

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.622

# МИКРОМАГНИТНЫЙ АНАЛИЗ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ СВОЙСТВ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК С ОБМЕННЫМ СМЕЩЕНИЕМ

© 2021 г. Н. А. Кулеш<sup>а, \*</sup>, М. Е. Москалев<sup>а</sup>, В. О. Васьковский<sup>а</sup>,  
Е. А. Степанова<sup>а</sup>, В. Н. Лепаловский<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия

\*e-mail: nikita.kulesh@urfu.ru

Поступила в редакцию 08.05.2021 г.

После доработки 17.05.2021 г.

Принята к публикации 18.05.2021 г.

На примере системы  $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$  построена феноменологическая модель формирования поля обменного смещения и коэрцитивной силы в поликристаллических композитах типа ферромагнетик/антиферромагнетик. На основе экспериментальных данных по температурному изменению гистерезисных свойств проведена оценка распределения кристаллитов антиферромагнитного слоя по температуре блокировки и по величине константы магнитной анизотропии. С использованием полученных результатов выполнено микромагнитное компьютерное моделирование температурных зависимостей коэрцитивной силы и поля обменного смещения ферромагнитного слоя. Показано, что микромагнитная модель может быть успешно использована для анализа и прогнозирования гистерезисных свойств пленочных сред с обменным смещением.

*Ключевые слова:* обменное смещение, микромагнитное моделирование, температура, гистерезисные свойства

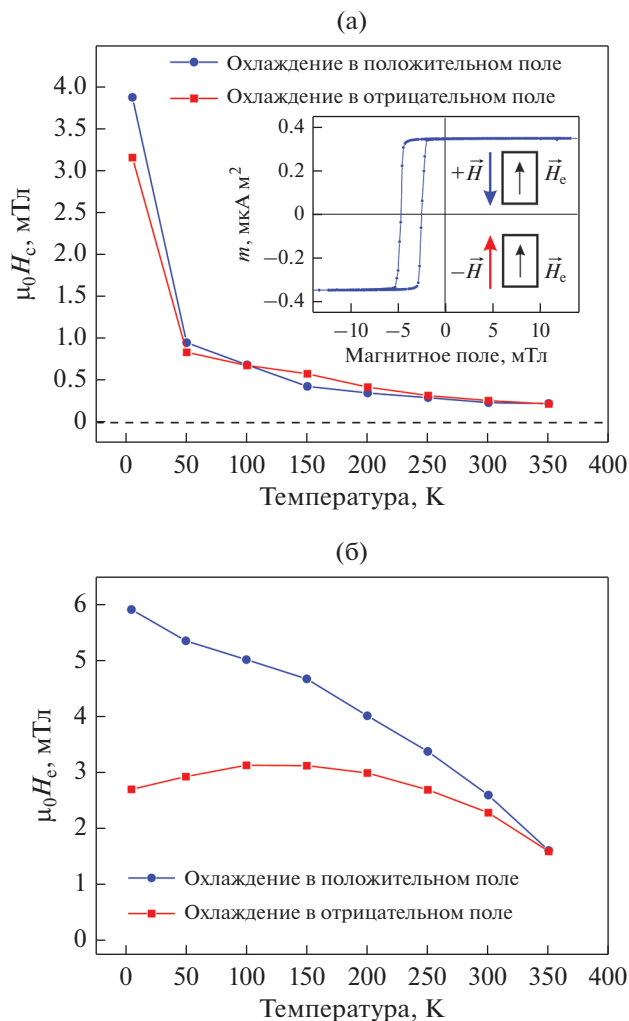
DOI: 10.31857/S0015323021090060

### ВВЕДЕНИЕ

Эффект обменного смещения был открыт более 60 лет назад [1] и в настоящее время нашел широкое применение в системах магнитной записи информации, сенсорике и разнообразных устройствах спинтроники [2, 3]. Обменное смещение возникает благодаря наличию обменной связи в интерфейсной области между двумя магнитоупорядоченными материалами (чаще всего ферромагнетиком (ФМ) и антиферромагнетиком (АФ)), приводя к появлению однонаправленной магнитной анизотропии. Наличие последней выражается в возникновении выделенного направления легкого намагничивания и, как следствие, сдвига петли гистерезиса “закрепленного” слоя вдоль оси магнитных полей, благодаря которому явление и называется обменным смещением. Наличие однонаправленной магнитной анизотропии и специфической магнитной структуры, формируемой в околоинтерфейсной области, приводит к возникновению других менее очевидных эффектов, таких как асимметрия формы петли гистерезиса [4] или изменение коэрцитивной силы [5].

Модель, позволяющая определить величину поля обменного смещения в системах типа ФМ/АФ с

идеальным интерфейсом, появилась уже в первых работах, однако существенное несоответствие предсказанных значений экспериментальным выявило нетривиальный характер явления [6]. В дальнейшем был предложен ряд усложнений, в том числе учет наличия интерфейсной доменной стенки [7], дефектов в АФ-слое [8], шероховатости интерфейса [9], что позволило существенно улучшить предсказательную силу модели [10]. Одним из важнейших этапов стал подробный анализ магнитного поведения интересных с точки зрения технических приложений поликристаллических пленочных систем типа ФМ/АФ [11]. Ключевой проблемой было устранение неоднозначности и учет предыстории такой системы при анализе температурных зависимостей гистерезисных свойств [12]. В результате была предложена модель, учитывающая распределение кристаллитов АФ-слоя по объему и, как следствие, неоднородность их магнитных характеристик [13]. Так мелкие кристаллиты обладают сниженным значением константы магнитной анизотропии и при конечных температурах могут вносить вклад либо в величину поля обменного смещения, либо в величину коэрцитивной силы [14]. Для того что-



**Рис. 1.** Температурные зависимости коэрцитивной силы (а) и поля обменного смещения (б), полученные на образце Ta(5)/Fe<sub>19</sub>Ni<sub>81</sub>(40)/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub>(20)/Ta(5). На вставке рисунка (а) показана типичная петля гистерезиса, измеренная при температуре 300 К, стрелками и обозначениями  $+H$  и  $-H$  показаны направление и знак “положительного” и “отрицательного” поля, в котором выполнено охлаждение образца.

бы характеризовать распределение кристаллитов по размерам и извлечь некоторые характеристики пленочной системы, был предложен специальный протокол измерений (Йоркский протокол), призванный минимизировать неоднозначность влияния предыстории [15]. Для анализа поликристаллических систем оправдано использование микромагнитного [16] или атомистического [17] подхода, в рамках которых возможен учет неоднородности магнитных свойств кристаллитов и наличия дефектной структуры. Это позволяет естественным образом описывать эффект тренировки, угловые зависимости коэрцитивной силы

и поля обменного смещения, асимметрию петли гистерезиса и т.д. [18].

В рамках настоящей работы на примере популярной поликристаллической системы с обменным смещением типа Fe<sub>19</sub>Ni<sub>81</sub>/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub> выполнен анализ экспериментальных температурных зависимостей гистерезисных свойств ФМ слоя Fe<sub>19</sub>Ni<sub>81</sub> и получены оценки для распределения зерен АФ слоя по величине константы магнитной анизотропии. Анализ температурных зависимостей коэрцитивной силы и поля обменного смещения, полученных с использованием упрощенного подхода и Йоркского протокола, выполнен в рамках микромагнитного подхода.

## ОБРАЗЦЫ И МЕТОДЫ

Пленки SiO<sub>2</sub>/Ta(5)/Fe<sub>19</sub>Ni<sub>81</sub>(40)/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub>(20)/Ta(5) (здесь и далее в скобках указана толщина слоев в нанометрах) были получены методом магнетронного распыления. В качестве подложек использованы стеклянные покровные стекла (подложка указана в приведенной выше формуле как SiO<sub>2</sub>). Базовое давление в камере составляло  $3 \times 10^{-7}$  мбар, давление рабочего газа Ar составляло  $2 \times 10^{-3}$  мбар. Осаждение происходило в присутствии магнитного поля напряженностью 250 Э, которого было достаточно для намагничивания ФМ слоя Fe<sub>19</sub>Ni<sub>81</sub> до насыщения. Таким образом, образец имел ярко выраженную однонаправленную магнитную анизотропию сразу после осаждения, и процедура нагрева выше температуры Нееля с последующим охлаждением в поле не требовалась. Нижний слой Ta использовали для формирования ГЦК-кристаллической решетки в слоях Fe<sub>19</sub>Ni<sub>81</sub> и Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub> (антиферромагнитная  $\gamma$ -фаза) с сильной текстурой типа (111) [19]. Структурное состояние слоев было подтверждено методом рентгеноструктурного анализа.

Для аттестации магнитных свойств использован вибрационный магнитометр с температурной приставкой (Йоркский протокол) или система измерения магнитных свойств MPMS-XL7 (температурные зависимости).

## ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ СВОЙСТВ

Температурные зависимости коэрцитивной силы  $H_c$  и поля обменного смещения  $H_e$  были получены в двух вариантах, начиная с наименьшей температуры: после охлаждения от 350 К в “положительном” поле и в “отрицательном” поле напряженностью 0.5 Тл (рис. 1). В первом случае знак приложенного поля был противоположен знаку поля обменного смещения, во втором — совпадал с ним (см. вставку со схематичной ориента-

цией внешнего поля и петель гистерезиса на рис. 1). Существенная разница в поведении  $H_e$  обусловлена изменением ориентации нескомпенсированных магнитных моментов некоторых АФ-зерен при повышенной температуре и их закреплении при охлаждении образца.

Такое поведение объясняется изменением вклада мелких АФ-кристаллитов с меньшей энергией анизотропии в величину обменного смещения, который может совпадать по знаку (охлаждение в “положительном” поле) или не совпадать (охлаждением в “отрицательном” поле) с вкладом от более крупных кристаллитов с большей энергией анизотропии. При этом коэрцитивная сила для разных режимов имеет практически одинаковое поведение, что указывает на механизм, независящий от ориентации нескомпенсированных магнитных моментов в АФ-слое. Резкий рост коэрцитивной силы при понижении температуры до 5 К может быть связан с появлением спин-стеклового состояния в околоинтерфейсной области АФ слоя [20].

Более информативным но ресурсозатратным методом является протокол измерений, предложенный в работе [21]. Измерения проходили после охлаждения образца от максимальной температуры 439 К в “положительном” магнитном поле 0.5 Тл до 100 К. Выбор температуры 100 К был обусловлен стабильностью гистерезисных свойств пленки вследствие малого воздействия температурных флуктуаций.

На каждом последующем шаге образец нагревали в обратном поле 0.5 Тл до температуры  $T_{act}$ , при которой выдерживали 20 мин, затем снова охлаждали до 100 К, после чего измеряли петлю гистерезиса с учетом эффекта тренировки. Полученные зависимости коэрцитивной силы и поля обменного смещения от  $T_{act}$  представлены на рис. 2.

Точка, в которой  $H_e(T_{act}) = 0$ , соответствует одинаковому вкладу зерен с температурой блокировки ниже и выше медианного значения  $\langle T_b \rangle$ , которое в нашем случае составило 415 К. Благодаря тому, что все измерения проводятся при фиксированной температуре, данная методика позволяет проводить оценку доли АФ-зерен с заданным значением температуры блокировки. Если предположить, что переключение нескомпенсированных магнитных моментов АФ-зерна вслед за ФМ слоем происходит в первую очередь при условии сильных термических флуктуаций, можно пренебречь интерфейсной энергией связи и записать условие равенства энергии магнитной анизотропии и энергии тепловых колебаний  $K_{AF}V = k_B T_b$ , где  $K_{AF}$  – константа магнитной анизотропии АФ слоя,  $V$  – объем зерна,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T_b$  – температура блокировки. С учетом времени релаксации из теории Нееля–Аррениуса

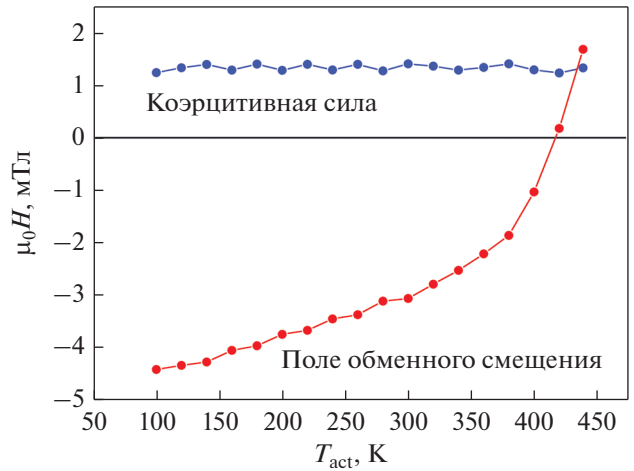


Рис. 2. Зависимости коэрцитивной силы  $H_c$  и поля обменного смещения  $H_e$  от температуры  $T_{act}$ , до которой производится нагрев образца в обратном поле. На каждом шаге измерения  $H_c$  и  $H_e$  выполнялись при температуре 100 К.

для среднего значения константы магнитной анизотропии можно записать [11]:

$$K_{AF}(\langle T_b \rangle) = \frac{\ln(t f_0)}{V_m} k_B \langle T_b \rangle, \quad (1)$$

где  $t$  – время релаксации,  $f_0$  – характеристическая частота переключения спина, оценка которой  $f_0 = 2.1 \times 10^{12}$  Гц была дана в работе [22],  $V_m$  – медианный объем зерен. Последний может быть оценен в приближении цилиндрических АФ частиц с помощью среднего латерального размера  $D_m$  и толщины слоя  $t_{AF}$  как  $V_m = \pi D_m^2 t_{AF} / 4$ . С учетом того, что рост зерен FeMn происходит на слое пермаллоя, их средний латеральный размер будет приблизительно равен размеру, характерному для пленки пермаллоя. Наши предыдущие данные, полученные методом просвечивающей электронной микроскопии, позволяют оценить  $D_m = 8$  нм [23]. Таким образом, подставляя численные значения параметров в выражение (1), можно получить величину среднего значения  $K_{AF}(\langle T_b \rangle) = 1.3 \times 10^5$  Дж/м<sup>3</sup>. Оценка вида распределения АФ зерен по температуре блокировки может быть сделана на основе экспериментальной зависимости поля обменного смещения, показанной на рис. 2. Высокое для системы FeNi/FeMn значение  $\langle T_b \rangle$  [24] обусловлено значительной толщиной АФ слоя, которая соответствует среднему объему зерен, обладающему  $K_{AF}$  приближенной к значению характерному для объемного материала.

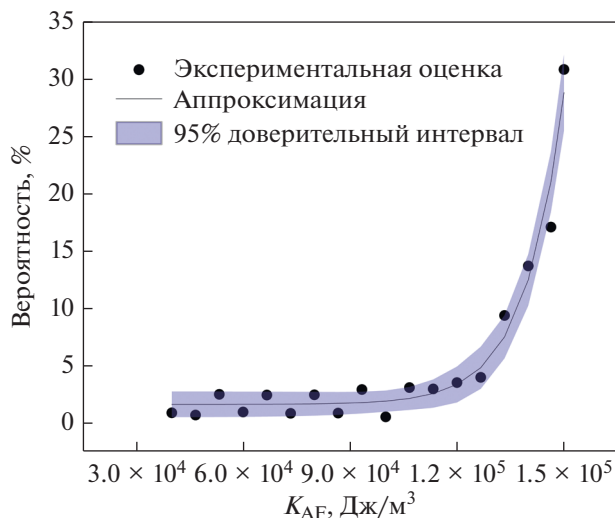


Рис. 3. Распределение вероятности обнаружения кристаллита с заданным значением константы магнитной анизотропии в АФ слое. Экспериментальные точки взяты из данных, представленных на рис. 2.

### МИКРОМАГНИТНАЯ МОДЕЛЬ

Моделирование выполнено в пакете MuMax<sup>3</sup> методом конечных разниц [25]. Поскольку в рамках микромагнитного подхода задание истинного АФ состояния затруднительно, нами был использован подход, предложенный в работе [26]. А именно, была задана двухслойная ФМ пленка со спонтанной намагниченностью  $M_s = 8 \times 10^5$  А/м, один слой которой был использован в качестве псевдоантиферромагнетика. Для него было “отключено” действие внешнего и размагничивающего магнитных полей, но сохранено обменное взаимодействие с ФМ слоем на интерфейсе. Учитывая низкую магнитную анизотропию и сильное обменное взаимодействие между кристаллитами пермаллоя, поликристаллическая структура была задана только в АФ слое путем построения многогранников Воронова со средним размером 8 нм. В каждом кристаллите была задана одноосная магнитная анизотропия с осью ориентированной случайным образом вдоль плоскости пленки. Обменное взаимодействие между кристаллитами было отключено для имитации независимого переключения нескомпенсированных магнитных моментов в отдельных зернах АФ. Константа обменного взаимодействия  $A_{FM}$  в ФМ-слое была выбрана равной  $1 \times 10^{-11}$  Дж/м, в “антиферромагнитном”  $A_{AF} = 0.7 \times 10^{-11}$  Дж/м. Чтобы учесть, что нескомпенсированные магнитные моменты в АФ-слое на интерфейсе составляют лишь малую часть от их общего числа, эффективная константа обменного взаимодействия между ФМ- и АФ-слоем была уменьшена приблизительно на 90% (см. формулу (4) и пояснение ниже).

Эволюция состояния системы с течением времени описана с помощью динамического уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта. Крутящий момент действующий на магнитный момент  $\mathbf{m}$ , находящийся в эффективном внешнем магнитном поле  $\mathbf{B}_{eff}$ :

$$\boldsymbol{\tau}_{LL} = \gamma_{LL} \frac{1}{1 + \alpha^2} (\mathbf{m} \times \mathbf{B}_{eff} + \alpha (\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{B}_{eff}))), \quad (2)$$

где  $\gamma_{LL}$  – гиромагнитное отношение,  $\alpha$  – безразмерный параметр диссипации Гильберта. Учет температуры был выполнен путем включения флуктуирующего вклада  $\vec{B}_{therm}$  в эффективное магнитное поле  $\vec{B}_{eff}$  [25, 27]:

$$\mathbf{B}_{therm} = \boldsymbol{\eta} \sqrt{\frac{2\mu_0 \alpha k_B T}{B_{sat} \gamma_{LL} \Delta V \Delta t}}, \quad (3)$$

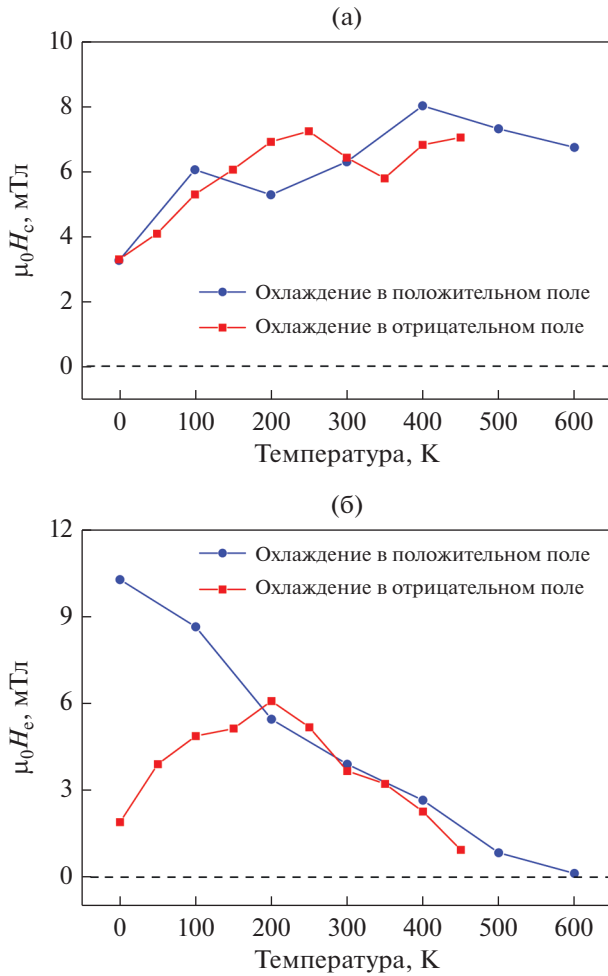
где  $k_B$  – константа Больцмана,  $T$  – температура,  $B_{sat}$  – магнитная индукция насыщения,  $\Delta V$  – объем ячейки дискретизации,  $\Delta t$  – временной шаг,  $\boldsymbol{\eta}$  – вектор со случайной ориентацией и величиной, изменяющейся в соответствии со стандартным нормальным распределением на каждом шаге.

В рамках данной модели распределение АФ-зерен по объему было заменено распределением по величине константы одноосной магнитной анизотропии  $K_{AF}$ . Для этого был использован приближенный вид распределения АФ-зерен по температуре блокировки в соответствии с экспериментальными результатами, представленными на рис. 2. Значение  $K_{AF} = 1.3 \times 10^5$  Дж/м<sup>3</sup>, оцененное в соответствии с формулой (1), было использовано в качестве медианного. Общий вид распределения АФ-зерен по величине константы магнитной анизотропии показан на рис. 3.

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Описанная микромагнитная модель была использована для получения температурных зависимостей поля обменного смещения и коэрцитивной силы в условиях охлаждения в “положительном” и “отрицательном” поле (см. рис. 1), а также для анализа данных в рамках Йоркского протокола. На рис. 4 приведены расчетные температурные зависимости коэрцитивной силы и поля обменного смещения. В целом можно отметить качественное согласие хода зависимостей поля обменного смещения для разных режимов охлаждения пленки.

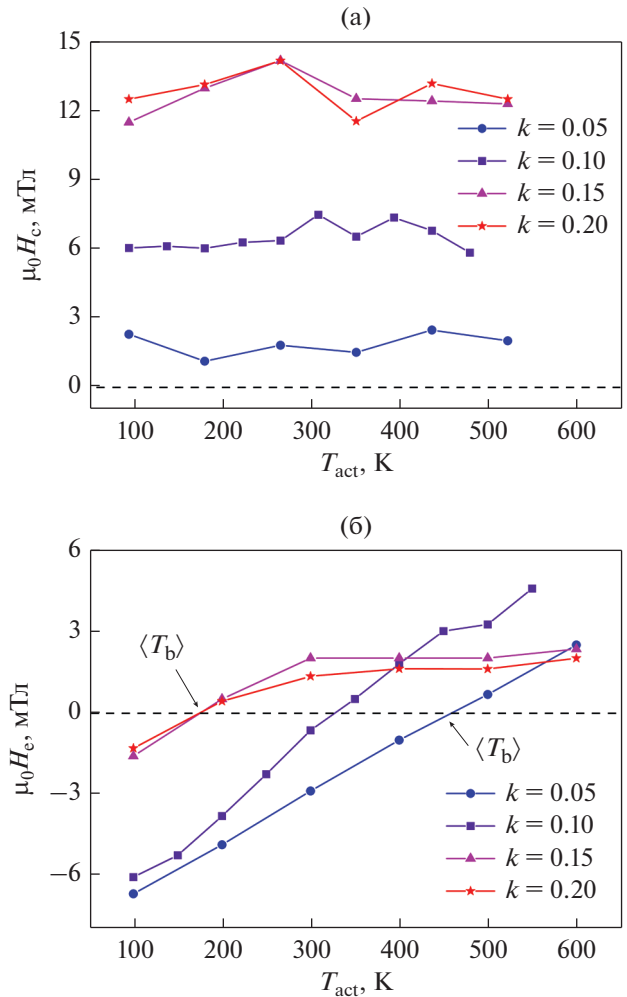
Для температурных зависимостей коэрцитивной силы общий вид расчетных кривых существенно отличается от экспериментальных. Такой результат является типичным для микромагнитных моделей и требует отдельного рассмотрения [16]. Одной из главных причин является отсутствие в



**Рис. 4.** Расчетные температурные зависимости коэрцитивной силы (а) и поля однонаправленной анизотропии (б), полученные в результате микромагнитного моделирования. Точки соединены прямыми линиями для удобства восприятия. В модели использовано значение параметра ослабления межслойной обменной связи  $k = 0.1$ .

микромагнитной модели АФ-зерен, ответственных за особенности низкотемпературного поведения системы. Как было обозначено выше, это может быть вклад как спин-стекольного состояния, так и существенного количества зерен малого объема. Содержание последних может быть существенно недооценено, поскольку при задании распределения АФ-зерен по величине константы магнитной анизотропии мы руководствовались данными измерений по Йоркскому протоколу (температура измерений 100 К).

На рис. 5 показаны зависимости гистерезисных свойств ФМ-слоя от температуры активации, полученные при 100 К для описанного выше распределения констант магнитной анизотропии АФ-зерен и различных значениях коэффициента



**Рис. 5.** Расчетные зависимости коэрцитивной силы  $H_c$  (а) и поля обменного смещения  $H_e$  (б) от температуры активации  $T_{act}$ , полученные при различных значениях коэффициента ослабления межслойной обменной связи  $k$ .

ослабления межслойной обменной связи  $k$ . Последний оказывает непосредственное влияние на эффективное поле обменной связи между ФМ- и АФ-слоями согласно выражению [25]:

$$\mathbf{V}_{exch} = 4k \frac{A_{FM} A_{AF}}{A_{FM} + A_{AF}} \sum_i \frac{(\mathbf{m}_i + \mathbf{m})}{\Delta_i^2}, \quad (4)$$

где  $\mathbf{m}$  – магнитный момент ячейки,  $\mathbf{m}_i$  – магнитный момент соседней ячейки ( $y$  каждой ячейки 6 соседей),  $\Delta_i$  – размер ячейки (в нашем случае 2 нм).

Усиление обменной связи между слоями приводит к резкому росту коэрцитивной силы (рис. 5а) с одновременным уменьшением среднего значения температуры блокировки (рис. 5б) вплоть до  $k = 0.15$ . Такой эффект связан с тем, что при высоких  $k$  происходит “переключение” АФ-зерен вслед за ФМ-слоем [28] и энергией обменной связи

при рассмотрении тепловых колебаний пренебречь уже нельзя. Менее резкий рост  $H_e$  в области высоких температур на рис. 5б по сравнению с экспериментом можно связать с тем, что учет температурной зависимости  $K_{AF}$  происходит не полностью. В частности, не учитывается вклад от изменения постоянной кристаллической решетки и зависимости  $A_{AF}(T)$ , что может обуславливать более резкий спад при приближении к температуре блокировки. Учитывая экспериментальное значение  $\langle T_b \rangle = 415$  К, можно заключить, что коэффициент ослабления межслойной обменной связи должен быть выбран  $k \sim 0.06$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере системы  $Fe_{19}Ni_{81}/Fe_{50}Mn_{50}$  с обменным смещением был продемонстрирован алгоритм анализа температурных зависимостей гистерезисных свойств ферромагнитного слоя, включающий получение экспериментальных данных о системе и их использование для построения микромагнитной модели.

В рамках указанного подхода предложена замена распределения АФ-кристаллитов по объему на распределение по величине константы магнитной анизотропии, что позволяет контролировать свойства АФ-слоя более удобным образом. Сравнивая расчетные зависимости гистерезисных свойств с экспериментальными, можно заключить, что в целом микромагнитная модель адекватно описывает свойства реальной системы при условии корректного выбора параметров, некоторые из которых могут выступать в качестве подгоночных.

Выбранный подход позволяет выполнить проверку гипотезы о характере распределения зерен по величине константы магнитной анизотропии и может представлять особый интерес для анализа сложных многофазных АФ-материалов, например, сплавов системы NiMn.

Одним из перспективных направлений использования описанного подхода представляется анализ температурных зависимостей гистерезисных свойств систем, содержащих ферромагнитный и антиферромагнитный слои, разделенные магнитными и немагнитными прослойками, которые оказывают непосредственное влияние на интенсивность межслойной обменной связи.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-72-00141).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meiklejohn W.H., Bean C.P. New magnetic anisotropy // *Phys. Rev.* 1956. V. 102. P. 904–913.
2. Peng S., Zhu D., Li W., Wu H., Grutter A.J., Gilbert D.A., Lu J., Xiong D., Cai W., Shafer P., Wang K.L., Zhao W. Exchange bias switching in an antiferromagnet/ferromagnet bilayer driven by spin-orbit torque // *Nat. Electron.* 2020. V. 3. P. 757–764.
3. Baltz V., Manchon A., Tsoi M., Moriyama T., Ono T., Tserkovnyak Y. Antiferromagnetic spintronics // *Rev. Mod. Phys.* 2018. V. 90. P. 15005.
4. Camarero J., Sort J., Hoffmann A., García-Martín M.J., Dieny B., Miranda R., Nogués J. Origin of the asymmetric magnetization reversal behavior in exchange-biased systems: Competing anisotropies // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. P. 1–4.
5. Blachowicz T., Ehrmann A. Exchange bias in thin films—an update // *Coatings.* 2021. V. 11. P. 1–21.
6. Nogués J., Lederman D., Moran T.J., Schuller I.K., Rao K.V. Large exchange bias and its connection to interface structure in  $FeF_2$ -Fe bilayers // *Appl. Phys. Lett.* 1995. V. 68. P. 3186.
7. Mauri D., Siegmann H.C., Bagus P.S., Kay E. Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate // *J. Appl. Phys.* 1987. V. 62. P. 3047–3049.
8. Schuller I.K., Morales R., Batlle X., Nowak U., Güntherodt G. Role of the antiferromagnetic bulk spins in exchange bias // *J. Magn. Magn. Mater.* 2016. V. 416. P. 2–9.
9. Malozemoff A.P. Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces // *Phys. Rev. B.* 1987. V. 35. P. 3679–3682.
10. Stamps R.L. Mechanisms for exchange bias // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2001. V. 33. P. R247.
11. Fulcomer E., Charap S.H. Thermal fluctuation aftereffect model for some systems with ferromagnetic-antiferromagnetic coupling // *J. Appl. Phys.* 1972. V. 43. P. 4190–4199.
12. Polisetty S., Sahoo S., Binek C. Scaling behavior of the exchange-bias training effect // *Phys. Rev. B – Condens. Matter Mater. Phys.* 2007. V. 76. P. 1–9.
13. Nishioka K., Hou C., Fujiwara H., Metzger R.D. Grain size effect on ferro-antiferromagnetic coupling of NiFe/FeMn systems // *J. Appl. Phys.* 1996. V. 80. P. 4528–4533.
14. Stiles M.D., McMichael R.D. Coercivity in exchange-bias bilayers // *Phys. Rev. B – Condens. Matter Mater. Phys.* 2001 V. 63. P. 1–10.
15. O'Grady K., Fernandez-Outon L.E., Vallejo-Fernandez G. A new paradigm for exchange bias in polycrystalline thin films // *J. Magn. Magn. Mater.* 2009. V. 322. P. 883–899.
16. Saha J., Victoria R.H. Large scale micromagnetic simulation for the exchange interaction between a polycrystalline antiferromagnet and a ferromagnet // *Phys. Rev. B – Condens. Matter Mater. Phys.* 2006. V. 73. P. 1–9.
17. Evans R.F.L., Fan W.J., Chureemart P., Ostler T.A., Ellis M.O.A., Chantrell R.W. Atomistic spin model simulations of magnetic nanomaterials // *J. Phys. Condens. Matter.* 2014. V. 26. P. 103202.
18. Craig B., Lamberton R., Johnston A., Nowak U., Chantrell R.W., O'Grady K. A model of the temperature dependence of exchange bias in coupled ferromagnetic-antiferromagnetic bilayers // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 103. P. 7–10.

19. *Vas'kovskiy V.O., Adanakova O.A., Gorkovenko A.N., Lepalovskij V.N., Svalov A.V., Stepanova E.A.* Exchange Bias in FeMn/M (M = FeNi, Gd, Tb) Films // *Phys. Procedia*. 2016. V. 82. P. 56–62.
20. *Nayak S., Manna P.K., Vijayabaskaran T., Singh B.B., Chelvane J.A., Bedania S.* Exchange bias in Fe/Ir20Mn80 bilayers: Role of spin-glass like interface and 'bulk' antiferromagnet spins // *J. Magn. Magn. Mater.* 2020. V. 499. P. 166267.
21. *Fernández-Outón L.E., O'Grady K., Carey M.J.* Thermal phenomena in IrMn exchange biased systems // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 95. P. 6852–6854.
22. *Vallejo-Fernandez G., Aley N.P., Chapman J.N., O'Grady K.* Measurement of the attempt frequency in antiferromagnets // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 97. P. 1–4.
23. *Васьковский В.О., Лепаловский В.Н., Горьковенко А.Н., Кулеш Н.А., Савин П.А., Свалов А.В., Степанова Е.А., Щёголева Н.Н., Ювченко А.А.* Магниторезистивная Среда На Основе Пленочной Структуры Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>/Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub> // *Журн. Технической Физики*. 2014. Т. 85. С. 118–125.
24. *Fernandez-Outon L.E., Vallejo-Fernandez G., Manzoor S., Hillebrands B., O'Grady K.* Interfacial spin order in exchange biased systems // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 104. P. 093907.
25. *Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., Van Waeyenberge B.* The design and verification of MuMax3 // *AIP Adv.* 2014. V. 4. P. 107133.
26. *De Clercq J., Vansteenkiste A., Abes M., Temst K., Van Waeyenberge B.* Modelling exchange bias with MuMax3 // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2016. V. 49. P. 1–7.
27. *Brown W.* Thermal fluctuations of a single-domain particle // *Phys. Rev.* 1963. V. 130. P. 1677–1686.
28. *Daeng-Am W., Chureemart P., Rittidech A., Atkinson L.J., Chantrell R.W., Chureemart J.* Micromagnetic model of exchange bias: Effects of structure and AF easy axis dispersion for IrMn/CoFe bilayers // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2020. V. 53. P. 045002.