой алгебры на основе каскадирования трех и более элементов. По оценкам, представленным в работах [1–4], в устройствах такого типа достигается высокая плотность упаковки логических устройств, уменьшаются задержки срабатывания, что обеспечивает высокую вычислительную производительность; переключение магнитных состояний осуществляется на временных интервалах порядка  $10^{-9}$  s; энергия, требуемая для переключения, имеет порядок fJ/bit; напряжения понижаются до 0.3 V, что делает изучение возможностей развития данной технологии привлекательной для исследователей и технологов.

## 2.2. Магнитоэлектрические гетероструктуры

В отношении логических устройств спинтроники основной акцент при исследовании мультиферроидных систем ставится на изучении магнитоэлектрических гетероструктур, что связано с непосредственным использованием системы магнетик–мультиферроик в конструкции МЭСО, а также с возможностью увеличения коэффициента магнитоэлектрической связи  $\alpha_{ME}$  за счет введения ферромагнитного/антиферромагнитного слоя. Для сравнения в таблице представлены значения коэффициентов магнитоэлектрической связи для монокристаллов и композитных структур на основе мультиферроиков, также информация об этих параметрах для различных мультиферроидных структур содержится в работах [7,8]. Из таблицы видно, что величина  $\alpha_{ME}$  в магнитоэлек-

трических гетероструктурах значительно выше, чем в однофазных мультиферроиках.

Отметим, что в настоящее время реализовано многообразие мультиферроидных гетероструктур, которые можно классифицировать, например, по характеру магнитоэлектрической (МЭ) связи в области границы раздела — это может быть прямое обменное взаимодействие; косвенное взаимодействие Дзялошинского–Мория; магнитоупругое взаимодействие, обусловленное „strain“-эффектами — механическими напряжениями в области границы раздела; а также химическими процессами, связанными с ионизацией и миграцией анионов кислорода и изменением плотности электронных состояний (DOS) в области интерфейса [10]. В последнем случае действие электрического поля изменяет электронную структуру границы раздела, что приводит к изменению намагнитченности насыщения, констант магнитной анизотропии, межслойного обменного взаимодействия, оказывающих воздействие на магнитоэлектрические эффекты (МЭЭ) и процессы спиновой переориентации. Примерами магнитоэлектрических структур, в которых реализуются данные взаимодействия являются структуры вида (i) ферромагнетик–пьезоэлектрик, здесь МЭЭ обусловлены механическими напряжениями и стрикционными эффектами; (ii) антиферромагнетик–пьезоэлектрик — МЭЭ возникает за счет обменной стрикции, вызванной механическими напряжениями; (iii) ферромагнетик–мультиферроик — МЭЭ связан с обменными взаимодействиями в области границы раздела; (iv) мультиферроик–пьезоэлектрик, МЭЭ может быть связан с пьезоэлектрическими эффектами, а также взаимодействием Дзялошинского–Мория. Как следует из таблицы коэффициенты магнитоэлектрической связи могут достигать достаточно высоких значений в гетероструктурах с различными механизмами МЭ-взаимодействий.

## 3. Моделирование процессов спиновой переориентации в пленках ферромагнетик–мультиферроик

Рассмотрим структуру ферромагнетик–мультиферроик ( $\text{CoFe/BiFeO}_3$ ) с обменным межслойным взаимодействием, которая была реализована в прототипе МЭСО [2]. К преимуществам использования данной системы в качестве модельного объекта исследования относится то, что магнитоэлектрические свойства  $\text{BiFeO}_3$  достаточно хорошо изучены [9–15]; имеются экспериментальные данные по исследованию процессов перемагничивания пленок вида  $\text{CoFe/BiFeO}_3$  [13], которые могут быть использованы для апробации результатов теоретического исследования.

Отметим, что пакеты микромагнитного моделирования, применяемые для анализа микромагнитных структур в системах ограниченной геометрии (пленках, наноэлементах, многослойных структурах), такие как

Коэффициенты магнитоэлектрической связи для мультиферроидных систем

Мультиферроики	$\alpha$	Температура, К	Литература
BiFeO <sub>3</sub>	4.2 V/cm · Oe	300	[9]
GdFe <sub>0.94</sub> Mg <sub>0.06</sub> O <sub>3</sub>	1.67 V/cm · Oe	400	[7]
CoFe <sub>2</sub> O <sub>4</sub> /BaTiO <sub>3</sub>	8.1 mV/cm · Oe	300	[7]
BiFeO <sub>3</sub> /BaTiO <sub>3</sub>	24 V/cm · Oe	300	[9,10]
$\alpha$ -Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /PZT	4.8 V/(Oe · cm)	300	[11]
SrTiO <sub>3</sub> /BaTiO <sub>3</sub>	495 mV/cm · Oe	200	[12]

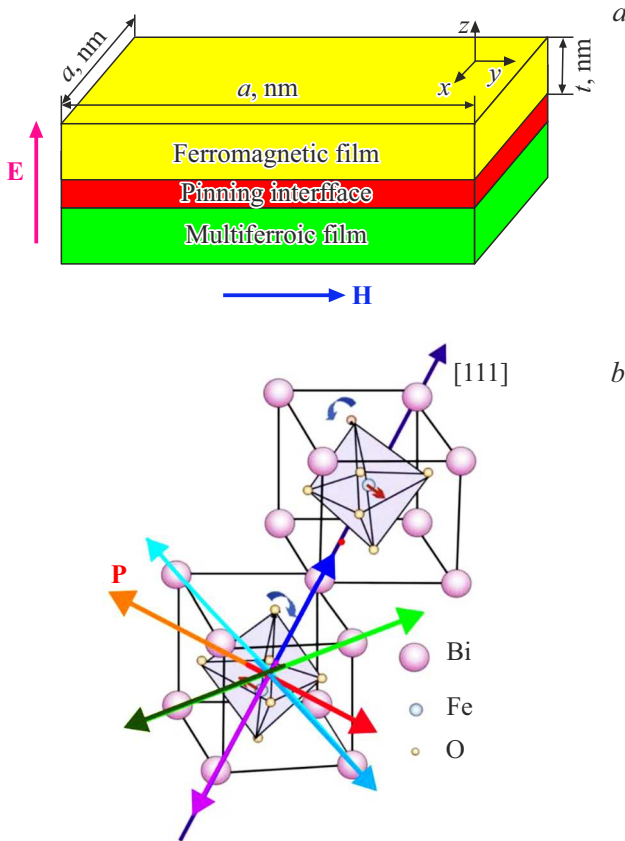


Рис. 2. а) Схематическое изображение системы, б) элементарная ячейка BiFeO<sub>3</sub>.

OOMMF, SPIN PM, MuMax и др. ориентированы на ферромагнитные материалы. В связи с этим для расчета магнитных состояний в системе ферромагнетик–мультиферроик применим комбинированный подход с использованием методов микромагнитной симуляции и расчетов на основе теории Гинзбурга–Ландау. В случае, когда в мультиферроике реализуется антиферромагнитное упорядочение, как в BiFeO<sub>3</sub>, в структуре ферромагнетик–мультиферроик в области границы раздела возникает однонаправленная магнитная анизотропия (OMA), ориентация оси легкого намагничивания OMA коррелирует с направлением антиферромагнитного вектора мультиферроика. В системах вида ферромагнетик–антиферромагнетик реализуются эффек-

ты обменного смещения, заключающиеся в смещении гистерезисной зависимости намагниченности ферромагнетика ( $M_F(H)$ ) вдоль горизонтальной оси (H). При этом толщина ферромагнитного слоя не должна превышать  $t_{FM} = \pi\sqrt{A_F/K_F}$ , это условие необходимо для непрерывной переориентации спинов на границе раздела и избегания появления несвязанных по спину областей. Согласно оценкам [14], величина обменного поля смещения определяется как  $H_{eb} = -J_{eb}/\mu_0 M_F t_F$ , где  $J_{eb} = A_{af}/S$  — константа обменной связи, определенная через отношение константы обменного взаимодействия антиферромагнетика к поверхности (S) антиферромагнетика,  $M_F$  — намагниченность насыщения ферромагнетика. Таким образом, в ферромагнитном слое малой толщины ( $t < t_{FM}$ ) (пиннинг-слоя) за счет обменного взаимодействия с антиферромагнитным мультиферроиком устанавливается магнитное упорядочение с ориентацией намагниченности параллельной антиферромагнитному вектору  $\mathbf{L} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$ , здесь  $M_{1,2}$  — намагниченности подрешеток мультиферроика,  $M_0$  — намагниченность насыщения. Схематическое изображение системы показано на рис. 2.

В рамках данной модели в свободной энергии системы учитываются энергия ферромагнитного слоя, энергия мультиферроика и энергия интерфейсного пиннинг-слоя

$$F(\mathbf{M}_{FM}, \mathbf{P}, M_{MF}, \mathbf{L}) = F_{FM}^{soft}(\mathbf{M}_{FM}^{soft}) + F_{FM}^{pinning}(\mathbf{M}_{FM}^{pinning}) + F_{MF}(\mathbf{P}, \mathbf{M}_{MF}, \mathbf{L}), \quad (1)$$

где энергия ферромагнитного слоя определяется выражением

$$F_{FM}^{soft}(\mathbf{M}_{FM}^{soft}) = A_{FM}(\nabla \mathbf{m}_{FM}^{soft})^2 + K_{cub}((m_{FM_x}^{soft})^2 + (m_{FM_y}^{soft})^2 + (m_{FM_z}^{soft})^2) + K_u(\mathbf{n}_u \mathbf{m}_{FM}^{soft})^2, \quad (2)$$

энергия пиннинг-слоя

$$F_{FM}^{pinning}(\mathbf{m}_{FM}) = K_u^{pinning}(\mathbf{n}_u m_{FM}^{hard})^2 - M_{FM}^{hard}(\mathbf{H} \cdot \mathbf{m}_{FM}^{hard}), \quad (3)$$

энергия мультиферроика

$$F_{MF}(\mathbf{P}, \mathbf{M}_{MF}, \mathbf{L}) = F_{me}(\mathbf{M}_{MF}, \mathbf{L}, \mathbf{P}) + F_{el}(\mathbf{P}, \mathbf{E}), \quad (4)$$

в которой выделены сегнетоэлектрическая и магнитоэлектрическая составляющие:

$$F_{el}(\mathbf{P}, \mathbf{E}) = -\mathbf{P} \cdot \mathbf{E} + a_0 \frac{P_z^2}{2} + a_1 \frac{P_z^4}{4} + \dots \quad (5)$$

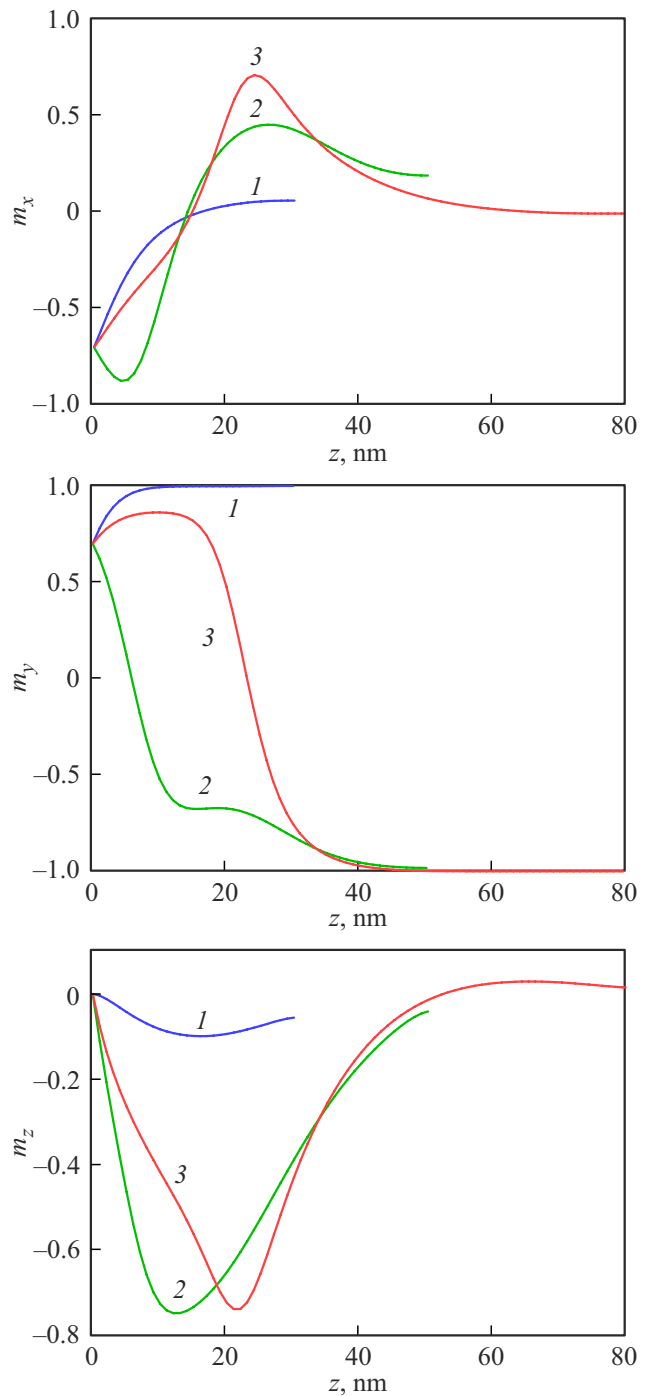
$$F_{me}(\mathbf{M}_{MF}, \mathbf{L}, \mathbf{P}) = \frac{1}{2\chi_{\perp}} M_0^2 \mathbf{m}_{MF}^2 + \frac{\chi_{\perp}}{2} (\mathbf{D} \cdot [\mathbf{L} \times \mathbf{m}_{MF}]) + A(\nabla L)^2 + \gamma \mathbf{e}_p ((\text{grad } \mathbf{L}) \cdot \mathbf{L} - \mathbf{L} \cdot (\text{grad } \mathbf{L})) + K_1 (\mathbf{n}_u \mathbf{L})^2, \quad (6)$$

где  $A_{FM}$  — константа обменного взаимодействия,  $K_{cub}$  — константа кубической магнитной анизотропии,  $K_u$  — константа одноосной магнитной анизотропии,  $\gamma$  — параметр неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия.

Известно, что в мультиферроике  $\text{BiFeO}_3$  неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие стабилизирует антиферромагнитную циклоиду, которая является основным магнитным состоянием монокристаллов  $\text{BiFeO}_3$  [15], однако в пленках  $\text{BiFeO}_3$  механические напряжения, обусловленные действием подложки, могут привести к разрушению циклоидной фазы и формированию однородного состояния с заданной ориентацией вектора  $\mathbf{L}$ . В работах [16–19] представлены экспериментальные данные об основных магнитных состояниях в пленках  $\text{BiFeO}_3$ , выращенных на различных сегнетоэлектрических подложках и данные теоретических исследований, которые позволяют определить области устойчивости спиновых циклоид и однородных магнитных состояний.

Рассмотрим диапазон параметров материала, при котором в пленке мультиферроика реализуется однородное антиферромагнитное упорядочение. Расчеты, проведенные с использованием теории Гинзбурга–Ландау для энергии (6), позволяют определить основные состояния мультиферроика (ориентацию векторов слабого ферромагнетизма  $\mathbf{M}$  и антиферромагнетизма  $\mathbf{L}$ ) и их трансформацию под действием электрического поля [20,21]. Считая, что направление антиферромагнитного вектора  $\mathbf{L}$  определяет ориентацию оси ОМА в пиннинг-слое, рассмотрим обменно-связанную ферромагнитную структуру, состоящую из слоя магнитомягкого ферромагнетика и ферромагнитного пиннинг-слоя с выделенным направлением ОМА. Расчет микромагнитных структур в такой системе возможно провести на основе использования микромагнитного моделирования в среде OOMMF, что позволяет определить равновесные магнитные конфигурации в ферромагнитной пленке при заданном направлении электрического поля. Используем следующие параметры: размер пленки  $a \times a \times t \text{ nm}^3$ , размер ячейки  $5 \times 5 \times 3 \text{ nm}^3$ ,  $a = 200 \text{ nm}$ ,  $t = n \cdot 20 \text{ nm}$ ,  $t$  — толщина ферромагнитного слоя,  $a$  — поперечные размеры наноэлемента, толщина пиннинг-слоя  $1 \text{ nm}$ ,  $K_{pinning} = -1 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ , магнитные параметры ферромагнитного слоя соответствуют параметрам ферритов гранатов  $A = 3 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}^2$ ,  $K_{cub} = 1 \cdot 10^7 \text{ J/m}^3$ ,  $K_u = -1 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ .

Будем считать, что в отсутствие магнитного поля в мультиферроике вектор электрической поляризации ориентирован вдоль выделенного направления  $\mathbf{P}_0$ , соответствующие этому направлению векторы  $\mathbf{M}_0$  и  $\mathbf{L}_0$  находятся из минимума энергии (6). Действие элек-



**Рис. 3.** Графики зависимостей компонент вектора намагниченности от координаты  $z$  по толщине образца. Линия 1 соответствует  $a = 30 \text{ nm}$ , линия 2 —  $a = 50 \text{ nm}$ , линия 3 —  $a = 80 \text{ nm}$ .

трического поля приводит к переориентации вектора  $\mathbf{P}_f$  и, соответственно, векторов  $\mathbf{M}_f$  и  $\mathbf{L}_f$ . Данные по взаимной ориентации векторов  $\mathbf{P}, \mathbf{M}$  и  $\mathbf{L}$  в пленках  $\text{BiFeO}_3$  для разных срезов и деформаций растяжения и сжатия, вызванных действием ориентирующей подложки, содержатся в работе [21]. Результаты расчета

магнитных конфигураций для пленок  $\text{BiFeO}_3$  с кристаллографической ориентацией (001), (110) представлены в работах [22,23]. Отметим, что данные расчеты позволяют получить эффект смещения гистерезисной зависимости при различной ориентации поляризации в мультиферроике, вызванной действием электрического поля. Таким образом, описанная выше модель позволяет исследовать процессы спиновой переориентации в структуре ферромагнетик–мультиферроик и изучать влияние различных факторов на магнитные состояния в системе. Остановимся на геометрическом факторе, связанном с размерами образца.

Закон Мура накладывает ограничения на физические размеры транзисторов в интегральных микросхемах. В отношении транзисторов МЭСО также прослеживаются определенные закономерности. В работе [1] было показано, что для эффективной работы МЭСО должно выполняться следующее соотношение между токами на входе  $I_c$  и на выходе  $I_s$

$$I_c = \frac{1}{w} \lambda_{\text{ISOC}} [\sigma \times I_s], \quad (7)$$

где  $I_s$  — входной электрический ток ( $\parallel OX$ ), поступающий на МЭ-элемент;  $w$  — минимальный размер устройства (ширина);  $\sigma$  — вектор собственного магнитного момента электрона, определяемый матрицами Паули,  $I_s$  — спиновый ток ( $\parallel OZ$ ) на выходе, после прохождения через СО элемент;  $\lambda_{\text{ISOC}}$  — эффективная длина диффузии спинового тока. По оценкам, сделанным в работах [1,6], размеры наномagnита  $w$  могут быть уменьшены до величин порядка 20–30 nm. Рассмотрим магнитные состояния, которые могут быть реализованы в нанозлементах при изменении их размера.

На рис. 3 показаны траектории  $\mathbf{m}(x)$  намагниченности, рассчитанные на основе описанного выше подхода. Как видно на рис. 3, при малых размерах нанозлемента и выбранных значениях физических параметров в ферромагнитном слое реализуются практически однородные распределения намагниченности, однако при увеличении поперечных размеров нанозлемента на зависимостях  $m_i(x)$ ,  $i = x, y, z$  появляются точки перегиба, которые указывают на возможность формирования топологических структур вихревого типа, которые могут быть использованы при масштабировании спинтронных устройств.

## 4. Заключение

В работе рассмотрены основные аспекты развития спинтроники с использованием магнитоэлектрических материалов на примере магнитоэлектрического спинорбитального (МЭСО) транзистора, рассмотрено его устройство и принципы функционирования. Разработана методика расчета магнитных состояний в обменно-связанных пленках ферромагнетик–мультиферроик с эффектом обменного смещения на примере гетероструктур

на основе мультиферроика  $\text{BiFeO}_3$ . В основе методики лежит концепция ферромагнитного пиннинг-слоя с однонаправленной магнитной анизотропией, формирующегося в области границы раздела ферромагнетик–мультиферроик, что позволяет проводить расчет магнитных конфигураций и их трансформаций под действием магнитного и электрического поля в пленках ограниченной геометрии и структурах наноразмеров средствами пакетов микромагнитных расчетов, в частности, OOMMF. Проведены расчеты магнитных состояний в нанозлементах различных размеров для системы с параметрами  $\text{CoFe/BiFeO}_3$ .

## Финансирование работы

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 23-22-00225.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] S. Manipatruni, D.E. Nikonov, C.-C. Lin, T. A. Gosavi, H. Liu, B. Prasad, Y.-L. Huang, E. Bonturim, R. Ramesh, I.A. Young. *Nature* **565**, 7737 (2019).
- [2] S. Manipatruni, D.E. Nikonov, I.A. Young. *Nature Phys.* **14**, 4 (2018).
- [3] J. Zeng, N. Xu, Y. Chen, C. Huang, Z. Li, L. Fang. *AIMCU-MESO: ACM Trans. Des. Autom. Electron. Syst.* (2022).
- [4] J. Zeng, P. Yi, B. Chen, C. Huang, X. Qi, S. Qiu, L. Fang. *Microelectronics J.* **116**, 105235 (2021).
- [5] Z. Guo, J. Yin, Y. Bai, D. Zhu, K. Shi, G. Wang, K. Cao, W. Zhao. *Proc. IEEE* **109**, 1398 (2021).
- [6] Z. Liang, M. Mankalale, J. Hu, Z. Zhao, J.-P. Wang, S. Sapatnekar. *IEEE J. Explor. Solid State Comp. Dev. Circ.* **PP**, 1 (2018).
- [7] R. Gupta, R. K. Kotnala. *J. Mater. Sci.* **57**, 12710 (2022).
- [8] C. A. F. Vaz, U. Staub. *J. Mater. Chem. C* **1**, 6731 (2013).
- [9] M. Lorenz, G. Wagner, V. Lazenka, P. Schwinkendorf, H. Modarresi, M.J. Van Bael, A. Vantomme, K. Temst, O. Oeckler, M. Grundmann. *Appl. Phys. Lett.* **106**, 012905 (2015).
- [10] P.B. Meisenheimer, S. Novakov, N.M. Vu, J.T. Heron. *J. Appl. Phys.* **123**, 240901 (2018).
- [11] D.A. Burdin, D.V. Chashin, N.A. Ekonomov, L.Y. Fetisov, V.L. Preobrazhensky, Y.K. Fetisov. *Sensors* **23**, 13 (2023).
- [12] X. Liu, Wenjie Song, Mei Wu, Yuben Yang, Ying Yang et al. *Nature Commun.* **12**, 1 (2021)
- [13] H. Niu, J.L. Bosse, Q. He, Y. Gao, M. Trassin et al. *J. Am. Chem. Soc.* **139**, 1520 (2017).
- [14] W.H. Meiklejohn, C.P. Bean. *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956).
- [15] I. Sosnowska, A.K. Zvezdin. *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144**, 167 (1995).
- [16] D.Sando, A. Agbelele, D. Rahmedov, J. Liu, P. Rovillain, C. Toulouse, I. C. Infante, A. P. Pyatakov, S. Fusil, E. Jacquet, C. Carr'et'ero, C. Deranlot, S. Lisenkov, D. Wang, J.-M. le Breton et al. *Nature Mater.* **12**, 641 (2013).

- [17] Z.V. Gareeva, A.F. Popkov, S.V. Soloviov, A.K. Zvezdin. Phys. Rev. B **87**, 214413 (2013).
- [18] Н.Е. Кулагин, А.Ф. Попков, С.В. Соловьёв, А.К. Звездин. ФТТ **61**, 248 (2019).
- [19] Н.Е. Кулагин, А.Ф. Попков, А.К. Звездин. ФТТ **53**, 970 (2011).
- [20] A.F. Popkov, N.E. Kulagin, S.V. Soloviov, K.S. Sukmanova, Z.V. Gareeva, A.K. Zvezdin. Phys. Rev. B **92**, 140414 (2015).
- [21] А.А. Берзин, Д.Л. Винокуров, А.И. Морозов. ФТТ **58**, 2320 (2016).
- [22] Z.V. Gareeva, N.V. Shulga, A.K. Zvezdin. J. Magn. Magn. Mater. **587**, 171323 (2023).
- [23] Z. Gareeva, N. Shulga, R. Doroshenko, A. Zvezdin. Phys. Chem. Chem. Phys. **25**, 22380 (2023).

*Редактор Т.Н. Василевская*