

Бистабильное состояние в магнитных наноструктурах

© Д.Л. Винокуров¹, А.И. Морозов^{1,2}

¹ Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия

² Московский физико-технический институт (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 30 июня 2014 г.)

Исследованы условия существования бистабильного состояния в слое ферромагнетика, который входит в состав магниторезистивной памяти, переключаемой электрическим полем. Такие состояния, отвечающие локальным минимумам потенциала Гиббса, соответствуют взаимно перпендикулярным направлениям намагниченности. Для ряда перспективных материалов получены оценки минимального объема ферромагнитного слоя, при котором барьер между состояниями превосходит суперпарамагнитный предел, и рассмотрены возможности его уменьшения.

Работа частично поддержана РФФИ (проект офи-м2 13-02-12425).

1. Введение

Постоянно растущий спрос на системы хранения информации, обладающие одновременно высокой скоростью и малым энергопотреблением, стимулирует поиск путей создания магниторезистивной памяти, переключаемой электрическим полем (MERAM). Основные направления этих усилий описаны в недавнем обзоре одного из авторов [1].

Для создания памяти необходима возможность разворота на 90° намагниченности одного из ферромагнитных слоев, входящих в туннельное магнитное соединение (MTJ), состоящее из двух проводящих ферромагнитных слоев, разделенных диэлектрической прослойкой (рис. 1). Параллельная ориентация намагниченностей этих слоев служит для записи „нуля“, а взаимно перпендикулярная ориентация намагниченностей используется для записи „единицы“. Поскольку этим состояниям соответствуют различные значения туннельного сопротивления, считывание информации происходит путем его измерения.

Для переключения намагниченности одного из ферромагнитных слоев используется дополнительный электрочувствительный слой, соседствующий с выбранным ферромагнитным слоем (рис. 1). Одним из возможных механизмов взаимодействия этих слоев является взаимодействие за счет упругих деформаций, передаваемых от слоя к слою. Под действием электрического поля происходит деформация слоя пьезоэлектрика или изменение деформации слоя сегнетоэлектрика-сегнетоэластика вследствие переориентации вектора спонтанной поляризации. Она передается слою ферромагнетика. В последнем вследствие магнитоупругого взаимодействия происходит переориентация легкой оси и, следовательно, вектора намагниченности [2–5]. Существенно, чтобы переориентация имела место только в ближайшем слое ферромагнетика, а не в обоих слоях. Для этого второй

ферромагнитный слой должен обладать высоким значением одноосной анизотропии, превосходящим анизотропию, индуцируемую магнитоупругим взаимодействием.

При этом, как указывалось в [1], возможны два случая.

- 1) Направление намагниченности ферромагнитного слоя определяется остаточной деформацией пьезоэлектрика или ориентацией сегнетоэластических доменов (в недавней работе [6] предложена конструкция памяти „на длинной ноге“, в основе которой лежит этот принцип);
- 2) Переориентация происходит между двумя положениями равновесия, существовавшими в отсутствие взаимодействия с электрочувствительным слоем (существование таких положений равновесия будем называть бистабильностью). Именно этот случай является предметом настоящей работы.

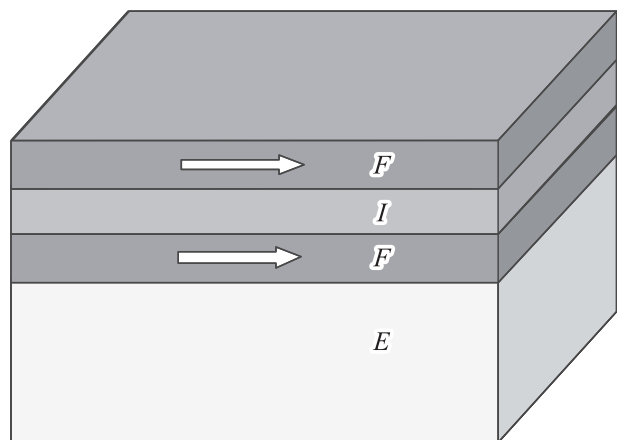


Рис. 1. Магниторезистивная память на основе эффекта туннельного магнетосопротивления с записью электрическим полем. F — ферромагнитные слои, I — слой изолятора, E — электрочувствительный слой.

В ней исследуется природа бистабильности и рассмотрены возможные пути увеличения удельной энергии барьера между двумя стабильными состояниями с целью уменьшения размера бита. Напомним, что ограничения, накладываемые на этот размер, диктуются существованием суперпарамагнитного предела, т.е. требованием, чтобы величина энергетического барьера превосходила $70 k_B T \sim 2 \text{ eV}$ (здесь k_B — постоянная Больцмана, а T — абсолютная температура).

2. Две легкие оси в плоскости слоя

Рассмотрим сначала простейший случай бистабильности, описанный в работе [1]. 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 E_1 , приложенного к слою пьезоэлектрика, т.е. в отсут-

ствии деформации, обе легкие оси эквивалентны в том смысле, что энергия двух взаимно перпендикулярных направлений намагниченности, соответствующих этим легким осям, одинакова (рис. 2, *a*; 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 указанные выше легкие направления намагниченности: одно из них будет обладать меньшей энергией анизотропии, чем другое (рис. 2, *b*). С ростом электрического поля один из минимумов этой энергии может вообще исчезнуть (рис. 2, *c*). 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 объема переключаемого ферромагнитного слоя. Для случая железа объем ферромагнитного слоя должен превосходить $2 \cdot 10^4 \text{ nm}^3$, т.е. для слоя толщиной 2 nm его размеры в плоскости слоя должны превосходить 100 nm . Это неудобно по двум причинам: во-первых, существует принципиальное ограничение снизу на размер бита, которое запрещает дальнейшее его уменьшение, а во-вторых, указанные латеральные размеры уже выходят за границы области существования монокристаллического состояния в отдельном бите.

Рассмотрим возможные пути увеличения энергетического барьера между двумя состояниями в плоскости слоя.

2.1. Одноосная анизотропия. Предположим, что для слоя ферромагнетика помимо кубической анизотропии существует также одноосная анизотропия, связанная либо с анизотропией формы, либо с деформацией подложки.

Выражение для суммарной удельной энергии анизотропии ферромагнитного слоя имеет вид

$$W = -K_a \cos^2 \varphi - K_1 (\cos^4 \varphi + \sin^4 \varphi), \quad (1)$$

где K_a и K_1 — константы одноосной и кубической анизотропии соответственно, а φ — угол между намагниченностью и первой легкой осью в плоскости слоя.

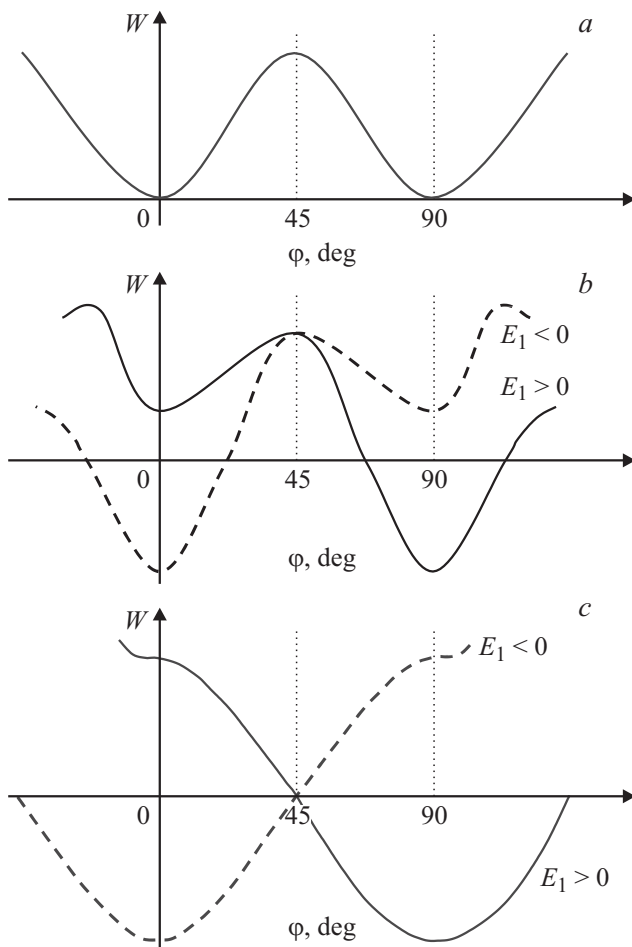


Рис. 2. Зависимость энергии анизотропии от направления вектора намагниченности в плоскости слоя в отсутствие деформации (*a*), при допороговой (*b*) и пороговой упругой деформации (*c*).

Сильная одноосная анизотропия вообще устраняет вторую легкую ось, соответствующую $\varphi = \pi/2$, она возникает только в случае

$$K_1 > K_a/2. \quad (2)$$

Будем считать, что условие (2) выполнено. В присутствии одноосной анизотропии минимум энергии, отвечающей одной легкой оси ($\varphi = 0$), становится более глубоким, чем в отсутствие одноосного вклада, в то время как минимум, отвечающий второй легкой оси ($\varphi = \pi/2$), — менее глубоким. Разность энергий анизотропии между максимумом и менее глубоким минимумом равна

$$\Delta = \frac{K_a^2}{8K_1} - \frac{K_a}{2} + \frac{K_1}{2}. \quad (3)$$

В случае отсутствия одноосного вклада ($K_a = 0$) $\Delta = K_1/2$.

Таким образом, одноосный вклад в энергию анизотропии не может уменьшить минимальную величину объема слоя, которая находится из условия

$$\Delta V_{\min} = 2eV. \quad (4)$$

Величины минимальных объемов, рассчитанные для ряда перспективных материалов, приведены в табл. 1. В качестве параметров материалов использованы значения, приведенные в работах [2,5].

2.2. Учет магнитоупругого взаимодействия. В предыдущем подразделе мы рассматривали ферромагнитный слой на жесткой подложке, препятствующей его деформации вследствие магнитоупругого взаимодействия. Здесь мы рассмотрим свободный слой, понимая, что реально минимальный объем отвечает значению, расположенному между значениями для зажатого и свободного слоев. В общем виде энергия анизотропии кубического кристалла имеет вид [7]

$$W_{\text{an}} = -K_1(m_1^4 + m_2^4 + m_3^4), \quad (5)$$

где m_i — направляющие косинусы вектора намагниченности.

Магнитоупругая энергия и упругая энергия кристалла имеют вид [8,9]

$$W_{\text{me}} = B_1(\varepsilon_{11}m_1^2 + \varepsilon_{22}m_2^2 + \varepsilon_{33}m_3^2) + B_2(\varepsilon_{12}m_1m_2 + \varepsilon_{13}m_1m_3 + \varepsilon_{23}m_2m_3), \quad (6)$$

$$W_{\text{el}} = \frac{c_{11}}{2}(\varepsilon_{11}^2 + \varepsilon_{22}^2 + \varepsilon_{33}^2) + c_{12}(\varepsilon_{11}\varepsilon_{22} + \varepsilon_{11}\varepsilon_{33} + \varepsilon_{22}\varepsilon_{33}) + \frac{c_{44}}{2}(\varepsilon_{12}^2 + \varepsilon_{13}^2 + \varepsilon_{23}^2), \quad (7)$$

где ε_{ik} — компоненты тензора деформации, c_{ij} — упругие модули, B_i — магнитоупругие коэффициенты.

Выражение для полной энергии ферромагнитного слоя можно записать как

$$W = W_{\text{an}} + W_{\text{me}} + W_{\text{el}}. \quad (8)$$

Таблица 1. Параметры различных магнитных материалов

Параметр	Материал			
	Fe	CoFe ₂ O ₄	Ni	Fe ₃ O ₄
c_{11} , GPa	229	286	246.5	273
c_{12} , GPa	134	173	147.3	106
c_{44} , GPa	115	97	124.7	97
B_1 , MJ/m ³	-3.43	100	9.2	4.88
B_2 , MJ/m ³	7.83	10	10.2	5
M_s , 10 ⁵ A/m	17	3.5	4.85	4.78
K_1 , kJ/m ³	24	50	-2.3	-5
V_{\min} , 10 ⁴ nm ³	2.4	1.2	25	12
K_1^* , kJ/m ³	24	82	-2.2	-5
\tilde{V}_{\min} , 10 ⁴ nm ³	2.4	0.70	27	12

Будем считать, что за счет влияния размагничивающего поля магнитный момент не выходит из плоскости слоя и $m_3 = 0$. Тогда компонента вектора намагниченности $m_1 = \cos \varphi$, а $m_2 = \sin \varphi$.

Все компоненты тензора деформации можно найти из условия минимума энергии

$$\frac{\partial W}{\partial \varepsilon_{ik}} = 0. \quad (9)$$

После подстановки ε_{ik} в выражение (8) последнее принимает вид

$$W = - \left(K_1 + \frac{B_1^2(c_{11} + c_{12})}{2(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})} - \frac{B_2^2}{4c_{44}} \right) (m_1^4 + m_2^4) + \frac{c_{12}B_1^2}{2(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})} - \frac{B_2^2}{4c_{44}}. \quad (10)$$

Константа кубической анизотропии с учетом магнитоупругого взаимодействия K_1^* равна выражению в первых скобках в правой части формулы (10). Значения константы кубической анизотропии и минимального объема \tilde{V}_{\min} , полученные с учетом упругой релаксации, приведены в табл. 1.

Легко видеть, что существенное изменение минимального объема вследствие учета магнитоупругого взаимодействия происходит только в феррите кобальта. Следует отметить, что имеющий наименьшее значение минимального объема феррит кобальта вследствие его неметаллического характера не используется в качестве составной части магнитного туннельного соединения.

3. Переход намагниченности между положением в плоскости слоя и перпендикулярным слою направлением

3.1. Зажатый слой. В работах [2,5] рассмотрено явление переориентации намагниченности магнитоупругого ферромагнитного слоя от направления, лежащего

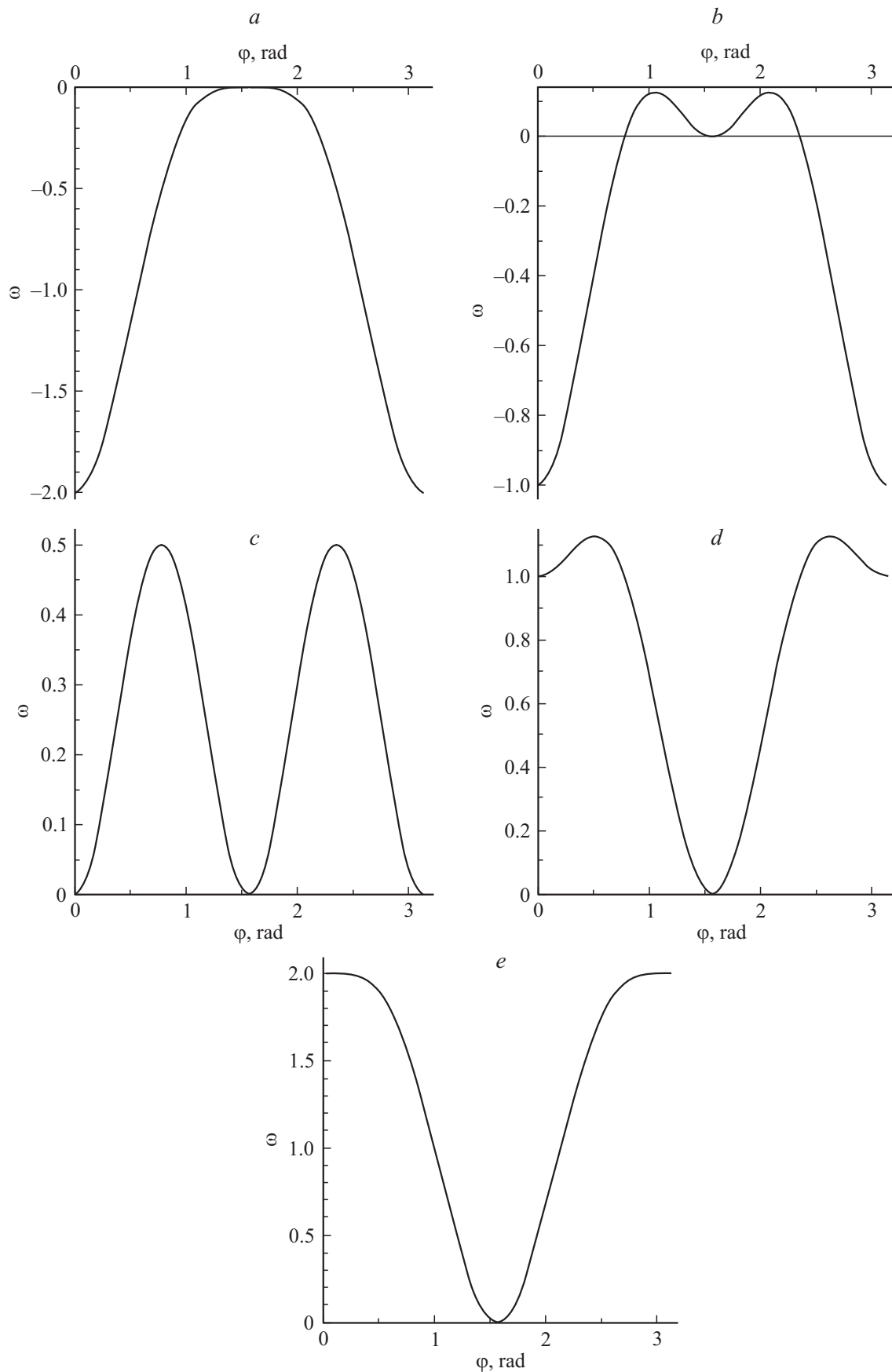


Рис. 3. Зависимость полной энергии ферромагнитного слоя от направления вектора намагниченности для различных значений τ : $\tau = 0.5$ (a), 0.25 (b), 0 (c), -0.25 (d) и -0.5 (e). Введено обозначение $\omega(\varphi) \equiv [W(\varphi) - W(\frac{\pi}{2})] / [K_1 - B_2^2/4c_{44} + B_1^2/4c_{11}]$.

в плоскости слоя, к направлению, перпендикулярному плоскости слоя, под действием электрического поля, которое прикладывалось к соседнему электрочувствительному слою пьезоэлектрика. Однако вопрос о существовании двух локальных минимумов термодинамического потенциала, соответствующих данным направлениям, в отсутствие электрического поля в [2,5] не рассматривался. Изучим возможность существования бистабильного состояния в данной геометрии.

Учтем влияние размагничивающего поля путем введения в выражение для полной энергии ферромагнитного слоя (8) энергии анизотропии формы в виде [7]

$$W_{sh} = \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 m_3^2, \quad (11)$$

где μ_0 — магнитная постоянная, M_s — намагниченность насыщения.

Будем считать, что угол отклонения вектора намагниченности от легкого направления лежит в плоскости (xz) и $m_2 = 0$. Тогда компонента вектора намагниченности $m_1 = \cos \varphi$, а $m_3 = \sin \varphi$.

Пусть слой ферромагнетика граничит с жесткой подложкой и компоненты вектора смещения $u_1 = u_2 = 0$. Тогда из шести различных компонент тензора деформации только две оказываются не равными нулю.

Выражение для полной энергии ферромагнитного слоя принимает вид

$$W = -K_1(m_1^4 + m_3^4) + \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 m_3^2 + B_1 \varepsilon_{33} m_3^2 + B_2 \varepsilon_{12} m_1 m_3 + \frac{c_{11}}{2} \varepsilon_{33}^2 + \frac{c_{44}}{2} \varepsilon_{13}^2. \quad (12)$$

Оставшиеся две компоненты тензора деформации можно найти из условия минимума энергии (9) применительно к выражению (12).

После подстановки полученных значений компонент тензора деформации в $W(\varphi)$ легко получаем условие существования двух указанных минимумов

$$|\tau| \equiv \left| \frac{\mu_0 M_s^2 - B_1^2 / c_{11}}{8(K_1 - B_2^2 / 4c_{44} + B_1^2 / 4c_{11})} \right| \leq \frac{1}{2}. \quad (13)$$

Зависимость полной энергии ферромагнитного слоя (12) от направления вектора намагниченности для различных значений τ изображена на рис. 3. При приближении значения τ к нулю величина удельного энергетического барьера стремится к максимальному значению.

Результат вычисления параметра τ для наиболее распространенных ферромагнитных материалов представлен в табл. 2. Условие (13) выполняется для феррита кобальта, что означает существование бистабильного состояния в данном материале. При этом значение удельного энергетического барьера в слое CoFe_2O_4 составляет $7.1 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$, а минимальный объем равен $4 \cdot 10^4 \text{ nm}^3$.

Таблица 2. Значение параметра, определяющего наличие бистабильности, для различных магнитных материалов

Параметр	Fe	CoFe_2O_4	Ni	Fe_3O_4
τ	19	0.25	-16	-7.0
$\tilde{\tau}$	19	0.2	-18	-7.2

3.2. Свободный слой. В случае свободного слоя все шесть различных компонент тензора деформации находятся из условия минимума энергии (9). Выражение для полной энергии ферромагнитного слоя представляется аналогично предыдущему случаю в виде

$$W = W_{an} + W_{me} + W_{el} + W_{sh}. \quad (14)$$

После подстановки компонент тензора деформации в $W(\varphi)$ легко получаем условие существования двух указанных минимумов

$$|\tilde{\tau}| \equiv \left| \frac{\mu_0 M_s^2}{8(K_1 - B_2^2 / 4c_{44} + B_1^2 / 2(c_{11} - c_{12}))} \right| \leq \frac{1}{2}. \quad (15)$$

Значения параметра $\tilde{\tau}$ приведены в табл. 2. Величина удельного энергетического барьера в свободном слое CoFe_2O_4 составляет $1.6 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$, а минимальный объем равен $1.8 \cdot 10^4 \text{ nm}^3$.

4. Заключение

Таким образом, значение минимального объема для единственного из рассмотренных материалов (CoFe_2O_4), который удовлетворяет условию существования бистабильности в случае выхода намагниченности из плоскости слоя, не сильно отличается от такового для железа в случае двух легких осей в плоскости слоя. С учетом немагнитического поведения феррита кобальта и возникающих вследствие этого технологических трудностей можно сделать вывод о неперспективности устройств памяти на основе бистабильности с выходом намагниченности из плоскости слоя.

Устройства памяти с двумя легкими осями в плоскости слоя, наличие которых обусловлено кристаллической симметрией, имеют ограничение снизу на размер бита порядка 100 nm, что также позволяет отнести это направление к менее перспективным. Введение дополнительного одноосного вклада в энергию анизотропии не приводит к увеличению энергетического барьера между двумя состояниями, а, наоборот, уменьшает его.

Необходим поиск новых механизмов, обеспечивающих наличие барьера между состояниями, который превышает суперпарамагнитный порог при латеральных размерах бита порядка десятков нанометров.

Перспективными направлениями для создания магниторезистивной памяти, переключаемой электрическим полем, авторы считают память, основанную на обменном взаимодействии между ферромагнитным слоем и

слоем мультиферроика BiFeO_3 [1,10,11], а также память, основанную на упругом взаимодействии между ферромагнетиком и слоем сегнетоэлектрика-сегнетоэластика (память „на длинной ноге“ [6]), в которой направление намагниченности ферромагнитного слоя определяется направлением деформации электрочувствительного слоя в отсутствие электрического поля.

Список литературы

- [1] А.И. Морозов. ФТТ **56**, 833 (2014).
- [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] N.A. Pertsev. *Phys. Rev. B* **78**, 212 102 (2008).
- [5] J. Hu, C.-W. Nan. *Phys. Rev. B* **80**, 224 416 (2009).
- [6] A.I. Morosov, A.S. Sigov. *J. Appl. Phys.* **115**, 223 909 (2014).
- [7] C. Kittel. *Rev. Mod. Phys.* **21**, 541 (1949).
- [8] A.E.H. Love. *A treatise on the mathematical theory of elasticity*. 4th ed. Dover Publ., N.Y. (1944). 672 p.
- [9] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред*. Наука, М. (1982). 624 с.
- [10] Д.Л. Винокуров, А.И. Морозов. ФТТ **55**, 2135 (2013).
- [11] Д.Л. Винокуров. *Нано- и микросистемная техника* **4**, 34 (2014).