

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.622

ВЛИЯНИЕ ШИРИНЫ ИНТЕРФЕЙСА НА КОНСТАНТУ ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ ФЕРРО- И АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОМ

© 2023 г. Л. Л. Афремов^а, *, Л. О. Брыкин^б, И. Г. Ильюшин^а

^аДепартамент теоретической физики и интеллектуальных технологий, Института наукоемких технологий и передовых материалов, ДВФУ, п. Аякс, 10, о. Русский, Владивосток, Приморский край, 690922 Россия

^бЛаборатория моделирования физических процессов, Института наукоемких технологий и передовых материалов, ДВФУ, п. Аякс, 10, о. Русский, Владивосток, Приморский край, 690922 Россия

*e-mail: afremov.ll@dvfu.ru

Поступила в редакцию 03.10.2022 г.

После доработки 21.11.2022 г.

Принята к публикации 27.11.2022 г.

В приближении метода среднего спина сформулирована система уравнений для определения средних магнитных моментов атомов в интерфейсе (границе) между ферромагнетиком и антиферромагнетиком. Решение системы полученных уравнений для ультратонкой пленки Ni/NiO позволило провести моделирование зависимости константы междофазного обменного взаимодействия A_{in} от температуры, толщины антиферромагнитного слоя и ширины интерфейса. Показано, что в области низких температур в пленке с фиксированной шириной интерфейса константа междофазного обменного взаимодействия возрастает с увеличением толщины антиферромагнитного слоя. С ростом ширины интерфейса A_{in} падает в 1.3 раза, достигая минимального значения.

Ключевые слова: метод “среднего” спина, ультратонкие пленки, междофазное обменное взаимодействие

DOI: 10.31857/S0015323022601520, **EDN:** KYSCMJ

ВВЕДЕНИЕ

Междофазное обменное взаимодействие на границе раздела между ферро- и антиферромагнетиком существенно влияет на магнитные свойства наноматериалов. Так, еще в работе [1] обнаружены в системах наночастиц ядро/оболочка Co/CoO связанный с интерфейсным взаимодействием эффект обменного смещения. Обменное взаимодействие на границе раздела ферро-/антиферромагнетик определяет не только поле обменного смещения H_e , но и величину коэрцитивной силы H_c и температуры блокирования системы core/shell наночастиц (см. напр., обзор [2]). Как показывает атомистическое моделирование [3], поле обменного смещения core/shell наночастиц зависит от распределения дефектов в интерфейсе — области, разделяющей ферромагнитное ядро и антиферромагнитную оболочку. Кроме того, авторы работы [3] показали, что изменение формы интерфейса, связанной с вариацией пространственного распределения дефектов, может привести к резкому изменению как H_e , так и H_c . Отметим, что особенности междофазного обменного взаимодействия определяют вид температурной зависимости поля смещения и коэрцитивной силы. Так,

например, по мнению авторов работы [4], характер изменения H_e и H_c с температурой зависит от магнитного состояния поверхностного слоя наночастиц NiO. Если в тонком приповерхностном слое реализуется состояние спинового стекла, то при температурах ниже температуры спин-стеклового перехода T_g ($T < T_g$), поля $H_e(T)$, $H_c(T) \sim \exp(-T/T_0)$, и при температурах выше T_g , но ниже температуры блокирования T_B ($T_g < T < T_B$) — $H_e(T) = 0$, $H_c(T) \sim (1 - \sqrt{T/T_0})$. Подробное исследование температурной и размерной зависимостей H_e наночастиц Ni/NiO представлено в работе [5]. В ней показано, что с повышением температуры поле смещения $H_e(T)$ убывает по экспоненте. Экспоненциальной зависимостью может быть аппроксимировано температурное изменение поля смещения, а следовательно, и энергии междофазного взаимодействия в системах наночастиц Co/CoO [6–8].

Мы используем общепринятое понятие интерфейса как физической границы раздела фаз. Различают однородные или равновесные интерфейсы (граница капли жира в воде) и неоднородные или неравновесные (границы зерен в поликристал-

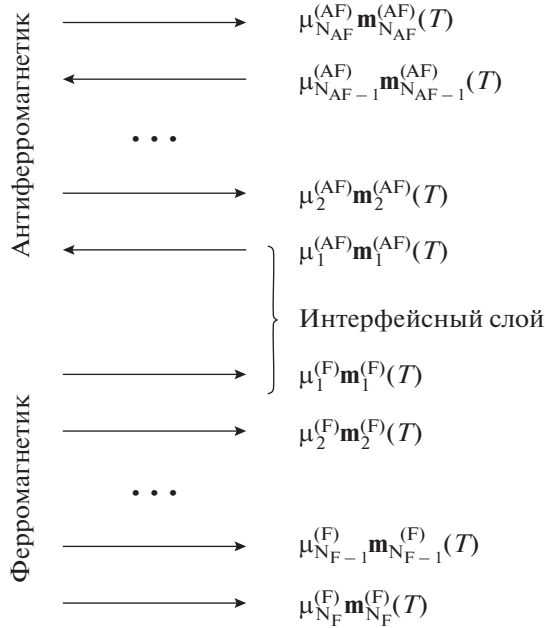


Рис. 1. Иллюстрация модели. Обозначения в тексте.

лах). В третьем разделе нашей работы рассмотрен однородный интерфейс, в который включены атомы, находящиеся на границах ферромагнетика и антиферромагнетика соответственно (см. рис. 1). В четвертом разделе статьи представлен интерфейс, неоднородность которого обусловлена деформацией кристаллических решеток ферро- и антиферромагнетика, связанной с их несоответствием.

В данной работе в приближении метода среднего спина проведено исследование зависимости энергии межфазного обменного взаимодействия от температуры и ширины интерфейса между ферромагнитными и антиферромагнитными слоями в ультратонкой пленке.

1. МОДЕЛЬ ИНТЕРФЕЙСА

Для расчета зависимости энергии межфазного обменного взаимодействия в двухфазной ультратонкой пленке от температуры и ширины интерфейса обобщим модель, представленную в работах [9, 10].

Рассмотрим пленку, состоящую из $N = N_F + N_{AF}$ монослоев, в каждом i -м монослое которой магнитные моменты атомов $\mu_i(T)$ упорядочены ферромагнитно. Между атомами соседних N_F -слоев реализуется ферромагнитное взаимодействие, а между атомами N_{AF} слоев — антиферромагнитное (см. рис. 1).

Определим средние значения магнитных моментов атомов $\mu_i(T) = \mu_i \mathbf{m}_i(T)$ в монослоях пленки следующим образом:

$$\mu_{N_F}^{(F)} \mathbf{m}_{N_F}^{(F)}(T), \mu_{N_F-1}^{(F)} \mathbf{m}_{N_F-1}^{(F)}(T), \dots, \mu_1^{(F)} \mathbf{m}_1^{(F)}(T), \\ \mu_1^{(AF)} \mathbf{m}_1^{(AF)}(T), \mu_2^{(AF)} \mathbf{m}_2^{(AF)}(T), \dots, \mu_{N_{AF}}^{(AF)} \mathbf{m}_{N_{AF}}^{(AF)}(T),$$

при этом магнитные моменты $\mu_1^{(F)} \mathbf{m}_1^{(F)}(T)$ и $\mu_1^{(AF)} \mathbf{m}_1^{(AF)}(T)$ расположены на границе раздела между ферромагнитными и антиферромагнитными монослоями. Здесь μ_i — магнитный момент i -ого атома, $\mathbf{m}_i(T) = \mu_i(T)/\mu_i$.

2. КОНСТАНТА МЕЖФАЗНОГО ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Согласно работе [11], энергию межфазного обменного взаимодействия можно оценить следующим образом: $E_{ex} \sim N \left(\mu_1^{(F)}(T), \mu_1^{(AF)}(T) \right)$, где N — число пар атомов, взаимодействующих через границу раздела между ферромагнитными и антиферромагнитными монослоями. Или

$$E_{ex} = -\alpha \mu_1^{(F)} \mu_1^{(AF)} N \left(\mathbf{m}_1^{(F)}(T), \mathbf{m}_1^{(AF)}(T) \right) = \\ = -\alpha \mu_1^{(F)} \mu_1^{(AF)} N m_1^{(F)}(T) m_1^{(AF)}(T) \cos(\vartheta^{(F)} - \vartheta^{(AF)}), \quad (1)$$

где α — не зависящая от температуры константа, имеющая размерность обратного объема, $\vartheta^{(F)}$ и $\vartheta^{(AF)}$ — углы, определяющие ориентацию средних магнитных моментов $\mu_1^{(F)} \mathbf{m}_1^{(F)}$ и $\mu_1^{(AF)} \mathbf{m}_1^{(AF)}$. Сравнивая (1) с общим представлением обменной энергии межфазного взаимодействия $E_{ex} = -2A_{in} \cos(\vartheta^{(1)} - \vartheta^{(2)}) s/d$, получаем выражение для константы межфазного обменного взаимодействия:

$$A_{in}(T) = \frac{\alpha \mu_1^{(F)} \mu_1^{(AF)} N d}{2s} m_1^{(F)}(T) m_1^{(AF)}(T) = \\ = A m_1^{(F)}(T) m_1^{(AF)}(T), \quad (2)$$

здесь $A = \alpha \mu_1^{(F)} \mu_1^{(AF)} N d / (2s)$, d — расстояние между пограничными ферромагнитным и антиферромагнитным слоями с площадью s .

Для оценки $m_1^{(F)}(T)$ и $m_1^{(AF)}(T)$ так же, как и в работах [9, 10], воспользуемся уравнениями, по-

Таблица 1. Значения энергии обменного взаимодействия атомов никеля, окиси никеля, а также межфазного обменного взаимодействия на границе Ni/ NiO

Материал	Энергия обменного взаимодействия, 10^{-14} эрг/атом			Энергия межфазного обменного взаимодействия, 10^{-16} эрг/атом
Никель	2.71 [12]	в подрешетках	между подрешетками	0.8 [5]
Оксид никеля	—	0.22 [13]	—3.05 [13]	

лученными методом случайных полей взаимодействия (методом среднего спина):

$$m_{N_F}^{(F)} = \sum_{k_1=0}^{z_{N_F,N_F}} \sum_{k_2=0}^{z_{N_F,N_F-1}} C_{z_{N_F,N_F}}^{k_1} C_{z_{N_F,N_F-1}}^{k_2} (1 - m_{N_F-1}^{(F)})^{z_{N_F,N_F-1}-k_2} \times \\ \times \frac{(1 + m_{N_F}^{(F)})^{k_1} (1 - m_{N_F}^{(F)})^{z_{N_F,N_F}-k_1} (1 + m_{N_F-1}^{(F)})^{k_2}}{2^{z_{N_F,N_F} + z_{N_F,N_F-1}}} \times (3) \\ \times \text{th} \left(\frac{(2k_1 - z_{N_F,N_F}) + (2k_2 - z_{N_F,N_F-1}) i_{N_F,N_F-1}}{t} \right);$$

$$m_1^{(F)} = \sum_{k_1=0}^{z_{2,1}^{(F)}} \sum_{k_2=0}^{z_{1,1}^{(F)}} \sum_{k_3=0}^{z_{1,1}^{(F,AF)}} C_{z_{2,1}^{(F)}}^{k_1} C_{z_{1,1}^{(F)}}^{k_2} C_{z_{1,1}^{(F,AF)}}^{k_3} \times \\ \times (1 + m_2^{(F)})^{k_1} (1 - m_2^{(F)})^{z_{2,1}^{(F)}-k_1} (1 + m_1^{(F)})^{k_2} \times \\ \times \frac{(1 - m_1^{(F)})^{z_{1,1}^{(F)}-k_2} (1 + m_1^{(AF)})^{k_3} (1 - m_1^{(AF)})^{z_{1,1}^{(AF)}-k_3}}{2^{z_{2,1}^{(F)} + z_{1,1}^{(F)} + z_{1,1}^{(F,AF)}}} \times \\ \times \text{th} \left(\frac{(2l_1 - k_1) i_{2,1}^{(F)} + (2l_2 - k_2) i_{1,1}^{(F)} + (2l_3 - k_3) i_{1,1}^{(F,AF)}}{t} \right);$$

$$m_1^{(AF)} = \sum_{k_1=0}^{z_{1,1}^{(A,F)}} \sum_{k_2=0}^{z_{1,1}^{(AF)}} \sum_{k_3=0}^{z_{1,2}^{(AF)}} C_{z_{1,1}^{(A,F)}}^{k_1} C_{z_{1,1}^{(AF)}}^{k_2} C_{z_{1,1}^{(AF)}}^{k_3} \times \\ \times (1 + m_1^{(F)})^{k_1} (1 - m_1^{(F)})^{z_{1,1}^{(F)}-k_1} (1 + m_1^{(AF)})^{k_2} \times \\ \times \frac{(1 - m_1^{(AF)})^{z_{1,1}^{(AF)}-k_2} (1 + m_2^{(AF)})^{k_3} (1 - m_2^{(AF)})^{z_{1,2}^{(AF)}-k_3}}{2^{z_{1,1}^{(A,F)} + z_{1,1}^{(AF)} + z_{1,2}^{(AF)}}} \times \\ \times \text{th} \left(\frac{1}{t} \left[(2l_1 - k_1) i_{1,1}^{(A,F)} + (2l_2 - k_2) i_{1,1}^{(AF)} + (2l_3 - k_3) i_{1,2}^{(AF)} \right] \right);$$

$$m_{N_{AF}}^{(AF)} = \sum_{k_1=0}^{z_{N_{AF},N_{AF}}^{(AF)}} \sum_{k_2=0}^{z_{N_{AF},N_{AF}-1}^{(AF)}} C_{z_{N_{AF},N_{AF}}^{(AF)}}^{k_1} C_{z_{N_{AF},N_{AF}-1}^{(AF)}}^{k_2} \times \\ \times \frac{(1 + m_{N_{AF}}^{(AF)})^{k_1} (1 - m_{N_{AF}}^{(AF)})^{z_{N_{AF},N_{AF}}^{(AF)}-k_1}}{2^{z_{N_{AF},N_{AF}}^{(AF)} + z_{N_{AF},N_{AF}-1}^{(AF)}}} \times \\ \times (1 + m_{N_{AF}-1}^{(AF)})^{k_2} (1 - m_{N_{AF}-1}^{(AF)})^{z_{N_{AF},N_{AF}-1}^{(AF)}-k_2} \times \\ \times \text{th} \left(\frac{1}{t} \left[(2k_1 - z_{N_{AF},N_{AF}}^{(AF)}) i_{N_{AF},N_{AF}}^{(AF)} + \right. \right. \\ \left. \left. + (2k_2 - z_{N_{AF},N_{AF}-1}^{(AF)}) i_{N_{AF},N_{AF}-1}^{(AF)} \right] \right).$$

В соотношениях (3)–(6) $i_{n,n} = J_{n,n}/J_{N_F}$, $i_{n-1,n} = J_{n-1,n}/J_{N_F}$, $i_{n,n+1} = J_{n,n+1}/J_{N_F}$, $t = k_B T/J_{N_F}$, J_{N_F} – константа обменного взаимодействия между атомами в слое с номером N_F , $z_{n,n}$, $J_{n,n}$ – число ближайших соседей и константа обменного взаимодействия между атомами в слое с номером n , $z_{n\pm 1,n}$ – число ближайших к n -му атому соседей, находящихся в $(n \pm 1)$ -ом слоях, $J_{n\pm 1,n}$ – константа обменного взаимодействия между атомами, находящимися в соседних монослоях. Уравнения (3)–(6) позволяют рассчитать зависимость константы межфазного обменного взаимодействия от температуры и толщины интерфейса.

3. ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО СЛОЯ НА МЕЖФАЗНОЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Рассмотрим ультратонкую пленку никеля толщиной $N = 16$ монослоев. Пусть в результате окисления верхней поверхности ферромагнитной пленки Ni (см. рис. 1) в ней образуется антиферромагнитный слой NiO, наименьшая грань кристаллической решетки которого сопрягается с гранью решетки Ni.

По мере окисления никеля межфазная граница будет смещаться в глубину пленки (см. рис. 1). Будем полагать, что энергии обменного взаимодействия атомов никеля в ферро- и антиферромагнитных фазах определяются представленными в табл. 1 значениями энергий объемных материалов. В этом случае толщина интерфейсного слоя l_{int} равна расстоянию между соседствующими слоями никеля и окиси никеля. В связи с тем, что оба материала имеют гранецентрированную решетку, для оценки l_{int} можно принять половину параметра решетки никеля $a = 3.53 \text{ \AA}$ [14, 15] (или его окиси $a = 4.15 \text{ \AA}$ [16]).

На рис. 2. представлена температурная зависимость константы межфазного обменного взаимодействия $A_{\text{in}}(T)$ для различно окисленных пленок со значениями обменных энергий, определенными в табл. 1, и рассчитанная с помощью соотношений (3)–(6). Очевидно, что в области низких температур ($k_B T < J_{\text{Ni}}$) относительная константа

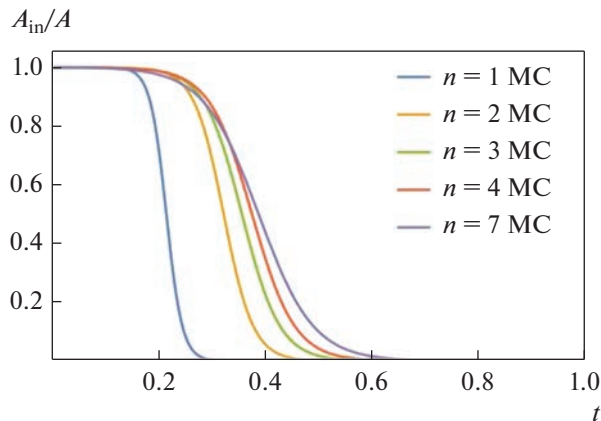


Рис. 2. Температурные зависимости относительной константы межфазного обменного взаимодействия $A_{in}(T)/A$ двухфазных пленок Ni/NiO с различной толщиной окисленной части n , измеряемой в монослоях (МС).

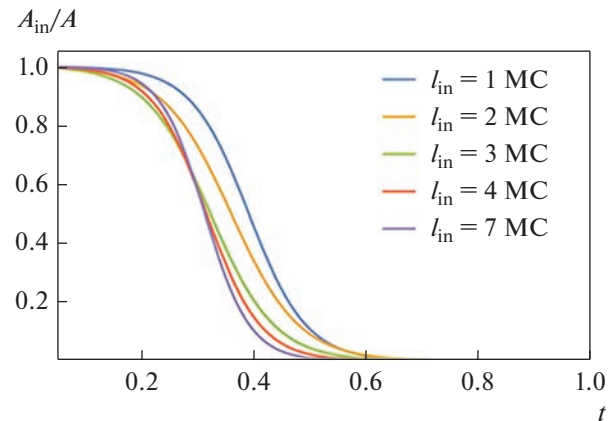


Рис. 3. Температурная зависимость константы межфазного обменного взаимодействия $A_{in}(T)$ при различных значениях толщины интерфейсного слоя: $l_{int} = 1, 2, \dots, 7$ монослоев.

межфазного обменного взаимодействия меняется с увеличением толщины окисленного слоя. Причем, наиболее заметным является изменение константы A_{in} в начале процесса окисления, вплоть до $n = 4$ МС.

4. ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖФАЗНОГО ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОТ ТОЛЩИНЫ ИНТЕРФЕЙСНОГО СЛОЯ

Рассмотрим двухфазную пленку Ni/NiO, в которой восемь монослоев никеля покрыты восемью монослоями окиси никеля. Различие размеров элементарных ячеек никеля и окиси никеля ($a = 3.53 \text{ \AA}$ и $a = 4.15 \text{ \AA}$ соответственно) приводят к деформации материалов на границе их сопряжения. Это может вызывать изменение расстояний между граничащими атомами никеля и, как следствие, привести к изменению энергии обменного взаимодействия атомов никеля в интерфейсе. Для оценки изменения обменной энергии, связанной с отмеченной выше причиной, воспользуемся кривой Бете–Слетера [17], которую можно аппроксимировать следующей функцией:

$$J(x) = J_0 \begin{cases} \frac{1}{x} \left(\frac{4}{9} x^2 - 1 \right) \exp(-2x), & 1.5 \leq x \leq 2 \\ \left(\exp\left(\frac{x-2.1}{0.048}\right) + 0.94 \right)^{-1}, & 2 \leq x \leq 2.4, \end{cases} \quad (7)$$

где $J_0 = 5.86 \times 10^{-14}$ Дж/атом – параметр аппроксимации, $x = a/d$, a и d – расстояние между ионами и диаметр их незаполненной оболочки соответственно. Считая, что расстояние между ионами пропорционально параметру решетки, а

диаметр d остается неизменным, можно оценить изменение обменной энергии, связанное с деформацией решетки.

Неоднородность интерфейса определяется неоднородностью энергии обменного взаимодействия $J(x)$ атомов никеля. Естественно полагать, что толщина интерфейсного слоя l_{int} определяется характерным размером L области неоднородности $J(x)$. Более того, для оценки l_{int} будем считать, что $l_{int} \approx L$.

Зависимость константы межфазного обменного взаимодействия $A_{in}(T)$ от температуры, рассчитанная с помощью соотношений (2)–(6) и (7) для различных значений толщины интерфейсного слоя l_{int} , расположенного в середине пленки, представлена на рис. 3. Сравнивая температурные зависимости $A_{in}(T)$, можно утверждать, что константа межфазного обменного взаимодействия претерпевает существенное изменение при увеличении l_{int} лишь пределах первых 3–4-х монослоев. Дальнейший рост области взаимодействия практически не влияет на величину межфазного обменного взаимодействия.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Моделирование температурной зависимости константы межфазного обменного взаимодействия $A_{in}(T)$ на границе пленок никель/окись никеля с фиксированной толщиной интерфейсного слоя l_{int} показало, что в области низких температур ($k_B T < J_{Ni}$) толщина антиферромагнитного слоя существенно влияет на скорость изменения A_{in} с температурой (см. рис. 2). Для оценки скоро-

сти изменения константы межфазного обменного взаимодействия с температурой воспользуемся аппроксимацией зависимости $A_{\text{in}}(T)$, представленной на рис. 2:

$$A_{\text{in}}(T) \sim \frac{1}{\exp(t/t_0) + \alpha}, \quad (8)$$

где $t = k_B T / J_{\text{Ni}}$ — относительная температура, J_{Ni} — энергия обменного взаимодействия двух соседних атомов никеля, t_0 — характерная температура изменения $A_{\text{in}}(T)$, α — параметры аппроксимации. Отметим, что температура t_0 определяется энергией взаимодействия между соседствующими атомами никеля в ферро- и антиферромагнитной фазах [9], а, следовательно, энергией межфазного взаимодействия.

Как следует из табл. 2, характерная температура t_0 возрастает с увеличением числа монослоев окиси никеля, что подтверждает отмеченную выше зависимость энергии межфазного обменного взаимодействия E_{in} от толщины антиферромагнитного слоя. Рост энергии E_{in} с увеличением толщины антиферромагнитного слоя описан в теоретических и экспериментальных исследованиях [18–20] поля обменного смещения H_e , которое связано с E_{in} пропорциональной зависимостью (см., напр., [5]).

Предположение об отсутствии деформации при сопряжении кристаллических решеток на межфазной границе Ni/NiO, скорее всего, не выполняется. Ведь параметры решеток никеля и его окиси (NiO) различаются. Нами проведено моделирование температурной зависимости константы межфазного взаимодействия $A_{\text{in}}(T)$ с учетом изменяющихся в интерфейсе значений обменных энергий. Аппроксимация температурной зависимости $A_{\text{in}}(T)$, представленной на рис. 2, и описанная соотношением (8), позволила рассчитать зависимость характерной температуры t_0 от толщины интерфейсного слоя l_{int} (см. табл. 3).

Из табл. 3 следует, что увеличение толщины интерфейсного слоя l_{int} до 3–4 монослоев приводит к уменьшению характерной температуры t_0 в 1.3 раза. Очевидно, что подобным образом должна уменьшаться и энергия межфазного обменного взаимодействия в двухфазных пленках Ni/NiO. Это связано с уменьшением энергии обменного взаимодействия между атомами никеля, оценка которой была проведена нами с помощью кривой Бете–Слетера.

Рассчитанные значения характерной температуры t_0 (см. табл. 1, 2) имеют значения, соизмеримые с полученным в работе [9]: $t_0 \approx 0.05$. Соглас-

Таблица 2. Зависимость характерной температуры t_0 от числа монослоев n окиси никеля

n , МС	1	2	3	4	5	6	7
$t_0, 10^{-2}$	1.5	2.8	3.6	4.3	4.8	5.1	5.3

Таблица 3. Зависимость характерной температуры t_0 от размера области взаимодействия L

l_{int} , МС	1	2	3	4	5	6	7
$t_0, 10^{-2}$	5.45	4.78	4.47	4.32	4.30	4.28	4.28

но [9], указанной температуре t_0 соответствует экспериментальное значение температуры $T_0 \approx 9$ К, определяющей экспоненциальную температурную зависимость поля обменного смещения: $H_E = H_{E0} \exp(-T/T_0)$ [5].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подход, разработанный на основе метода среднего спина, позволил провести исследование связи константы межфазного обменного взаимодействия A_{in} с толщиной интерфейса l_{int} между двумя соседствующими ферромагнитными и антиферромагнитными слоями в ультратонкой пленке. Показано, что константа A_{in} достигает минимального значения при увеличении ширины интерфейса до 3–4 монослоев.

В рамках представленного подхода, в приближении неизменности толщины интерфейса ($l_{\text{int}} = \text{const}$) показано, что рост толщины антиферромагнитного слоя приводит к увеличению константы межфазного обменного взаимодействия.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского Научного Фонда, проект № 22-22-00492.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meiklejohn W.P., Bean C.P. New magnetic anisotropy // Phys. Rev. 1956. V. 102. P. 1413.
2. Nogués J., Sorta J., Langlaish V., Skumryeva V., Suriñach S., Muñoz J.S., Baró M.D. Exchange bias in nanostructures // Physics Reports 2005. V. 422. P. 65–117.
3. Evans R.F.L., Chantrell R.W., Chubykalo–Fesenko O. Surface and interface effects in magnetic core–shell nanoparticles // Mater. Research Society. 2013. V. 38. P. 909–914.
4. Rinaldi-Montes N., Gorria P., Martínez-Blanco D., Fuertes A. B., Fernández Barquín L., Puente-Orench I. Blanco J.A. Scrutinizing the role of size reduction on the exchange bias and dynamic magnetic behavior in NiO nanoparticles // Nanotechnology 2015. V. 26. P. 305705.

5. *Rinaldi-Montes N., Gorria P., Martínez-Blanco D., Fuertes A.B., Fernández Barquín L., Puente-Orench I., Blanco J.A.* Bridging exchange bias effect in NiO and Ni(core)@NiO(shell) nanoparticles // *JMMM*. 2016. V. 400. P. 236–241.
6. *De Toro J.A., Marques D.P., Muñoz P., Skumryev V., Sort J., Givord D., Nogués J.* High Temperature Magnetic Stabilization of Cobalt Nanoparticles by an Antiferromagnetic Proximity Effect // *Phys. Rev. Lett.* 2015, V. 115. P. 057201.
7. *Peng D.L., Sumiyama K., Hihara T., Yamamuro S., Konno T.J.* Magnetic properties of monodispersed Co/CoO clusters // *Phys. Rev. B*. 2000. V. 61. P. 4.
8. *Xing Q., Han Z., Zhao S.* Exchange bias of nanostructured films assembled with Co/CoO core-shell clusters // *Mater. Lett.* 2017. V. 188. P. 103–106.
9. *Anisimov S., Afremov L., Petrov A.* Modeling the effect of temperature and size of core/shell nanoparticles on the exchange bias of a hysteresis loop // *JMMM*. 2020. V. 500. P. 166366.
10. *Anisimov S.V., Afremov L.L., Petrov A.A.* Temperature dependence of the interphase interaction energy of core/shell nanoparticles // *J. Phys.: Conference Series*. 2019. V. 13890. P. 12027.
11. *Yang J.S., Chang C.R.* The influence of interfacial exchange on the coercivity of acicular coated particle // *J. Appl. Phys.* 1991. V. 69(11). P. 7756.
12. *Weissmuller J., Michels A., Barker J.G., Erb U., Shull R.D.* Analysis of the small-angle neutron scattering of nanocrystalline ferromagnets using a micromagnetics model // *Phys. Rev. B*. 2001. V. 63. P. 214414.
13. *Kodama R.H., Makhlof S.A., Berkowitz A.E.* Finite size effects in antiferromagnetic NiO nanoparticles // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 79. P. 1393.
14. *Ziman J.M.*, Models of Disorder: The Theoretical Physics of Homogeneously Disordered Systems. Cambridge University Press, N.Y. 1979. 525 p.
15. *Кулеш Н.А., Москалев М.Е., Васильковский В.О., Степанова Е.А., Лепаловский В.Н.* Микромагнитный анализ температурных зависимостей гистерезисных свойств поликристаллических пленок с обменным смещением // *ФММ*. 2021. V. 122(9). С. 917–923.
16. *Spadaro M.C., D'Addato S., Luches P., Valeri S., Grillo V., Rotunno E., Roldan M., Pennycook S., Ferretti A.M., Capetti E., Ponti A.* Tunability of exchange bias in Ni@NiO core-shell nanoparticles obtained by sequential layer deposition // *Nanotechnology*. 2015. V. 26(40). P. 405704.
17. *Morales R., Basaran A.C., Villegas J.E., Navas D., Soriano N., Mora B., Redondo C., Batlle X., Schuller I.K.* Exchange-bias phenomenon: the role of the ferromagnetic spin structure // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 114(9). P. 097202.
18. *Снигирев О.В., Тишин А.М., Гудошников С.А., Андреев К.Е., Бор Якоб.* Магнитные свойства ультратонких пленок Ni // *ФТТ*. 1998. Т. 40(9). С. 1681–1685.
19. *Лядов Н.М., Базаров В.В., Вахитов И.Р., Гумаров А.И., Ибрагимов Ш.З., Кузина Д.М., Файзрахманов И.А., Хайбуллин Р.И., Шустов В.А.* Особенности структуры нанокристаллических пленок никеля, сформированных методом ионного распыления // *ФТТ*. 2021. Т. 63. № 10. С. 1687–1693.
20. *Kuo T.Y., Chen S.C., Peng W.C., Lin Y.C., Lin H.C.* Influences of process parameters on texture and microstructure of NiO films // *Thin Solid Films*. 2011. V. 519(15). P. 4940–4943.