

05,06

# Переключение намагниченности ферромагнетика электрическим полем (Обзор)

© А.И. Морозов

Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики,  
Москва, Россия

Московский физико-технический институт (Государственный университет),  
Долгопрудный, Россия

E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

(Поступил в Редакцию 13 ноября 2013 г.)

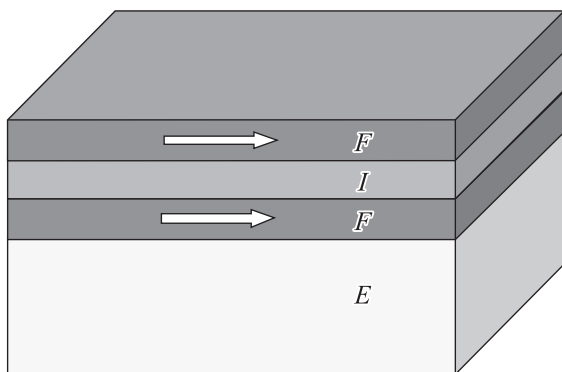
Рассмотрены возможные пути и проблемы создания магниторезистивной памяти с записью электрическим полем. Показано, что наиболее перспективна память на основе компенсированного среза мультиферроика  $\text{BiFeO}_3$ . Малые величины слабого ферромагнитного момента и линейного магнитоэлектрического эффекта в  $\text{BiFeO}_3$  не являются препятствием для ее реализации. Представляет интерес память, переключаемая с помощью индуцируемых слоев пьезоэлектрика упругих напряжений, в которой используется наличие бистабильности намагниченности ферромагнитного слоя.

Работа частично поддержана Минобрнауки России, проект 2.2775.2011 и РФФИ, проект офи-м2 13-02-12425.

## 1. Введение

Совершенствование магниторезистивной памяти с произвольной выборкой (MRAM) является одной из задач спинтроники, имеющей большие перспективы. Масштабирование магнитных битов на нанометровый масштаб ставит задачу уменьшения плотности тока, используемого для записи. Кардинальное решение данной проблемы — это отказ от записи с помощью магнитных полей, создаваемых токами, или самим спинполяризованным током и переход на запись с помощью электрического поля, прикладываемого к диэлектрическому слою (так называемого MERAM — магнитоэлектрическая память с произвольной выборкой) [1].

Обычно задача сводится к переключению намагниченности одного из ферромагнитных слоев, входящих



**Рис. 1.** Магниторезистивная память на основе эффекта туннельного магнетосопротивления с записью электрическим полем:  $F$  — ферромагнитные слои,  $I$  — слой изолятора,  $E$  — электрочувствительный слой.

в туннельное магнитное соединение (MTJ), состоящее из двух проводящих ферромагнитных слоев, разделенных диэлектрической прослойкой (рис. 1). Параллельная ориентация намагниченностей этих слоев соответствует меньшему значению туннельного сопротивления и служит для записи „нуля“, а антипараллельная или взаимно-перпендикулярная ориентация намагниченностей — большему значению сопротивления и используется для записи „единицы“. Считывание информации происходит путем измерения сопротивления.

Для переключения намагниченности одного из ферромагнитных слоев используется дополнительный электрочувствительный слой, соседствующий с выбранным ферромагнитным слоем (рис. 1).

В данном обзоре мы рассмотрим различные механизмы взаимодействия между ферромагнетиком и электрочувствительным слоем, к которому прикладывается электрическое напряжение. Будут также рассмотрены способы создания двух возможных устойчивых ориентаций намагниченности в переключаемом ферромагнитном слое.

Существуют два основных механизма взаимодействия между электрочувствительным и ферромагнитным слоем: обменное взаимодействие между спинами указанных слоев [1] и взаимодействие за счет упругих деформаций, передаваемых от слоя к слою [2,3].

## 2. Обменное взаимодействие между слоями

Чтобы обменное взаимодействие между слоями имело заметную величину, электрочувствительный слой должен быть магнитоупорядоченным. А для управления

электрическим полем необходимо, чтобы магнитный параметр порядка был связан с электрической поляризацией. Таким образом, в данном случае электрочувствительный слой должен быть слоем мультиферроика с магнитным и сегнетоэлектрическим упорядочением.

Теоретически возможно, чтобы это был слой магнитоэлектрика, в котором электрическое поле индуцирует магнитный момент, обменно взаимодействующий со слоем ферромагнетика. Однако малость магнитоэлектрического коэффициента [4] ведет к малой величине индуцированного магнитного момента и энергии обменного взаимодействия. Действительно, для значений компонент тензора линейного магнитоэлектрического эффекта порядка  $10^{-3}$  ( $\text{Cr}_2\text{O}_3$ , система СГС) в электрических полях напряженностью порядка  $10^7$ – $10^8$  В/м индуцируемый магнитный момент в расчете на атом составляет величину  $\leq 10^{-3} \mu_B$  ( $\mu_B$  — магнетон Бора). Это слишком мало для технических применений. Поэтому мы сосредоточимся на системе мультиферроик–ферромагнетик.

Поскольку желательно, чтобы память функционировала при комнатной температуре, то температуры магнитного и сегнетоэлектрического упорядочений мультиферроика должны превосходить комнатную. К сожалению, необходимыми свойствами обладают только феррит висмута  $\text{BiFeO}_3$  и соединения на его основе [5,6].

В объемном  $\text{BiFeO}_3$  присутствует пространственно-модулированная структура [4,7], что приводит к исчезновению магнитоэлектрического эффекта вследствие его усреднения. Однако в тонких ( $< 500$  нм) пленках феррита висмута пространственно-модулированная структура подавляется [8], и реализуется антиферромагнитное упорядочение  $G$ -типа со слабым ферромагнетизмом, обусловленным взаимодействием Дзялошинского–Мория [9,10].

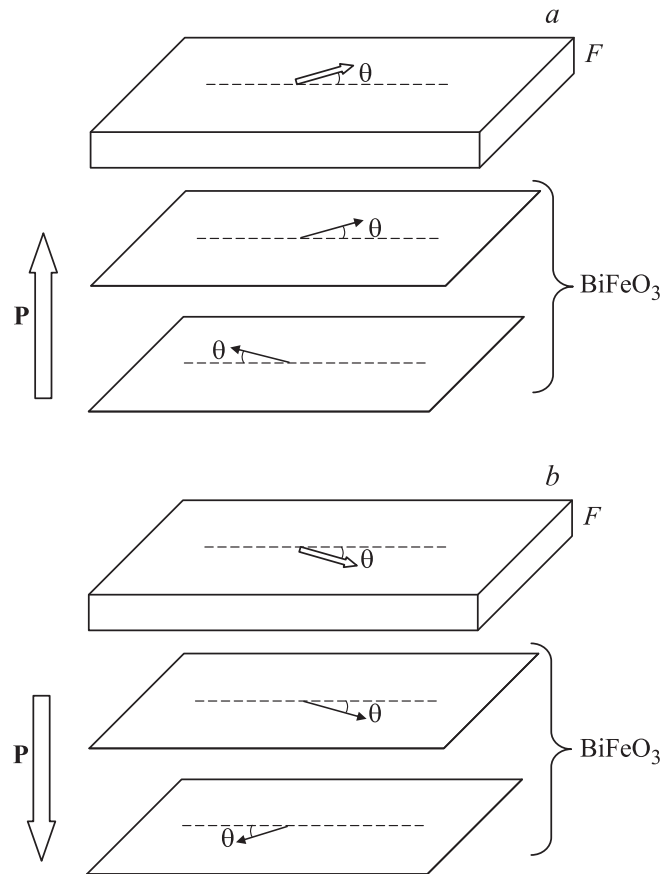
Аналогичного эффекта можно достичь путем замещения висмута стронцием [11] или редкоземельными элементами [12–14].

Спонтанная сегнетоэлектрическая поляризация феррита висмута направлена вдоль одной из осей типа [111] ромбоэдрически искаженной перовскитоподобной структуры.

Магнитные моменты железа лежат в плоскостях типа (111), перпендикулярных направлению спонтанной поляризации. Спины атомов, принадлежащих такой плоскости, направлены параллельно друг другу, то есть принадлежат одной антиферромагнитной подрешетке. Атомы соседних плоскостей принадлежат разным подрешеткам [15].

Первый вопрос, который возникает при создании устройства — каким должен быть срез поверхности раздела мультиферроик–ферромагнетик: компенсированным или некомпенсированным? В работе [1] в качестве такого среза был предложен срез (111), перпендикулярный вектору поляризации  $\mathbf{P}$ .

Приложением соответствующего электрического поля вектор  $\mathbf{P}$  можно переполяризовать в противоположном



**Рис. 2.** Ориентация намагниченностей ферромагнитного слоя ( $F$ ) и атомных плоскостей  $\text{BiFeO}_3$  при противоположных направлениях вектора поляризации ( $a, b$ ),  $\theta$  — угол скоса намагниченностей подрешеток  $\text{BiFeO}_3$ .

направлении. В силу магнитоэлектрического взаимодействия типа Дзялошинского–Мория:

$$W = \alpha(\mathbf{P}, [\mathbf{L}, \mathbf{M}]), \quad (1)$$

где  $\mathbf{L}$  — вектор антиферромагнетизма,  $\mathbf{M}$  — вектор слабого ферромагнитного момента,  $\alpha = \text{const}$ , это вызовет изменение знака  $\mathbf{M}$ .

По идее авторов работы [1] это приведет к перемагничиванию обменно-связанного с магнитоэлектриком ферромагнитного слоя, намагниченность которого лежит в плоскости слоя.

Однако, как уже упоминалось выше, плоскости (111)  $\text{BiFeO}_3$  являются некомпенсированными (ферромагнитно-упорядоченными). В зависимости от знака межслойного обменного взаимодействия спины ферромагнетика ориентированы параллельно или антипараллельно спином верхней атомной плоскости  $\text{BiFeO}_3$  (рис. 2,  $a$ ).

Изменение знака  $\mathbf{M}$ , то есть изменение направления скоса подрешеток феррита висмута (рис. 2,  $b$ ) может вызвать поворот спинов ферромагнетика на малый угол, равный удвоенному углу скоса подрешеток, то есть на

угол порядка градуса [16], если граница раздела слоев является атомно-гладкой.

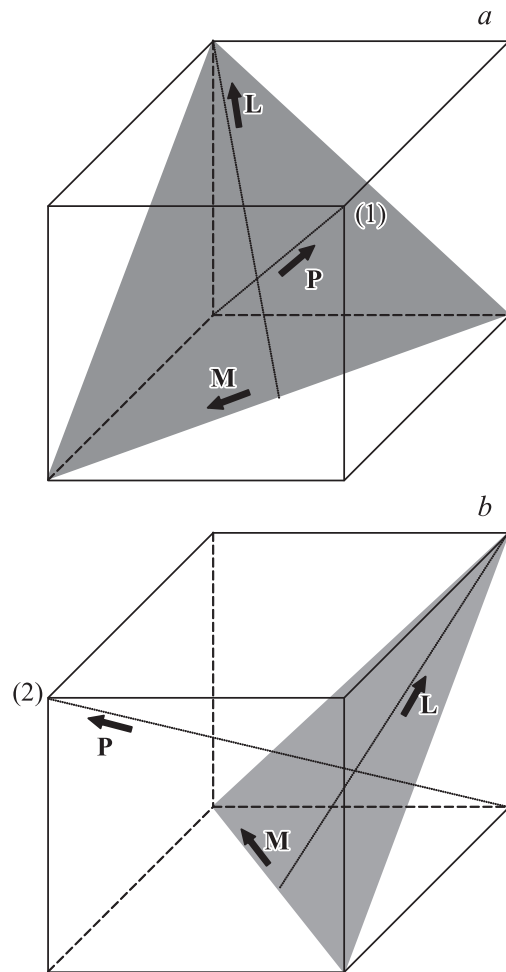
Наличие на границе раздела атомных ступеней, изменяющих толщину слоя на одну атомную плоскость, ведет к фрустрации обменного взаимодействия между слоями [17], усреднению и уменьшению рассматриваемого эффекта.

Как показано в работе [18], для осуществления поворота намагниченности ферромагнитного слоя на угол порядка  $\pi$  атомные плоскости  $\text{BiFeO}_3$ , граничащие с ферромагнетиком, должны быть скомпенсированными, то есть содержать одинаковое число атомов двух антиферромагнитных подрешеток.

Скомпенсированный срез является фрустрированным даже в случае атомно-гладкой границы раздела. Действительно, обменное взаимодействие между спинами ферромагнетика стремится сориентировать их параллельно друг другу. Обменное взаимодействие между спинами нижней плоскости ферромагнетика и спинами верхней плоскости антиферромагнетика стремится сориентировать спины антиферромагнетика параллельно спином ферромагнетика, то есть параллельно друг другу. Вместе с тем, обменное взаимодействие между соседними спинами антиферромагнетика стремится сориентировать их антипараллельно друг другу. Налицо фрустрация обменного взаимодействия на границе раздела слоев. Наличие атомных ступеней на скомпенсированном срезе антиферромагнетика несущественно изменяет ситуацию, так как фрустрация имеет место уже в случае гладкой границы раздела слоев.

Последовательная картина обменного взаимодействия и обусловленного им обменного сдвига на границе ферромагнетика с компенсированной поверхностью коллинеарного двухподрешеточного антиферромагнетика была предложена Кооном [19]. С выходом за рамки обменного приближения и учетом энергии одноионной анизотропии этот вопрос исследован в работе [17]. Согласно теории Коона обменное взаимодействие между спинами ферро- и антиферромагнетика приводит к скосу спинов антиферромагнетика и возникновению в антиферромагнетике вблизи границы раздела наведенного ферромагнитного момента. Аналогично в ферромагнетике в результате отклонений спинов возникает наведенный антиферромагнитный момент. Вектор антиферромагнетизма ортогонален вектору намагниченности ферромагнетика (спин-флоп ориентация). Искажения параметров порядка слоев вблизи границы раздела убывают на атомных масштабах. Аналитически закон убывания наведенных магнитных параметров порядка в глубь соответствующих слоев для компенсированной границы раздела ферромагнетик-антиферромагнетик найден в работе [20]. Быстрота убывания искажений определяется типом кристаллической структуры и видом среза поверхности, их разделяющей.

Согласно работе [21] вектор антиферромагнетизма  $\mathbf{L}$  лежит в плоскости типа (111), перпендикулярной вектору  $\mathbf{P}$ , и в упруго-сжатом слое  $\text{BiFeO}_3$  направлен



**Рис. 3.** Ориентация векторов поляризации, антиферромагнетизма и слабого ферромагнитного момента в феррите висмута до (a) и после (b) переключения электрическим полем вектора поляризации из положения (1) в положение (2).

параллельно одному из трех кристаллографических направлений типа  $[1\bar{1}2]$ . Обусловленное взаимодействием с подложкой ( $\text{SrTiO}_3$ ) сжатие слоя  $\text{BiFeO}_3$  приводит к тому, что из трех возможных ориентаций вектора  $\mathbf{L}$  в плоскости (111) наименьшей энергией обладает состояние с наименьшей проекцией вектора  $\mathbf{L}$  на плоскость слоя. Вектор слабого ферромагнетизма  $\mathbf{M}$  лежит в той же плоскости и ортогонален вектору  $\mathbf{L}$ , то есть параллелен кристаллографическому направлению типа  $[1\bar{1}0]$  (рис. 3, a) и образует с векторами  $\mathbf{P}$  и  $\mathbf{L}$  правую тройку векторов [15]. В случае деформации растяжения ситуация изменяется на противоположную: легкие направления для векторов  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{L}$  меняются местами [21].

Поскольку намагниченность ферромагнитного слоя лежит в плоскости слоя, то наименьшей энергией будут обладать состояния с вектором  $\mathbf{M}$ , также лежащим в плоскости слоев и коллинеарным намагниченности ферромагнетика (параллельным или антипараллельным

в зависимости от знака межслойного обмена). Рассмотрением таких состояний мы и ограничимся.

Для создания магниторезистивной памяти с записью электрическим полем наиболее перспективны слои  $\text{BiFeO}_3$  на подложке  $\text{SrTiO}_3$ , вырезанные параллельно скомпенсированным атомным плоскостям (001) перовскитоподобной кристаллической структуры [18]. При этом следует использовать электрическое поле, направленное параллельно плоскости слоя вдоль ребра псевдокубической решетки.

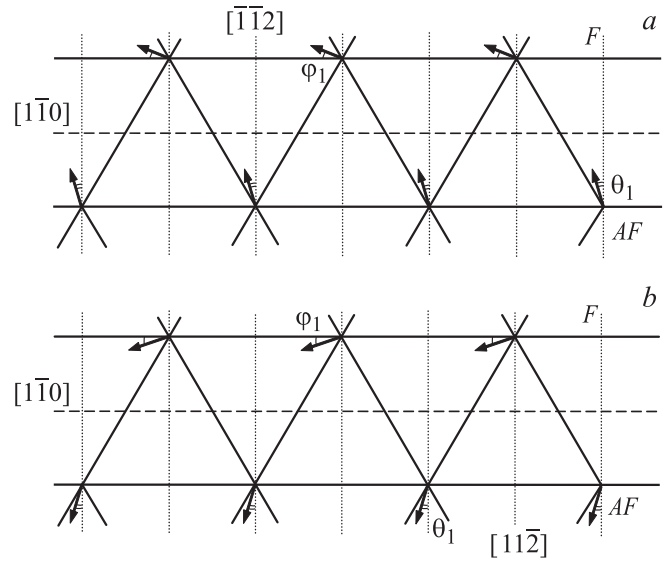
Изменяя его знак, можно переключить поляризацию из положения (1) (рис. 3, *a*) в положение (2) (рис. 3, *b*). При этом происходит поворот вектора  $\mathbf{M}$  и вектора намагниченности ферромагнитного слоя на угол  $90^\circ$ , начальное положение вектора намагниченности ферромагнетика отвечает записи нуля, а конечное — записи единицы.

Именно для компенсированного среза (001) был достигнут эффект  $90^\circ$  переключения намагниченности ферромагнитного слоя путем приложения электрического поля к слою  $\text{BiFeO}_3$  в двухслойной системе ферромагнетик-мультиферроик. Впервые это было реализовано для ферромагнитного слоя  $\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}$  в работе [22]. Аналогичные результаты были получены с тем же ферромагнетиком в работе [23] и с ферромагнитным слоем  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  в работе [24].

Второй принципиальный вопрос, возникающий при создании памяти: чем обусловлена связь между ферромагнитным слоем и слоем  $\text{BiFeO}_3$ ?

Для ответа на него рассмотрим дискретную решетку спинов системы ферромагнетик-мультиферроик при температурах  $T \ll T_N$  и  $T \ll T_C$ , когда модули локализованных спинов можно считать неизменными [25]. Будем предполагать, что слои выращены эпитаксиально, то есть кристаллическая решетка ферромагнитного слоя продолжает кристаллическую решетку мультиферроика. Пронумеруем компенсированные атомные плоскости, параллельные границе раздела, индексами  $i$  и  $j$  для мультиферроика и ферромагнетика соответственно, начиная с поверхности. В приближении взаимодействия ближайших соседей обменное поле ферромагнетика действует только на один атомный слой спинов мультиферроика.

В отсутствии внешнего поля в обменном приближении вектор намагниченности ферромагнетика ориентируется перпендикулярно вектору антиферромагнетизма мультиферроика, на компенсированную поверхность которого нанесен ферромагнитный слой. Пусть в плоскости ферромагнитного слоя существуют две легкие оси:  $[\bar{1}10]$  и  $[1\bar{1}0]$ , и вектор намагниченности ферромагнетика параллелен направлению  $[\bar{1}10]$ . Вектор антиферромагнетизма мультиферроика лежит в плоскости (111) и параллелен направлению  $[\bar{1}\bar{1}2]$  (рис. 3, *a*). Обменное взаимодействие спинов нижнего слоя ферромагнетика со спинами верхнего слоя мультиферроика приводит к развороту спинов ферромагнетика на углы  $\pm\varphi_j$  в плоскости (111) от направления  $[\bar{1}\bar{1}0]$  (рис. 4) и к



**Рис. 4.** Ориентация спинов вблизи границы раздела  $\text{BiFeO}_3$  (AF) — ферромагнетик (F) в двух соседних атомных плоскостях типа (111) — (a) и (b) соответственно, штриховая линия соответствует границе раздела.

дополнительному скосу намагниченностей подрешеток мультиферроика. Скос намагниченностей антиферромагнитных подрешеток на угол  $\theta_i$ , отсчитываемый от направлений  $[\bar{1}\bar{1}2]$  и  $[11\bar{2}]$ , происходит в этой же плоскости (рис. 4). Таким образом, в ферромагнетике наводится антиферромагнитное упорядочение, а в антиферромагнетике — ферромагнитное.

Пусть обменные интегралы  $J_f$ ,  $J_{af}$  и  $J_{f,af}$  описывают обменные взаимодействия соседних спинов ферромагнетика, мультиферроика и спинов разных слоев на границе раздела соответственно. Тип кристаллической решетки и вид среза определяет соотношение числа  $a$  ближайших к данному спину соседей, расположенных в соседней атомной плоскости, и числа  $b$  ближайших соседей в своей атомной плоскости для семейства плоскостей, параллельных границе раздела. В случае среза (001)  $\text{BiFeO}_3$  —  $a = 1$ ,  $b = 4$ .

При заданных  $a$  и  $b$  выражение для энергии обменного взаимодействия на границе ферромагнетик-мультиферроик имеет вид

$$W_{f,af}^{ex} = -aN|J_{f,af}|S_f S_{af} \sin(\theta_1 + \varphi_1), \quad (2)$$

где  $S_f$  и  $S_{af}$  — средние значения спинов атомов ферромагнетика и мультиферроика,  $N$  — число атомов атомной плоскости,  $\theta_1$  — угол скоса подрешеток верхней атомной плоскости мультиферроика,  $\varphi_1$  — угол отворота спинов нижней атомной плоскости ферромагнетика. От знака  $J_{f,af}$  зависит только направление скоса: при  $J_{f,af} > 0$  направление вектора намагниченности верхнего слоя мультиферроика совпадает с намагниченностью ферромагнетика, а при  $J_{f,af} < 0$  эти вектора являются противоположно направленными.

Энергии обменного взаимодействия в слоях ферромагнетика и мультиферроика равны соответственно:

$$W_f^{ex} = -\frac{NJ_f S_f^2}{2} \left\{ a \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + b \cos 2\varphi_1 + \sum_{j \geq 2}^{\infty} [a \cos(\varphi_j - \varphi_{j-1}) + a \cos(\varphi_j - \varphi_{j+1}) + b \cos 2\varphi_j] \right\}, \quad (3)$$

$$W_{af}^{ex} = -\frac{N|J_{af}|S_{af}^2}{2} \left\{ a \cos(\theta_1 + \theta_2) + b \cos 2\theta_1 + \sum_{i \geq 2}^{\infty} [a \cos(\theta_i + \theta_{i-1}) + a \cos(\theta_i + \theta_{i+1}) + b \cos 2\theta_i] \right\}. \quad (4)$$

Энергии анизотропии в плоскости (111) для ферромагнетика и мультиферроика имеют вид

$$W_f^{an} = -KN \sum_{j=1}^{\infty} \cos 6\varphi_j, \quad (5)$$

$$W_{af}^{an} = -AN \sum_{j=1}^{\infty} \cos 6\theta_j, \quad (6)$$

где  $K, A > 0$  — константы анизотропии для ферромагнетика и мультиферроика соответственно.

Энергия антисимметричного обмена Дзялошинского–Мория [20,21] в мультиферроике представляется в виде

$$W_{af}^{DM} = -\frac{NDS_{af}^2}{2} \left\{ a \sin(\theta_1 + \theta_2) + b \sin 2\theta_1 + \sum_{i \geq 2}^{\infty} [a \sin(\theta_i + \theta_{i-1}) + a \sin(\theta_i + \theta_{i+1}) + b \sin 2\theta_i] \right\}. \quad (7)$$

где  $D$  — модуль вектора Дзялошинского.

Введем отклонение угла скоса намагниченностей подрешеток  $\text{BiFeO}_3$  от объемного значения

$$\theta_i = \theta_0 + \chi_i, \quad (8)$$

и в дальнейшем будем обозначать индексом ноль объемные значения энергий, без учета поверхностных искажений, то есть при  $\varphi_j = \chi_i = 0$ .

Полная энергия взаимодействия слоев  $W$

$$W = \Delta W_f + \Delta W_{af} + W_{f,af}^{ex} = W_f^{ex} - W_{f,0}^{ex} + W_f^{an} - W_{f,0}^{an} + W_{af}^{ex} - W_{af,0}^{ex} + W_{af}^{an} - W_{af,0}^{an} + W_{af}^{DM} - W_{af,0}^{DM} + W_{f,af}^{ex}. \quad (9)$$

Минимизируя полную энергию по параметрам  $\chi_i, \varphi_j$ , получаем для них систему нелинейных уравнений. Как показывает численный расчет, проведенный в работе [26] при характерных для  $\text{BiFeO}_3$  и ферромагнитного слоя  $\text{CoFe}$  значениях параметров, приведенных в

Экспериментальные значения констант

Константа	Значение, J	Источник
$J_{f,af}$	$8 \cdot 10^{-21}$	[27]
$J_f$	$11 \cdot 10^{-21}$	[28]
$J_{af}$	$-7 \cdot 10^{-22}$	[29]
$A$	$8 \cdot 10^{-26}$	[30]
$K$	$2.9 \cdot 10^{-26}$	[31]
$D$	$1.7 \cdot 10^{-23}$	[29]

таблице, вклад энергии анизотропии и взаимодействия Дзялошинского–Мория в энергию взаимодействия слоев порядка 1%. Поэтому можно смело пренебречь ими и рассчитывать энергию взаимодействия слоев  $W$  в обменном приближении.

В случае малых углов отклонений  $\theta_i, \varphi_j \ll 1$  удается получить аналитическое выражение. Согласно работе [20]:

$$W = -\frac{a^2 N |J_{f,af}|^2 S_{af}^2 S_f^2}{2(b + \sqrt{b(b + 2a)})} \left\{ \frac{1}{J_f S_f^2} + \frac{1}{|J_{af}| S_{af}^2} \right\}. \quad (10)$$

Легко видеть, что энергия взаимодействия слоев определяется наиболее мягкой подсистемой: больший вклад дает слой, в котором обменная жесткость ниже, а наведенный параметр порядка больше.

Объемное значение угла скоса антиферромагнитных подрешеток в  $G$ -фазе  $\text{BiFeO}_3$  соответствует среднему значению магнитного момента атома железа  $0.02 \mu_B$  [16]. Угол скоса подрешеток в атомной плоскости, граничащей с ферромагнетиком,  $\chi_1 = 49^\circ$ , найденный из численного решения [26], соответствует среднему значению магнитного момента атома железа в этой плоскости  $0.9 \mu_B$ . Полученные в системе  $\text{BiFeO}_3/\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  методом рентгеновского магнитного кругового дихроизма средние значения магнитного момента атома железа в объеме  $\text{BiFeO}_3$  и вблизи границы раздела составили соответственно  $0.03 \mu_B$  и  $0.6 \mu_B$  [32], что подтверждает обменный характер искажений магнитных параметров порядка на границе раздела.

Перемагничивание слоя ферромагнетика в системе ферромагнетик-мультиферроик, полностью определяется обменным взаимодействием. Электрическое поле приводит к развороту вектора поляризации и связанного с ним вектора антиферромагнетизма в слое мультиферроика, что, в свою очередь, приводит к развороту намагниченности ферромагнитного слоя на  $90^\circ$  за счет обменного взаимодействия на границе раздела ферромагнетик-мультиферроик. Наличие слабого ферромагнетизма и линейного магнитоэлектрического эффекта не являются необходимыми для реализации магниторезистивной памяти на основе нанослоев мультиферроика с записью электрическим полем.

Сравнение энергии взаимодействия слоев с потенциальным барьером, создаваемым энергией анизотропии ферромагнетика для разворота его намагниченности в

плоскости (001) на угол  $90^\circ$  показывает, что переключение электрическим полем возможно при максимально допустимой толщине слоя CoFe в 300 nm, что намного превосходит характерную толщину ферромагнитных слоев в магнитном туннельном соединении [26].

### 3. Упругое взаимодействие между слоями

Запись информации при этом механизме межслойного взаимодействия происходит следующим образом: под действием электрического поля происходит или деформация слоя пьезоэлектрика, или изменение деформации слоя сегнетоэлектрика-сегнетоэластика вследствие переориентации вектора спонтанной поляризации, вызванной электрическим полем. Деформация передается слою ферромагнетика. В последнем, вследствие магнитоупругого взаимодействия, происходит переориентация легкой оси и, следовательно, вектора намагниченности [2,3].

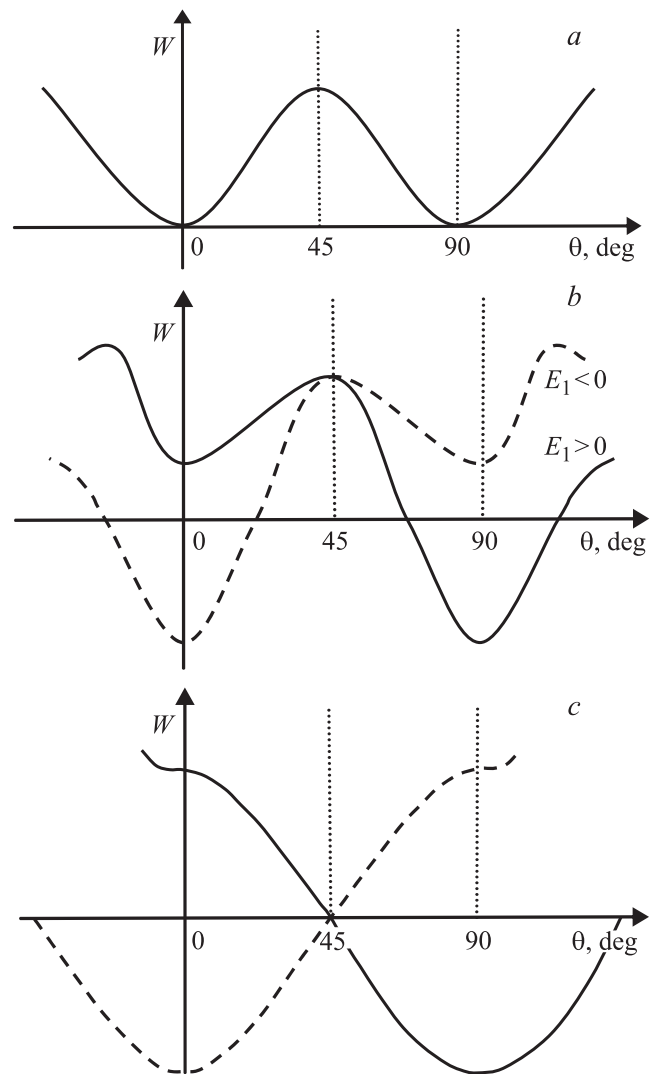
Вопрос переориентации легкой оси под действием деформации хорошо исследован как теоретически [33–35], так и экспериментально [36–41]. При этом возможны два случая:

- переориентация происходит между двумя положениями равновесия, существовавшими в отсутствие взаимодействия с электрочувствительным слоем;
- направление намагниченности ферромагнитного слоя определяется остаточной деформацией пьезоэлектрика или ориентацией сегнетоэластических доменов.

В первом из рассматриваемых случаев наибольший интерес представляет природа указанных положений равновесия (природа бистабильности). По мнению автора, лучше всего для ее создания подходит область гистерезиса при ориентационном фазовом переходе первого рода. Наличие в этой области двух фаз обеспечивает бистабильность. Автору не известен ферромагнетик с широкой областью ориентационного перехода первого рода, лежащей при комнатной температуре.

В качестве ферромагнитного слоя можно выбрать слой кубического или тетрагонального кристалла с ориентацией (001) и двумя взаимно-перпендикулярными легкими осями, лежащими в плоскости слоя (срез (001) кубической или тетрагональной решетки). В отсутствие электрического поля, приложенного к слою пьезоэлектрика, то есть в отсутствие деформации, обе легкие оси эквивалентны в том смысле, что энергия двух взаимно-перпендикулярных направлений намагниченности, соответствующих этим легким осям, одинакова (рис. 5, а, взаимодействием со вторым ферромагнитным слоем мы пренебрегаем).

Приложение электрического напряжения к пьезоэлектрическому слою вызывает деформацию растяжения или сжатия в зависимости от знака прикладываемого напряжения. Возникшая деформация делает неэквивалентными вышеуказанные легкие направления намагниченности: одно из них будет обладать меньшей энер-



**Рис. 5.** Зависимость энергии анизотропии от направления вектора намагниченности в плоскости слоя в отсутствие деформации (а), при допороговой (b) и пороговой упругой деформации (с).

гией анизотропии, чем другое (рис. 5, b). С ростом электрического поля один из минимумов этой энергии может вообще исчезнуть (рис. 5, с). Таким образом, намагниченность станет коллинеарной оставшейся легкой оси. После снятия напряжения она не изменит своей ориентации.

Смена знака напряжения приводит к замене растяжения сжатием и меняет минимумы энергии анизотропии местами: более выгодной становится ориентация, перпендикулярная той, которая реализовалась при растяжении.

Таким образом, прикладывая напряжения противоположного знака, можно ориентировать намагниченность ферромагнитного слоя в двух взаимно-перпендикулярных направлениях, отвечающих записи „нуля“ или „единицы“.

Недостатком описанной памяти является малое значение константы кубической анизотропии, что приводит, вследствие существования суперпарамагнитного порога, к ограничению снизу на объем переключаемого ферромагнитного слоя. Для случая железа, объем ферромагнитного слоя должен превосходить  $2 \cdot 10^4 \text{ nm}^3$ . То есть для слоя толщиной 2 nm его размеры в плоскости слоя должны превосходить 100 nm. Это неудобно по двум причинам: во-первых, возникает принципиальное ограничение на уменьшение размеров бита, а, во-вторых, указанные латеральные размеры уже выходят за границы области существования монодоменного состояния в отдельном бите.

В работе [42] предложен прототип памяти, в котором две равновесные ориентации намагниченности в системе ферромагнетик-пьезоэлектрик создаются вследствие конкуренции между энергией анизотропии одноосного кристалла и энергией намагниченности ферромагнетика во внешнем магнитном поле. Конечно, необходимость постоянного поддержания внешнего магнитного поля усложняет конструкцию памяти.

Если же при отсутствии взаимодействия с электрочувствительным слоем бистабильное состояние не имеет места, то стабильность одного из двух возможных направлений намагниченности, задающих „ноль“ и „единицу“, обеспечивается остаточной упругой деформацией. То есть должен иметь место гистерезис. Такой гистерезис наблюдался в работах [43–45]. В работах [43,44] в качестве электрочувствительного слоя использовалась сегнетоэлектрическая керамика и наблюдался пьезоэлектрический гистерезис, природа которого требует дополнительных исследований. В работе [45] имело место  $109^\circ$  переключение сегнетоэластических доменов в электрочувствительном слое  $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})_{1-x}\text{Ti}_x\text{O}_3$  под действием электрического поля.

Следует, однако, отметить макроскопические (миллиметровые) размеры пьезоэлектрических пластин, при которых наблюдался эффект. Эти пластины, как правило, играли роль подложки. Но при создании памяти электрочувствительный слой должен быть индивидуален у каждого бита и иметь размеры нанометрового масштаба в плоскости слоя, а общая подложка должна быть пассивным элементом. При этом мы сталкиваемся с двумя проблемами: первая — это достижение необходимого для переключения намагниченности уровня упругой деформации. Для этого относительный объем электрочувствительного слоя должен быть существенным. В противном случае, при наличии массивной подложки, деформации ослабевают [46]. Вторая — это сохранение необходимого для превышения суперпарамагнитного порога уровня упругого гистерезиса при масштабировании размеров электрочувствительного слоя на нанометровый диапазон.

#### 4. Выводы

В заключение, подводя итоги, отметим перспективные направления создания магниторезистивной памяти с записью электрическим полем.

Это

— память на основе компенсированного среза  $\text{ViFeO}_3$  с записью электрическим полем. Для ее создания наиболее перспективны слои  $\text{ViFeO}_3$  на подложке  $\text{SrTiO}_3$ , выращенные параллельно скомпенсированным атомным плоскостям (001) перовскитоподобной кристаллической структуры. При этом следует использовать электрическое поле, направленное параллельно плоскости слоя вдоль ребра псевдокубической решетки. Наличие слабого ферромагнетизма и линейного магнитоэлектрического эффекта не является необходимым для ее реализации. Перемагничивание слоя ферромагнетика в системе ферромагнетик-мультиферроик, полностью определяется обменным взаимодействием. Электрическое поле приводит к развороту вектора поляризации и связанного с ним вектора антиферромагнетизма в слое мультиферроика, что, в свою очередь, приводит к развороту намагниченности ферромагнитного слоя на  $90^\circ$  за счет обменного взаимодействия на границе раздела ферромагнетик-мультиферроик;

— память, переключаемая с помощью упругих напряжений, в которой используется наличие бистабильности намагниченности ферромагнитного слоя. При этом необходимо обеспечить наличие барьера между состояниями, превышающего суперпарамагнитный порог, при переходе к латеральным размерам бита порядка десятков нанометров.

Автор благодарен Ю.К. Фетисову и Д.Л. Винокурову за помощь, оказанную в подборе литературных источников и поддержку.

#### Список литературы

- [1] R. Thomas, J.S. Scott, D.N. Bose, R.S. Katiyar. *J. Phys.: Cond. Matter* **22**, 423 201 (2010).
- [2] J. Hu, Z. Li, J. Wang, C-W. Nan. *J. Appl. Phys.* **107**, 093 912 (2010).
- [3] J. Ma, J. Hu, Z. Li, C-W. Nan. *Adv. Mater* **23**, 1062 (2011).
- [4] А.П. Пятаков, А.К. Звездин. *УФН* **182**, 593 (2012).
- [5] G. Catalan, J.F. Scott. *Adv. Matter* **21**, 2463 (2009).
- [6] G. Lawes, G. Srinivasan. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 243 001 (2011).
- [7] I. Sosnowska, T.P. Neumaier, E. Steichele. *J. Phys. C: Solid State Phys.* **15**, 4835 (1982).
- [8] F. Bai, J. Wang, M. Wutting, J.F. Li, N. Wang, A.P. Pyatakov, A.K. Zvezdin, L.E. Cross, D. Viehland. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 032 511 (2005).
- [9] И.Е. Дзялошинский. *ЖЭТФ* **32**, 1547 (1957).
- [10] T. Moriya. *Phys. Rev. B* **120**, 91 (1960).
- [11] В.С. Покатилов, А.С. Сигов, В.В. Покатилов, А.О. Коновалова. *Изв. РАН. Сер. физ.* **74**, 1166 (2010).
- [12] P. Uniyal, K.L. Yadav. *J. Phys.: Cond. Matter* **21**, 012 205 (2009).
- [13] J.A.M. Cagigas, D.S. Candela, E. Bagio-Saitovitch. *J. Phys.: Conf. ser.* **200**, 012 134 (2010).
- [14] В.С. Покатилов, В.В. Покатилов, А.С. Сигов. *ФТТ* **51**, 518 (2009).
- [15] C. Ederer, N.A. Spaldin. *Phys. Rev. B* **71**, 060 401 (R) (2005).

- [16] M. Ramazanoglu, M. Laver, W. Ratcliff II, S.M. Watson, W.C. Chen, A. Jackson, K. Kothapalli, S. Lee, S.-W. Cheong, V. Kiryukhin. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 207 206 (2011).
- [17] А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ФТТ* **54**, 209 (2012).
- [18] А.И. Морозов, А.С. Сигов. *Нано- и микросистемная техника* **10**, 10 (2012).
- [19] N.C. Koon. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4865 (1997).
- [20] А.И. Морозов. *ФТТ* **45**, 1847 (2003).
- [21] M.B. Holcomb, L.W. Martin, A. Scholl, Q. He, P. Yu, C.-H. Yang, S.Y. Yang, P.-A. Glans, M. Valvidares, M. Huijben, J.B. Kortright, J. Guo, Y.-H. Chu, R. Ramesh. *Phys. Rev. B* **81**, 134 406 (2010).
- [22] Y.-H. Chu, L.W. Martin, M.B. Holcomb, M. Gajek, S.-J. Han, Q. He, N. Balke, C.-H. Yang, D. Lee, W. Hu, Q. Zhan, P.-L. Yang, A. Fraile-Rodriguez, A. Scholl, S.X. Wang, R. Ramesh. *Nature Mater.* **7**, 478 (2008).
- [23] J.T. Heron, M. Trassin, K. Ashraf, M. Gajek, Q. He, S.Y. Yang, D.E. Nikonov, Y.-H. Chu, S. Salahuddin, R. Ramesh. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 217 202 (2011).
- [24] S.M. Wu, S.A. Cybart, D. Yi, J.M. Parker, R. Ramesh, R.C. Dynes. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 067 202 (2013).
- [25] Д.Л. Винокуров, А.И. Морозов. *ФТТ* **55**, 2135 (2013).
- [26] Д.Л. Винокуров. *Нано- и микросистемная техника* № 4 (2014).
- [27] D.Y. Qiu, K. Ashraf, S. Salahuddin. *Appl. Phys. Lett.* **102**, 112 902 (2013).
- [28] C. Bilzer, T. Devolder, J.-V. Kim, G. Counil, C. Chappert. *J. Appl. Phys.* **100**, 053 903 (2006).
- [29] J. Jeong, E. A. Goremychkin, T. Guidi, K. Nakajima, G.S. Jeon, S.-A. Kim, S. Furukawa, Y.B. Kim, S. Lee, V. Kiryukhin, S.-W. Cheong, J.-G. Park. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 077 202 (2012).
- [30] K. Ashraf, S. Salahuddin. *J. Appl. Phys.* **111**, 103 904 (2012).
- [31] M. Lane, Y.-H. Chu, M. Holcomb, M. Huijben, P. Yu, S.-J. Han, D. Lee, S. Wang, R. Ramesh. *Nano Lett.* **8**, 2050 (2008).
- [32] P. Yu, J.-S. Lee, S. Okamoto, M.D. Rossell, M. Huijben, C.-H. Yang, Q. He, J.X. Zhang, S.Y. Yang, M.J. Lee, Q.M. Ramasse, R. Erni, Y.-H. Chu, D.A. Arena, C.-C. Kao, L.W. Martin, R. Ramesh. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 027 201 (2010).
- [33] N.A. Pertsev. *Phys. Rev. B* **78**, 212 102 (2008).
- [34] J.-M. Hu, C.W. Nan. *Phys. Rev. B* **80**, 224 416 (2009).
- [35] J.-M. Hu, C.W. Nan, L.-Q. Chen. *Phys. Rev. B* **83**, 134 408 (2011).
- [36] A. Brandlmaier, S. Geprags, M. Weiler, A. Boger, M. Opel, H. Huebl, C. Bihler, M.S. Brandt, B. Botters, D. Grundler, R. Gross, S.T.B. Goennenwein. *Phys. Rev. B* **77**, 104 445 (2008).
- [37] M. Weiler, A. Brandlmaier, S. Geprags, M. Althammer, M. Opel, C. Bihler, H. Huebl, M.S. Brandt, R. Gross, S.T.B. Goennenwein. *New J. Phys.* **11**, 013 021 (2009).
- [38] S. Polisetty, W. Echtenkamp, K. Jones, X. He, S. Sahoo, Ch. Binek. *Phys. Rev. B* **82**, 134 419 (2010).
- [39] A. Brandlmaier, S. Geprags, G. Woltersdort, R. Gross, S.T.B. Goennenwein. *J. Appl. Phys.* **110**, 043 913 (2011).
- [40] R.V. Chopdekar, V.K. Malik, A.F. Rodriguez, L. Le Guyader, Y. Takamura, A. Scholl, D. Stender, C.W. Schneider, C. Bernhard, F. Nolting, L.J. Heyderman. *Phys. Rev. B* **86**, 014 408 (2012).
- [41] M. Buzzi, R.V. Chopdekar, J.L. Hockel, A. Bur, T. Wu, N. Pilet, P. Warnicke, G.P. Carman, L.J. Heyderman, F. Nolting. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 027 204 (2013).
- [42] N. Tiercelin, V. Preobrazhensky, V. Mortet, A. Talbi, A. Soltani, K. Haenen, P. Penrod. *J. Magn. Magn. Mater.* **321**, 1803 (2009).
- [43] T. Wu, A. Bur, K. Wong, P. Zhao, C.S. Lynch, P.K. Aminri, K.L. Wang, G.P. Carman. *Appl. Phys. Lett.* **98**, 262 504 (2011).
- [44] T.X. Nan, Z.Y. Zhou, J. Lou, M. Liu, X. Yang, Y. Gao, S. Rand, N.X. Sun. *Appl. Phys. Lett.* **100**, 132 409 (2012).
- [45] S. Zhang, Y.G. Zhao, P.S. Li, J.J. Yang, S. Rizwan, J.X. Zhang, J. Seidel, T.L. Qu, Y.J. Yang, Z.L. Luo, Q. He, T. Zou, Q.P. Chen, J.W. Wang, L.F. Yang, Y. Sun, Y.Z. Wu, X. Xiao, X.F. Jin, J. Huang, C. Gao, X.F. Han, R. Ramesh. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 137 203 (2012).
- [46] Д.А. Филиппов, Г. Сринивасан. *Вест. новгородского гос. ун-та* **46**, 56 (2008).