

УДК 537.61

МАГНИТНАЯ ЭНЕРГИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СИНТЕТИЧЕСКОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА СО СВОБОДНЫМ СЛОЕМ СПИН-ТУННЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА

© 2023 г. О. П. Поляков^{1,2}, П. А. Поляков¹, Д. В. Васильев^{3, *}, В. В. Амеличев³, С. И. Касаткин²,
Д. В. Костюк³, В. С. Шевцов^{1,3}, Е. П. Орлов³

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
“Институт проблем управления имени В.А. Трапезникова Российской академии наук”, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
“Научно-производственный комплекс “Технологический центр”, Москва, Россия

*E-mail: D.Vasilyev@tcen.ru

Поступила в редакцию 07.07.2023 г.

После доработки 17.07.2023 г.

Принята к публикации 28.07.2023 г.

Найдено точное выражение для магнитостатической энергии взаимодействия синтетического антиферромагнетика со свободным слоем спин-туннельного элемента, ферромагнитные слои которых имеют форму сильно сплюснутых эллипсоидов вращения. Установлено, что точное значение этой энергии взаимодействия может существенно отличаться от обычного значения, которое рассчитывается с помощью выражения для размагничивающего поля. Вычислены параметры, при которых происходит полная компенсация магнитного взаимодействия синтетического антиферромагнетика.

DOI: 10.31857/S036767652370285X, EDN: FJHJCSJ

ВВЕДЕНИЕ

Одним из определяющих компонентов в составе спин-туннельных магниторезистивных наноструктур является синтетический антиферромагнетик (САФ), состоящий из двух однородно намагниченных ферромагнитных (ФМ) слоев, которые разделены немагнитным слоем, причем вектора намагниченности ФМ пленок ориентированы в противоположных направлениях посредством косвенного обменного взаимодействия Рудермана–Киттеля–Касуя–Иосиды (РККИ-обменное взаимодействие) [1–7]. Применение САФ в спиновых клапанах [4] и спин-туннельных элементах магнитной памяти [1, 8] позволяет существенно уменьшить влияние магнитостатического поля фиксированного слоя на свободный магнитный слой и тем самым улучшить характеристики данных устройств спинтроники. Так как толщины ФМ слоев много меньше их длины и ширины, то при расчете магнитостатического взаимодействия этих слоев обычно полагается, что магнитное поле вне слоев приближенно равно размагничивающему полю внутри слоев [9, 10]. В этом приближении для одинаковых слоев САФ влияние их магнитного поля на свободный слой счи-

тается равным нулю. Однако магнитное поле даже для слоев САФ эллипсоидальной формы вне этих слоев не является однородным и может иметь значительную величину вблизи границ свободного слоя [11]. Поэтому среднее поле взаимодействия может заметно отличаться от размагничивающего поля. В данной работе проведен точный теоретический расчет влияния неоднородного магнитного поля САФ на свободный слой. В случае однородного распределения вектора намагниченности в слоях вычислено точное значение магнитостатической энергии взаимодействия САФ со свободным слоем, имеющим форму сплюснутого эллипсоида вращения. Найдены геометрические параметры слоев, при которых влияние неоднородного магнитного поля САФ будет наименьшим.

ИСХОДНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ.

Рассмотрим три однородно-намагниченных ФМ слоя спин-туннельного элемента с САФ эллипсоидальной формы схематически изображенных на рис. 1. Индексом 2 отмечены геометриче-

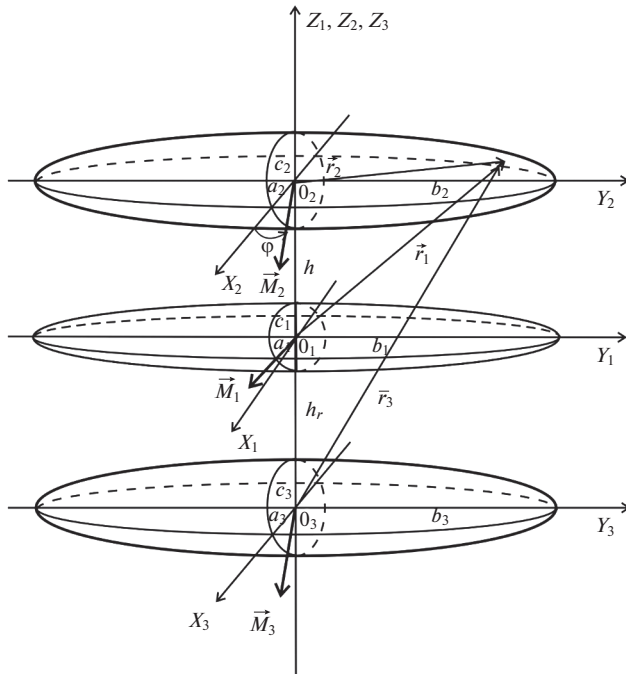


Рис. 1. Схематическое изображение трех ФМ слоев эллипсоидальной формы спин-туннельного элемента с САФ. Индексом 2 отмечены параметры свободного слоя, а индексами 1 и 3 параметры слоев САФ.

ские и физические величины свободного слоя: a_2 , b_2 , c_2 — полуоси эллипсоида вдоль главных центральных координатных осей X_2 , Y_2 , Z_2 , $\vec{M}_2$ — вектор намагниченности свободного слоя. Индексы 1 и 3 относятся к величинам слоев САФ, которые связаны сильным РККИ-обменным взаимодействием через слой немагнитного материала толщиной h . Обозначения a_1 , b_1 , c_1 и a_3 , b_3 , c_3 соответствуют полуосям эллипсоидальных слоев САФ вдоль главных центральных координатных осей X_1 , Y_1 , Z_1 и X_3 , Y_3 , Z_3 , $\vec{M}_1$ и $\vec{M}_3$ — векторы намагниченности слоев САФ, h — расстояние между поверхностями свободного слоя и первым слоем САФ (фиксированным слоем спин-туннельного элемента). Векторы $\vec{r}_1$, $\vec{r}_2$, $\vec{r}_3$ — радиус-векторы, проведенные из центров эллипсоидов к произвольной точке поверхности свободного слоя.

Для расчета энергии магнитостатического взаимодействия ФМ слоя 1 САФ с ФМ слоем 2 (свободный слой) воспользуемся методом фиктивных поверхностных магнитных зарядов [13], обусловленных вектором намагниченности $\vec{M}_1$. Поверхностная плотность этих зарядов σ_1 на поверхности эллипсоидального слоя 1 (рис. 1) определяется проекцией вектора намагниченности $\vec{M}_1$ на нормаль $\vec{n}_1$ к поверхности выражением

$$\sigma_1 = M_{1n} = (\vec{M}_1 \vec{n}_1). \quad (1)$$

Скалярный потенциал магнитостатического поля вне эллипсоида 1, порождаемого этими зарядами (вектором намагниченности $\vec{M}_1$) в точке с радиус-вектором $\vec{r}_1$ определяется выражением [11, 13, 14]:

$$\varphi_1(x_1, y_1, z_1) = 4\pi \frac{a_1 b_1 c_1}{2} \int_{\xi_1(x_1, y_1, z_1)}^{\infty} \frac{dt}{(a_1^2 + t) R_1(t)} \cdot \vec{M}_1 \vec{r}_1, \quad (2)$$

где

$$R_1(t) = \sqrt{(a_1^2 + t)(b_1^2 + t)(c_1^2 + t)}. \quad (3)$$

Зависимость эллипсоидальной координаты $\xi_1(x_1, y_1, z_1)$ от декартовых координат в случае эллипсоида вращения имеет вид [14]:

$$\xi_1(x_1, y_1, z_1) = \sqrt{\left(\frac{a_1^2 + c_1^2 - \rho_1^2 - z_1^2}{2}\right)^2 - a_1^2 c_1^2 + \rho_1^2 c_1^2 + z_1^2 a_1^2 - \left(\frac{a_1^2 + c_1^2 - \rho_1^2 - z_1^2}{2}\right)}, \quad (4)$$

где

$$\rho_1^2 = x_1^2 + y_1^2. \quad (5)$$

Заряд, находящийся на поверхности dS 2-го эллипсоида (свободного слоя) в точке $\vec{r}_1$, согласно формуле (1) равен [14]

$$dq_2 = (\vec{n}_2 \vec{M}_2) dS = \left(\frac{x_2 M_{2x}}{a_2^2} + \frac{y_2 M_{2y}}{b_2^2} + \frac{z_2 M_{2z}}{c_2^2} \right) c_2^2 dx_2 dy_2. \quad (6)$$

Магнитостатическая энергия взаимодействия 1-го эллипсоидального слоя со 2-ым (свободным) слоем выражается через интеграл по поверхности S_2 2-го слоя (см. рис. 1)

$$W_{\text{int}1} = \int_{S_2} \varphi_1(x_1, y_1, z_1) dq_2. \quad (7)$$

Из рис. 1 видно, что компоненты вектора $\vec{r}_1$ связаны с компонентами вектора $\vec{r}_2$ соотношениями

$$x_1 = x_2, \quad y_1 = y_2, \quad z_1 = z_2 + l_1, \quad (8)$$

где l_1 — расстояние между центрами 1-го и 2-го эллипсоида, то есть

$$l_1 = c_1 + h + c_2. \quad (9)$$

Для вычисления интеграла (7) перейдем к обобщенным сферическим координатам ϑ_2 и α_2 , определяемым формулами

$$\begin{aligned} x_2 &= a_2 \sin \vartheta_2 \cos \alpha_2, & y_2 &= b_2 \sin \vartheta_2 \sin \alpha_2, \\ z_2 &= c_2 \cos \vartheta_2. \end{aligned} \quad (10)$$

Пусть вектор намагниченности $\vec{M}_1$ ориентирован вдоль координатной оси X_2 , тогда

$$\vec{M}_1 = (M_1, 0, 0) \quad (11)$$

Таким образом, для энергии взаимодействия (7) получим

$$W_{\text{int}1} = \int_0^\pi d\vartheta_2 \int_0^{2\pi} d\alpha_2 4\pi \frac{a_1^2 c_1}{2} I_1(\xi_1) a_2^2 c_2 \sin \vartheta_2 \cos \alpha_2 \times \\ \times M_1 (\sin \vartheta_2)^2 (\cos \alpha_2 M_{2x} + \sin \alpha_2 M_{2y}), \quad (12)$$

где

$$\xi_1 = \frac{a_2^2 \sin^2 \vartheta_2 + (c_2 \cos \vartheta_2 + l_1)^2 - a_1^2 - c_1^2}{2} + \\ + \sqrt{\left(\frac{a_2^2 \sin^2 \vartheta_2 + (c_2 \cos \vartheta_2 + l_1)^2 - a_1^2 - c_1^2}{2} \right)^2 + a_2^2 \sin^2 \vartheta_2 c_1^2 + (c_2 \cos \vartheta_2 + l_1)^2 a_1^2 - a_1^2 c_1^2}. \quad (14)$$

Учитывая, что согласно (14) ξ_1 не зависит от переменной α_2 и справедливы равенства

$$\int_0^{2\pi} d\alpha_2 \cos^2 \alpha_2 = \pi, \quad \int_0^{2\pi} d\alpha_2 \cos \alpha_2 \sin \alpha_2 = 0. \quad (15)$$

для энергии взаимодействия (12) найдем

$$W_{\text{int}1} = 4\pi^2 a_2^2 c_2 M_1 M_{2x} \int_0^\pi d\vartheta_2 \frac{a_1^2 c_1}{2} I_1(\xi_1) (\sin \vartheta_2)^3. \quad (16)$$

Введем нормированную плотность энергии магнитостатического взаимодействия 1-го эллипсоидального слоя со 2-ым

$$w_{\text{int}1} = \frac{W_{\text{int}1}}{V_2 M_2 M_1} = 3\pi \cos \varphi_2 \int_0^\pi d\vartheta_2 \frac{a_1^2 c_1}{2} I_1(\xi_1) (\sin \vartheta_2)^3. \quad (17)$$

Здесь V_2 — объем 2-го слоя, M_2 — модуль вектора намагниченности $\vec{M}_2$, φ_2 — угол между осью X_2 и направлением вектора $\vec{M}_2$, для которых справедливы соотношения

$$V_2 = \frac{4\pi}{3} a_2^2 c_2, \quad (18)$$

$$M_{2x} = M_2 \cos \varphi_2. \quad (19)$$

Выражение для энергии взаимодействия $W_{\text{int}3}$ 3-го эллипсоидального слоя со 2-ым слоем можно вывести, проводя аналогичные преобразова-

$$I_1(\xi_1) = \int_{\xi_1}^\infty \frac{dt}{(a_1^2 + t)^2 (c_1^2 + t)^{1/2}} = -\frac{\sqrt{c_1^2 + \xi_1}}{(a_1^2 - c_1^2)(a_1^2 + \xi_1)} + \\ + \frac{\text{arctg} \sqrt{\frac{(a_1^2 - c_1^2)}{c_1^2 + \xi_1}}}{(a_1^2 - c_1^2)^{3/2}}. \quad (13)$$

В выражениях (12) и (13) эллипсоидальная координата ξ_1 является функцией обобщенных сферических координат ϑ_2 и α_2 , которая получается при подстановке (10) и (8) в (4)

ния, но окончательный результат можно получить из формул (16) и (17) заменой переменных с индексом 1 на переменные с индексом 3. Кроме этого необходимо учесть, что в силу антиферромагнитного косвенного обменного взаимодействия в САФ вектор намагниченности $\vec{M}_3$ будет направлен против оси X_3 и, следовательно, знак в выражениях (16) и (17) будет отрицательным. Соответственно расстояние l_3 между центрами эллипсоидальных слоев 3 и 2 в соответствии с рис. 1 будет равно

$$l_3 = 2c_1 + h + c_2 + h_r + c_3. \quad (20)$$

В итоге энергия взаимодействия 3-го эллипсоидального слоя со 2-ым слоем согласно (16) выражается как

$$W_{\text{int}3} = -4\pi^2 a_2^2 c_2 M_3 M_{2x} \int_0^\pi d\vartheta_2 \frac{a_3^2 c_3}{2} I_3(\xi_3) (\sin \vartheta_2)^3, \quad (21)$$

где в соответствии с (13) и (14)

$$I_3(\xi_3) = \int_{\xi_3}^\infty \frac{dt}{(a_3^2 + t)^2 (c_3^2 + t)^{1/2}} = -\frac{\sqrt{c_3^2 + \xi_3}}{(a_3^2 - c_3^2)(a_3^2 + \xi_3)} + \\ + \frac{\text{arctg} \sqrt{\frac{(a_3^2 - c_3^2)}{c_3^2 + \xi_3}}}{(a_3^2 - c_3^2)^{3/2}}, \quad (22)$$

$$\xi_3 = \frac{a_2^2 \sin^2 \vartheta_2 + (c_3 \cos \vartheta_2 + l_3)^2 - a_3^2 - c_3^2}{2} + \\ + \sqrt{\left(\frac{a_2^2 \sin^2 \vartheta_2 + (c_3 \cos \vartheta_2 + l_3)^2 - a_3^2 - c_3^2}{2} \right)^2 + a_2^2 \sin^2 \vartheta_2 c_3^2 + (c_3 \cos \vartheta_2 + l_3)^2 a_3^2 - a_3^2 c_3^2}. \quad (23)$$

Таблица 1. Численные значения для энергии взаимодействия САФ со свободным слоем спин-туннельного элемента

a_1 , МКМ	c_3 , НМ	$w_{\text{int}1} + w_{\text{int}3}$	$w_{\text{am}1} + w_{\text{am}3}$	$(p_{m3} - p_{m1})/p_{m1}$
0.1	2.50	0.02 613	0	0
0.1	2.90	0.00 273	-0.03 688	0.16
0.1	2.94	0.00 041	-0.04 055	0.176
0.1	2.95	-0.00 016	-0.04 147	0.18
0.1	3.00	-0.00 304	-0.046 053	0.2
1	2.50	0.00 057	0	0
1	2.55	0.00 012	-0.00 049	0.02
1	2.57	-0.000 061	-0.00 068	0.028
1	2.60	-0.00 033	-0.00 098	0.04
1	3.00	-0.00 396	-0.00 490	0.2
10	2.50	$8.93 \cdot 10^{-6}$	0	0
10	2.51	$-8.26 \cdot 10^{-7}$	$-9.86 \cdot 10^{-6}$	0.004
10	2.55	-0.000 039	-0.000 049	0.02
10	3.00	-0.000 478	-0.000 493	0.2

Для нормированной плотности энергии магнитостатического взаимодействия 3-го эллипсоидального слоя со 2-ым из (17) найдем

$$w_{\text{int}3} = \frac{W_{\text{int}3}}{V_2 M_2 M_1} = -3\pi \cos \varphi_2 \int_0^\pi d\vartheta_2 \frac{a_3^2 c_3}{2} I_3(\xi_3) (\sin \vartheta_2)^3 \frac{M_3}{M_1}. \quad (24)$$

Пусть эллипсоидальный слой 1 однородно намагничен вдоль оси X_1 . Тогда размагничивающее поле внутри эллипсоида будет равно [13, 14]

$$H_1 = -4\pi n_1^{(x)} M_1, \quad (25)$$

где $n_1^{(x)}$ — размагничивающий коэффициент вдоль оси X_1 , определяемый соотношением [14]

$$n_1^{(x)} = \frac{a_1 b_1 c_1}{2} \int_0^\infty \frac{dt}{(a_1^2 + t) R_1(t)}. \quad (26)$$

Так как в нашем случае $c_1 \ll a_1$, то можно полагать, что на свободный слой действует приближенно поле, соответствующее (25). Следовательно, магнитостатическая энергия взаимодействия 1-го слоя со вторым будет приближенно равна

$$W_{\text{am}1} = -(\vec{M}_2 \vec{H}_1) = 4\pi n_1^{(x)} M_1 M_2 V_2. \quad (27)$$

Нормируя эту энергию аналогично (17) и (24), для ее относительного значения получим

$$w_{\text{am}1} = \frac{W_{\text{am}1}}{V_2 M_2 M_1} = 4\pi n_1^{(x)}. \quad (28)$$

Аналогично в этом же приближении для относительной энергии взаимодействия эллипсоидального слоя 3 со свободным слоем найдем

$$w_{\text{am}3} = \frac{W_{\text{am}3}}{V_2 M_2 M_1} = -4\pi n_1^{(x)} \frac{M_3}{M_1}. \quad (29)$$

Знак “минус” обусловлен ориентацией вектора $\vec{M}_3$ против оси X_3 из-за антиферромагнитного косвенного обменного взаимодействия между слоями.

Отметим, что при вычислении магнитостатической энергии связи между слоями в спин-туннельных элементах в большинстве работ используют именно это приближение [9, 10].

Введем еще одну важную характеристику САФ — его относительный суммарный магнитный момент:

$$p_{\text{rel}} = \frac{p_{m3} - p_{m1}}{p_{m1}}, \quad (30)$$

где

$$p_{m1} = M_1 V_1, \quad p_{m3} = M_3 V_3. \quad (31)$$

Если величины векторов намагниченности одинаковы $M_1 = M_3$, то используя формулу для объема эллипсоида вращения

$$V_1 = \frac{4\pi}{3} a_1^2 c_1, \quad V_3 = \frac{4\pi}{3} a_3^2 c_3, \quad (32)$$

при $a_1 = a_3$ для величины (30) будем иметь

$$p_{\text{rel}} = \frac{p_{m3} - p_{m1}}{p_{m1}} = \frac{c_3 - c_1}{c_1}. \quad (33)$$

Результаты расчета магнитостатической энергии взаимодействия ФМ слоев САФ со свободным слоем спин-туннельного элемента с параметрами $M_1 = M_2$, $a_1 = a_2 = a_3$, $c_1 = c_2 = 2.5$ нм, $h = 3$ нм, $h_r = 0.85$ нм в зависимости от a_1 и c_3 , выполненные по найденным точным выражениям (17) и (24) и приближенным (28) и (29), представлены в табл. 1. В последней колонке этой таблицы представлены значения относительного суммарного магнитного момента САФ (33).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Из приведенных в табл. 1 результатов следует, что магнитостатическое взаимодействие САФ со свободным слоем спин-туннельного элемента, вычисленное на основании найденных точных выражений (17) и (24), значительно отличается от обычно используемого приближенного значения (28) и (29) уже при отношении полуосей $c_3/a_1 = 0.025$, т.е. отличающихся в 40 раз. При одинаковых толщинах эллипсоидальных слоев $c_3 = c_1 = c_2 = 2.5$ нм относительная энергия взаимодействия САФ имеет существенную величину $w_{\text{int}1} + w_{\text{int}3} = 0.02613$ в отличие от нулевого значения, получаемого из приближенной формулы. Суммарный магнитный момент слоев САФ в этом случае скомпенсиро-

ван и равен нулю. Увеличивая толщину эллипсоидального слоя 3, а именно полуось c_3 , можно добиться полной компенсации энергии взаимодействия САФ вблизи значения $c_3 = 2.94$. Однако при этом суммарный магнитный момент САФ не будет скомпенсирован, относительное значение которого составит $p_{\text{rel}} = 0.176$. При увеличении размеров слоев спин-туннельного элемента при неизменных толщинах компенсация взаимодействия САФ достигается при меньших изменениях толщины 3-го слоя. Так для $a_1 = 1$ мкм компенсация взаимодействия САФ со свободным слоем достигается при $c_3 = 2.55$ нм, а для $a_1 = 10$ мкм — при $c_3 = 2.51$ нм. В этих случаях и нескомпенсированность суммарного относительного магнитного момента САФ будет существенно меньше, при $a_1 = 1$ мкм, $c_3 = 2.55$ нм и $a_1 = 10$ мкм, $c_3 = 2.51$ нм соответственно $p_{\text{rel}} = 0.02$ и $p_{\text{rel}} = 0.04$. При этих параметрах полученные по приближенной формуле величины энергии взаимодействия $w_{\text{am1}} + w_{\text{am3}}$ будут близки к точным значениям.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты расчета точного значения энергии взаимодействия САФ со свободным слоем показали, что при малых размерах спин-туннельного элемента данный параметр может оказывать значительное влияние на свободный слой, в результате чего это приведет к смещению петли перемагничивания свободного слоя относительно нулевого значения магнитного поля и неработоспособности устройства на основе рассматриваемого спин-туннельного элемента. Вычислены толщины ФМ и немагнитных слоев, которые обеспечат полную компенсацию магнитного взаимодействия САФ и свободного слоя, и могут быть учтены при формировании спин-туннельной магниторезистивной наноструктуры.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства образования и науки

Российской Федерации в рамках выполнения НИР “Теоретические и экспериментальные исследования спин-туннельных магниторезистивных наноструктур с синтетическим антиферромагнетиком для создания высокочувствительных преобразователей магнитного поля и элементов ячеек энергонезависимой магниторезистивной памяти” (шифр FNRМ-2022-0010).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Liu M., Du W., Su H. et al. // NPG Asia Mater. 2021. V. 13. P. 7.
2. Zavornitsyn R.S., Naumova L.I., Milyaev M.A. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1389. Art. No. 012157.
3. Silva A.V., Leitao D.C., Valadeiro J. et al. // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2015. V. 72. Art. No. 10601.
4. Chan P.H., Li X., Pong P.W.T. // Vacuum. 2017. V. 140. P. 111.
5. Liu M., Du W., Su H. et al. // Nanotechnology. 2021. V. 32. Art. No. 505504.
6. Fowley C., Chun B.S., Wu H.C. et al. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. Art. No. 222506.
7. Амеличев В.В., Васильев Д.В., Костюк Д.В. и др. // Микроэлектроника. 2021. Т. 50. № 6. С. 461; Amelichev V.V., Vasiliev D.V., Kostyuk D.V. et al. // Russ. Microelectron. 2021. V. 50. No. 6. P. 420.
8. Ikegawa S., Mancoff S.F., Janesky J., Aggarwal S. // IEEE Trans. Electron Devices. 2020. V. 67. No. 4. P. 1407.
9. Wang S., Fujiwara H., Sunb M. // J. Magn. Magn. Mater. 2005. V. 295. P. 246.
10. Worledge D.C. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. P. 2847.
11. Polyakov O., Amelichev V., Zhukov D. et al. // Sensors. 2021. V. 21. Art. No. 2118.
12. Поляков О.П., Касаткин С.И., Амеличев В.В., Поляков П.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1554; Polyakov O.P., Polyakov P.A., Kasatkin S.I., Amelichev V.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1217.
13. Страттон Дж. Теория электромагнетизма. М.—Л.: ГИТТЛ, 1948. 539 с.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Теоретическая физика. Т. 8. М.: Наука, 1982. 620 с.

Magnetic energy of interaction between a synthetic antiferromagnet and a free layer of a spin-tunnel element

O. P. Polyakov^{a, b}, P. A. Polyakov^a, D. V. Vasilyev^{c, *}, V. V. Amelichev^c, S. I. Kasatkin^b, D. V. Kostyuk^c, V. S. Shevtsov^{a, c}, E. P. Orlov^c

^aFaculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

^bTrapeznikov Institute of Control Sciences of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

^cScientific-Manufacturing Complex “Technological Centre”, Moscow, 124498 Russia

*e-mail: D.Vasilyev@tcen.ru

An exact expression is found for the magnetostatic energy of interaction of a synthetic antiferromagnet with a free layer of a spin-tunnel element, the ferromagnetic layers of which have the shape of strongly oblate ellipsoids of revolution. It has been established that the exact value of this interaction energy can differ significantly from the usual value, which is calculated using the expression for the demagnetizing field. The parameters are calculated for which the complete compensation of the magnetic interaction of a synthetic antiferromagnet occurs.