

# ВАРИАЦИИ ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ И МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ ПЛНОЧНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА FeMn

*В. О. Васьковский*<sup>a,b</sup>, *А. А. Быкова*<sup>a\*</sup>, *А. Н. Горьковенко*<sup>a</sup>, *М. Е. Москалев*<sup>a</sup>,  
*В. Н. Лепаловский*<sup>a</sup>

<sup>a</sup> *Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина  
620002, Екатеринбург, Россия*

<sup>b</sup> *Институт физики металлов им. М. Н. Михеева  
Уральского отделения Российской академии наук  
620990, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 23 августа 2023 г.,  
после переработки 28 декабря 2023 г.  
Принята к публикации 3 января 2024 г.

Представлены результаты систематического экспериментального исследования гистерезисных свойств пленочных композитов типа FeNi/FeMn/FeNi в условиях варьирования толщины антиферромагнитного слоя FeMn, температуры и магнитной предыстории. Показано, что влияние указанных факторов на коэрцитивную силу и поле обменного смещения может быть объяснено на основе представлений о высокодисперсной поликристаллической структуре антиферромагнитного слоя. Реализована оригинальная методика оценки температурной зависимости константы магнитной анизотропии антиферромагнетика.

DOI: 10.31857/S0044451024050067

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия значительное внимание в физике композитных материалов уделяется исследованию магнитных систем, в которые входят обменно-связанные между собой слои антиферромагнитных и ферромагнитных металлов. Обменное взаимодействие, возникающее между слоями, приводит к определенной корреляции их магнитных структур. А отсутствие у антиферромагнетика спонтанной намагниченности и соответственно реакции на относительно небольшое магнитное поле индуцирует в ферромагнетике однонаправленную магнитную анизотропию, проявляющуюся в сдвиге его петли гистерезиса по оси магнитного поля. Данный эффект, называемый обменным смещением, представляет интерес для таких перспективных научно-технических направлений, как спинтроника, магнитная сенсорика, магнитная обработка информации [1–4].

Впервые указанный эффект был обнаружен в 1956 году при исследовании однодоменных частиц Co, покрытых антиферромагнитным оксидом CoO [5, 6], и с тех пор накоплен большой объем информации по реализации и особенностям обменного смещения в различных ферро-/антиферромагнитных композитах [7–9]. Классическим примером композитов, демонстрирующих эффект обменного смещения, являются поликристаллические пленки типа FeMn/FeNi, содержащие ферромагнитный слой пермаллоя Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> и антиферромагнитный слой Fe<sub>50</sub>Mn<sub>50</sub>. Функциональные свойства данной структуры ограничены сравнительно низкой температурой блокировки ( $T_b \leq 400$  K) [10]. Но у нее есть и свои достоинства, к которым можно отнести относительную простоту реализации обменного смещения, хорошую воспроизводимость его параметров и, конечно, отсутствие в составе антиферромагнетика дорогостоящих элементов типа Ir или Pt [11]. Изучению структуры типа FeMn/FeNi посвящено значительное число работ, в которых установлены закономерности формирования эффекта обменного смещения при варьировании толщин ферромаг-

\* E-mail: nastyabykova@gmail.com

нитного и антиферромагнитного слоев, состава буферных слоев, шероховатости межслойных интерфейсов, температуры, магнитной предыстории и условий термомагнитной обработки [12–18]. В том числе, установлена роль эффекта эпитаксиального роста в реализации оптимальных кристаллической структуры и текстуры композитов; определены критические толщинные параметры слоистой структуры; выявлены особенности термически активируемой межслойной диффузии; показано, что многие характерные особенности гистерезисных свойств обусловлены дисперсией в размере кристаллитов антиферромагнитного слоя.

Таким образом, пленочные композиты FeMn/FeNi представляются неплохо изученным носителем эффекта обменного смещения и в этой связи могут рассматриваться как модельный объект, весьма подходящий для тестирования новых подходов к экспериментальному изучению подобных сред, а также построению их физических и компьютерных моделей. В том числе, представляет интерес оценка эффективности использования такого рода бислоев для косвенного определения константы магнитной анизотропии антиферромагнитной составляющей. Само по себе количественное описание анизотропии антиферромагнетиков является непростой задачей. Отсутствие спонтанной намагниченности предъявляет очень высокие требования к реализации традиционных методик, используемых в этой области. В их рамках для определения анизотропии намагничивания [19] или условий резонансного микроволнового поглощения [20] необходимы сверхсильные стационарные магнитные поля (напряженностью более  $10^5$  Э) и сверхвысокочастотное электромагнитное излучение (частотой более  $10^2$  ГГц), т.е. сложное экспериментальное оборудование. Ситуация осложняется тем, что для качественной интерпретации кривых намагничивания или составляющих эффективного магнитного поля, получаемых в результате применения указанных методик, в эксперименте должны использоваться монокристаллические образцы, причем достаточно большого объема. Несравненно более доступной является методика определения константы анизотропии антиферромагнетика, предложенная в работе [21] при изучении поликристаллических пленок типа IrMn/FeNi и известная под названием Йорк-протокол. Она основана на анализе зависимостей поля обменного смещения от магнитной предыстории образцов и позволяет определить константу анизотропии антиферромагнетика IrMn при одной фиксированной температуре.

Данная работа посвящена физическому обоснованию возможности применения Йорк-протокола для определения температурного поведения константы магнитной анизотропии антиферромагнетика, которое строится на подробном анализе эффекта обменного смещения в поликристаллических пленках типа FeMn/FeNi с разной толщиной антиферромагнитного слоя.

## 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ МЕТОДИК

Исследовались многослойные пленки стекло/Ta(5)/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(5)/FeMn(L)/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(40) с варьируемой толщиной антиферромагнитного слоя L, которые были получены методом магнетронного распыления на установке АТС Orion 8. Формирование пленочной структуры происходило путем последовательного распыления однокомпонентной (Ta) или сплавных мишеней соответствующего состава. Весь технологический процесс осуществлялся при давлении аргона  $10^{-3}$  мм рт. ст. в присутствии однородного магнитного поля (технологическое поле) напряженностью 250 Э, ориентированного параллельно плоскости образцов, и при наличии на подложке высокочастотного электрического смещения мощностью 14 Вт.

В выбранном виде пленочных композитов слой Ta и следующий за ним слой пермаллоя (вспомогательный слой) толщиной по 5 нм имели структурообразующее назначение и в совокупности, благодаря эффекту эпитаксии, должны инициировать формирование кристаллитов FeMn с ГЦК-решеткой и кристаллической текстурой типа (111). Именно в такой структурной модификации FeMn проявляет антиферромагнетизм и является источником обменного смещения [22].

Внешний слой пермаллоя толщиной 40 нм (основной слой) являлся функциональным. Его гистерезисные свойства в основном использовались для индикации магнитного состояния слоя FeMn. Кроме того, в совокупности оба ферромагнитных слоя позволяли получить дополнительную информацию о закрепляющих свойствах разных поверхностей антиферромагнитного слоя. Предпосылкой для этого являлось значительное различие слоев пермаллоя по толщине, позволившее «развести» по величине поля их перемагничивания. Номинальная толщина слоя FeMn изменялась в пределах 2–20 нм и, как и для других слоев, контролировалась в составе пленочной структуры по времени и предварительно определенным скоростям осаждения металлов. По-

грешность такого способа аттестации оценивается нами в  $\pm 0.2$  нм.

Структурная характеристика полученных многослойных пленок выполнена на дифрактометре Bruker D8 ADVANCE в излучении Cu  $K_\alpha$ . Для аттестации пленок по магнитным свойствам при комнатной температуре и в интервале температур  $5 \leq T \leq 400$  К использовались керр-магнитометр Evico magnetics и измерительный комплекс PPMS DynaCool T9 соответственно.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И КОММЕНТАРИИ

На рис. 1 приведены результаты дифрактометрии ряда образцов с различной толщиной слоя FeMn. На примере пленки с  $L = 20$  по дифрактограмме, содержащей только два рефлекса, можно сделать заключение о наличии в ней двух основных фаз с ГЦК-решеткой, параметры  $a$  которых равны 0.3598 и 0.3541 нм. Их можно отождествить соответственно со слоями FeMn и FeNi, текстурированными по типу (111) и тем самым констатировать реализацию необходимого структурного состояния. Правда, с уменьшением  $L$  дифракционный рефлекс от FeMn становится менее выраженным и в конце концов перестает разрешаться. В то же время линия FeNi остается практически неизменной. Очевидно, что она формируется преимущественно внешним слоем пермаллоя с большей толщиной, а стабильность его структурного состояния указывает в том числе на наличие сквозной текстуры типа (111) во всех исследовавшихся образцах.

Общая характеристика магнитного состояния всей серии образцов может быть дана на основе

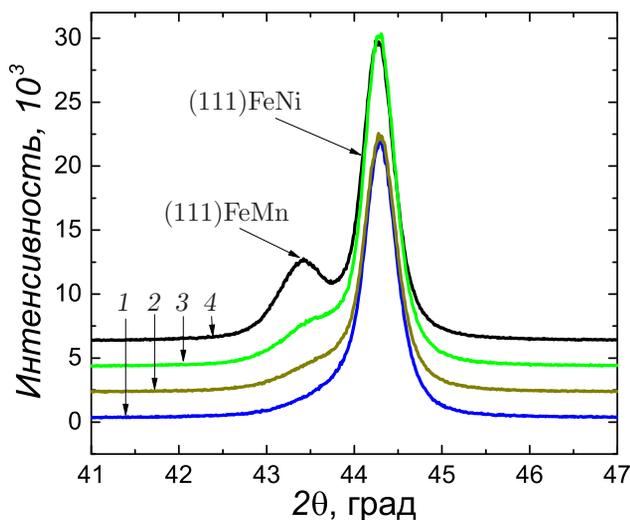


Рис. 1. Дифрактограммы пленочных структур с разной толщиной слоя FeMn:  $L = 5$  (1), 7.5 (2), 10 (3), 20 (4) нм

рис. 2, на котором представлены зависимости коэрцитивной силы  $H_c$  (полуширина петли гистерезиса) и поля обменного смещения  $H_e$  (величина сдвига центра петли гистерезиса по оси полей) обоих слоев пермаллоя от толщины слоя FeMn. Значения указанных параметров определены из магнитооптических петель гистерезиса, измеренных при комнатной температуре с двух сторон пленок. Как известно, величина и знак поля  $H_e$  могут зависеть от магнитной предыстории образцов [23, 24]. Поэтому для определенности все измерения выполнены непосредственно после получения пленок, которое осуществлялось в технологическом поле условно отрицательного знака.

Представленные данные показывают, что слой FeMn начинает значительно проявлять себя при толщине более 2.5 нм, вызывая интенсивный рост коэрцитивной силы ферромагнитных слоев. Он продолжается в довольно узком интервале  $L$ , а затем сменяется более плавным снижением  $H_c$  с по-

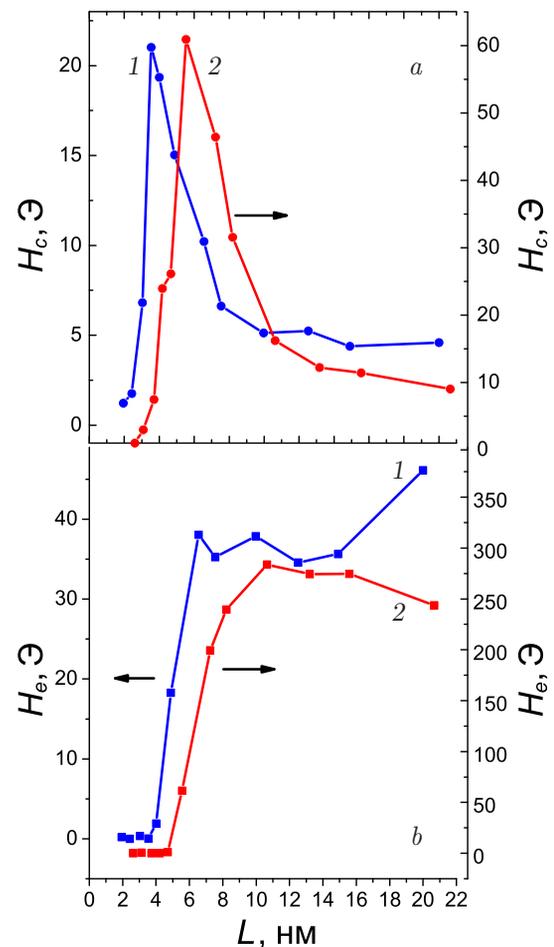


Рис. 2. Зависимости коэрцитивной силы (a) и поля обменного смещения (b) основного (кривые 1) и дополнительного (кривые 2) слоев пермаллоя от толщины слоя FeMn

следующим выходом на стабильный уровень, который, впрочем, значительно выше коэрцитивной силы, свойственной однослойным пленкам соответствующих толщин (порядка 1 Э). В целом зависимости  $H_c(L)$  для основного и вспомогательного слоев FeNi качественно близки, но сильно различаются в количественном отношении. Последнее в большой мере можно отнести на счет разницы в толщине слоев и рассматривать как свидетельство наличия поверхностного источника задержки перемагничивания. Следует также отметить наличие определенного сдвига между двумя представленными кривыми по оси толщин. Он показывает запаздывание в формировании магнитного гистерезиса во вспомогательном слое по отношению к основному слою, которое, по-видимому, отражает различия в структурном сопряжении слоев.

Эффект обменного смещения появляется при  $L > 4$  нм, причем практически синхронно в обоих ферромагнитных слоях. С увеличением толщины слоя FeMn поле обменного смещения  $H_e$  быстро возрастает, а затем в интервале 6–10 нм выходит на относительно стабильный уровень. Характерно, что во вспомогательном слое пермаллоя, как и для случая  $H_c$ , это происходит со сдвигом в сторону больших  $L$ . Соответствующим образом различаются и величины поля обменного смещения — для вспомогательного слоя конечный уровень  $H_e$  много выше, чем для основного слоя пермаллоя. Оценка константы межслойной связи  $K_s$  на разных интерфейсах показывает, что отмеченное различие практически в полной мере является следствием разнотолщинности ферромагнитных слоев. Вычисления, выполненные по формуле  $K_s = H_e(L = 10 \text{ нм})M_sL_f$  [24], где  $M_s$  — спонтанная намагниченность пермаллоя (810 Гс), а  $L_f$  — толщина ферромагнитного слоя, дали значения 0.12 и 0.11 эрг/см<sup>2</sup> для основного и вспомогательного слоев соответственно. Таким образом, по эффективности обменной связи оба интерфейса близки, что является косвенным свидетельством однородности свойств слоя FeMn по толщине.

Описанные закономерности формирования  $H_c$  и  $H_e$  подобны тем, которые приведены в [7] для пленок типа Cu/FeNi/FeMn( $L$ ), и могут быть интерпретированы в рамках модели поликристаллического антиферромагнетика со слабым межкристаллитным обменом и обменно-связанным с ферромагнитными слоями. В ней важна устойчивость вектора антиферромагнетизма каждого кристаллита к тепловым флуктуациям и воздействию со стороны перемагничивающегося ферромагнитного слоя, с которым имеется прямая обменная связь. Такая устойчи-

вость определяется величиной энергии анизотропии, т. е. произведением константы анизотропии на объем кристаллита. Исходя из этого, все кристаллиты слоя FeMn можно разбить на три категории: условно «суперпарамагнитные», «магнитонеустойчивые» и «стабильные». У первых температура блокировки меньше температуры измерений, и они практически не влияют на процесс перемагничивания ферромагнитных слоев. Вторые сами по себе находятся в устойчивом состоянии, но меняют ориентацию вектора антиферромагнетизма под действием ферромагнитных слоев. Такие кристаллиты формируют  $H_e$ , но не создают обменного смещения. И наконец, третьи обладают наибольшей устойчивостью магнитного состояния, на которое не влияют указанные выше воздействия. Именно они определяют  $H_c$ .

В рамках такого деления экспериментальные зависимости  $H_c(L)$  и  $H_e(L)$  можно интерпретировать, считая, что увеличение толщины антиферромагнитного слоя приводит к росту среднего объема кристаллитов и постепенному перераспределению их между указанными выше категориями. При  $L < 2.5$  нм кристаллиты, если и есть, то при комнатной температуре находятся в «суперпарамагнитном» состоянии. В образцах с несколько большим  $L$  часть кристаллитов являются «магнитонеустойчивыми», что приводит к повышению коэрцитивной силы. Затем появляются кристаллиты третьей категории, которые обеспечивают обменное смещение. Характерно, что максимумы  $H_c$  (см. рис. 2) локализованы примерно на середине интервалов  $L$ , в которых происходит резкое изменение  $H_e$  ферромагнитных слоев. При таких толщинах, по-видимому, имеет место некий паритет в концентрациях «магнитонеустойчивых» и «стабильных» кристаллитов.

Представленная трактовка гистерезисных свойств пленок FeNi/FeMn/FeNi с разной толщиной антиферромагнитного слоя находит подтверждение в результатах температурных исследований. На рис. 3 показаны наиболее характерные зависимости  $H_c(T)$  и  $H_e(T)$  основного слоя пермаллоя для нескольких величин  $L$ . Они определены из магнитометрических петель гистерезиса при монотонном нагреве образцов от 5 до 300 К. Охлаждение до исходной температуры осуществлялось в условно отрицательном магнитном поле (соответствует знаку технологического поля) напряженностью 5 кЭ — состояние «N». В этом состоянии проводилась магнитная подготовка путем однократного циклического перемагничивания образцов в магнитном поле с амплитудой 5 кЭ. Затем при данной и последующих температурах измерялись петли гистерезиса,

параметры которых использовались для анализа. Переход от одной температуры к другой происходил в максимальном перемещающем поле (5 кЭ) отрицательного знака. Продолжительность одного цикла измерений, включая время установления температуры, составляло около 30 мин. Из рис. 3а видно, что при 5 К обменное смещение присутствует во всех исследованных образцах, а для  $L \geq 3$  нм его эффективность практически не зависит от толщины слоя FeMn. В пленке с  $L = 2$  нм величина  $H_e$  намного меньше, чем в других образцах. Это может быть следствием несплошности самого тонкого слоя FeMn или его частичной аморфизации, сопровождающейся переходом в парамагнитное состояние. Интересно, что кривые 1 и 2 имеют вогнутый характер, демонстрируя более резкое изменение  $H_e(T)$  в области  $T < 50$  К. В целом такой ход  $H_e(T)$  можно трактовать как отражение сегрегации антиферромагнитных кристаллитов по размерам на две доминирующие группы с температурами блокировки 50 и 150 К. В остальных образцах зависимости  $H_e(T)$  выпуклы и демонстрируют уменьшение температурной чувствительности поля обменного смещения с ростом  $L$  до 8 нм, после чего происходит толщинная стабилизация свойств.

Соответствующим образом ведет себя и коэрцитивная сила (рис. 3б). В образцах с малой  $L$  она в целом выше и показывает немонотонное изменение с температурой (кривые 2, 3, 4), в частности, наличие максимума, который смещается в область больших температур при увеличении  $L$ . При этом максимум локализуется в области температур, в которой появляется обменное смещение. В терминах введенной выше градации магнитного состояния кристаллитов FeMn это означает, что при понижении температуры значительная их часть последовательно переходит из категории «суперпарамагнитные» в категорию «магнитонеустойчивые» и «стабильные». В соответствии с этим  $H_c$  сначала возрастает, а затем уменьшается. В образцах с  $L \geq 10$  нм коэрцитивная сила в широком интервале температур изменяется мало (кривая 5), что говорит о принадлежности основной части антиферромагнитных кристаллитов к категории «стабильные». Но вблизи гелиевых температур ход  $H_c(T)$  изменяется, показывая довольно резкий рост, причем во всех без исключения образцах.

Отсюда можно заключить, что в слоях FeMn практически всегда в той или иной мере присутствует ультратонкая суперпарамагнитная фаза с температурой блокировки 50 К, которая не дает вклада в обменное смещение, т. е. ее кристаллиты в прин-

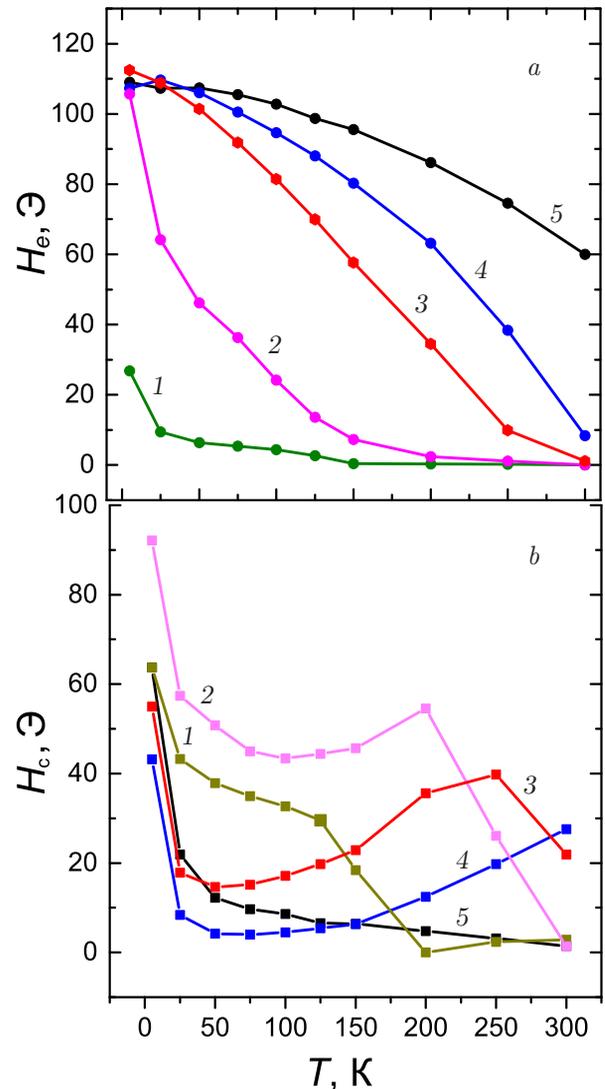


Рис. 3. Температурные зависимости поля обменного смещения (а) и коэрцитивной силы (б) основного слоя пермаллоя для пленок с различной толщиной слоя FeMn, полученные из состояния «N»:  $L = 2$  (1), 3 (2), 4 (3), 5 (4), 20 (5) нм

ципе не переходят в категорию «стабильные». Существует также версия, что эту фазу составляют межкристаллитные прослойки, находящиеся в состоянии типа «спиновое стекло» [25] с температурой замерзания менее 50 К. В дополнение отметим, что гистерезисные свойства вспомогательного слоя пермаллоя изменяются с температурой качественно аналогичным образом.

В продолжение данного эксперимента были проведены аналогичные температурные измерения гистерезисных свойств тех же образцов из исходного состояния, полученного охлаждением в магнитном поле другого знака (противоположен знаку технологического поля) — состояния «P». В таком же

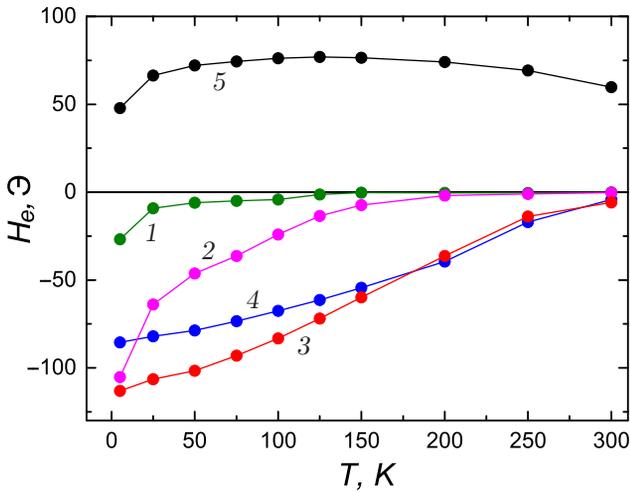


Рис. 4. Зависимости поля обменного смещения основного слоя пермаллоя от температуры для пленок с различной толщиной слоя FeMn, полученные из состояния «Р»:  $L = 2$  (1), 3 (2), 4 (3), 5 (4), 20 (5) нм

поле находились образцы при варьировании температуры. Соответствующие зависимости  $H_e(T)$  приведены на рис. 4. Как видно, они претерпели весьма значительные изменения по сравнению с данными, полученными в состоянии «N». Во всех образцах, не обладавших значительным обменным смещением при комнатной температуре ( $L \leq 5$  нм), поле  $H_e$  приобрело иной знак при сохранении характера температурного поведения (кривые 1–4). Для пленок с большей  $L$  знак  $H_e$  сохранился, но зависимости  $H_e(T)$  стали немонотонными (кривая 5). Все эти изменения укладываются в описанную выше модель структурно неоднородного антиферромагнетика. В образцах с  $L \leq 5$  нм «суперпарамагнитные» и «магнитнеустойчивые» кристаллиты, переходя при охлаждении в категорию «стабильные», фиксируют новое положение намагниченности ферромагнитного слоя, что приводит к соответствующему сдвигу его петли гистерезиса. При повышении температуры число таких кристаллитов на межслойном интерфейсе уменьшается, приводя к снижению абсолютной величины  $H_e$ . В пленках с более толстым слоем FeMn доля кристаллитов, меняющих свое состояние в зависимости от магнитной предыстории, относительно невелика. Поэтому в таких образцах при охлаждении поле обменного смещения не меняет знак, а только несколько уменьшается. Нагрев приводит к переходу этой части кристаллитов в категорию «магнитнеустойчивые». Это инициирует рост  $H_e$  при повышении температуры в области  $T < 100$  К. Отметим также, что температурные зависимости коэрцитивной силы, полученные в рамках данного эксперимента, практически полностью

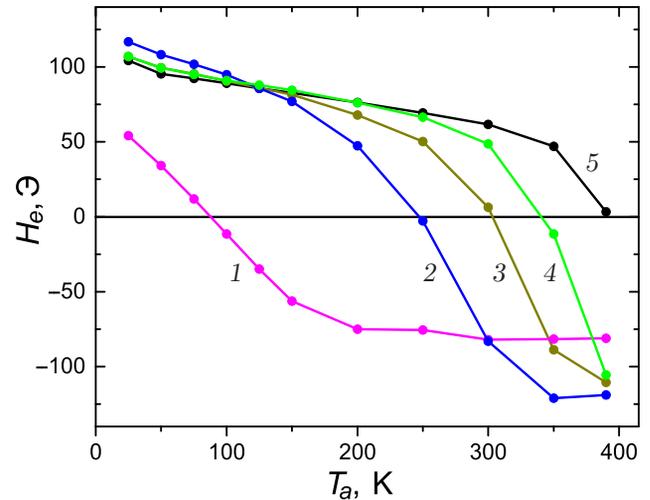


Рис. 5. Зависимости поля обменного смещения основного слоя пермаллоя от температуры активации для пленок с различной толщиной слоя FeMn:  $L = 3$  (1), 5 (2), 7.5 (3), 10 (4), 20 (5) нм

воспроизводят данные, представленные на рис. 3b, и тем самым показывают слабую зависимость  $H_c$  от магнитной предыстории пленок.

Более детальная информация о связи структурного и магнитного состояний слоя FeMn может быть получена с привлечением оригинальной методики, предложенной в [21]. Она состоит в определении так называемой медианной температуры блокировки  $\langle T_b \rangle$  и последующем вычислении на этой основе константы анизотропии антиферромагнетика. Йорк-протокол рассчитан на получение количественного результата и требует достаточно строгого соблюдения измерительных процедур, обеспечивающих протекание основных релаксационных процессов в магнитном состоянии пленок. В нашем случае измерения осуществлялись по следующему сценарию: охлаждение образца до 25 К в отрицательном магнитном поле ( $-5$  кЭ) → магнитная подготовка → измерение петли гистерезиса → нагрев в положительном магнитном поле ( $+5$  кЭ) до определенной температуры активации  $T_a$ , выдержка 1 ч (время активации), охлаждение до 25 К → магнитная подготовка → измерение петли гистерезиса → повторение измерительного цикла с нагревом до большей температуры активации. Величина  $T_a$  повышалась с шагом 25 К вплоть до температуры 400 К.

На рис. 5 приведены зависимости поля обменного смещения основного слоя пермаллоя от температуры активации для образцов с разной  $L$ . Как видно, все кривые являются монотонно убывающими и демонстрируют изменение знака  $H_e$ . Такое поведение  $H_e(T_a)$  отражает тот факт, что часть антиферромагнитных кристаллитов, потерявшая устой-

чивость при повышенной температуре, возвращается в категорию «стабильные» при последующем понижении температуры, изменив ориентацию вектора антиферромагнетизма. Это происходит из-за обменного действия со стороны ферромагнитного слоя с иной по отношению к исходной ориентацией намагниченности. Температура активации, после нагрева до которой обменное закрепление со стороны двух групп кристаллитов с разной ориентацией вектора антиферромагнетизма уравнивается и  $H_e$  обращается в нуль, принимается за медианную температуру блокировки  $\langle T_b \rangle$ .

В целом зависимость  $\langle T_b \rangle$  от толщины слоя FeMn показана на рис. 6а. Ее восходящий характер еще раз указывает на увеличение в среднем размера и соответственно энергии анизотропии антиферромагнитных кристаллитов, которая определяется выражением  $E_a = KV$ , где  $K$  — константа магнитной анизотропии антиферромагнетика,  $V$  — объем кристаллита. Информация о  $\langle T_b \rangle$  позволяет оценить величину  $K$ , для чего вслед за авторами работы [21] можно воспользоваться соотношением

$$K(\langle T_b \rangle) = \frac{\ln(t f_0)}{\langle V \rangle} k \langle T_b \rangle,$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $t$  — время магнитной релаксации, за которое было принято время активации (1 ч),  $f_0$  — характеристическая частота переключения магнитного момента, которая по оценке [25] составляет  $2.1 \cdot 10^{12}$  Гц,  $\langle V \rangle$  — средний объем кристаллитов. Для определения  $\langle V \rangle$  было принято приближение цилиндрических кристаллитов с высотой, равной толщине антиферромагнитных слоев, и фиксированной площадью основания. Основой для такого приближения являются известные данные о столбчатом характере микроструктуры металлических пленок, полученных методом магнетронного распыления [26]. Площадь сечения цилиндрических кристаллитов определялась по среднему диаметру, определенному из рентгенографических данных по формуле Шеррера [27]. Для этого была использована дифрактограмма 4 на рис. 1, в которой выделение линии FeMn осуществлено путем аппроксимации реальной кривой двумя гауссовыми функциями. В итоге получена величина 6 нм, которая и использовалась в расчетах.

Приведенная выше формула связывает вычисляемое значение константы анизотропии с конкретной величиной  $\langle T_b \rangle$ . Совокупность таких данных для набора  $\langle T_b \rangle$ , полученного на образцах с разной  $L$  по Йорк-протоколу (рис. 6а), фактически дает зависимость  $K$  от температуры [28]. Соответствующий

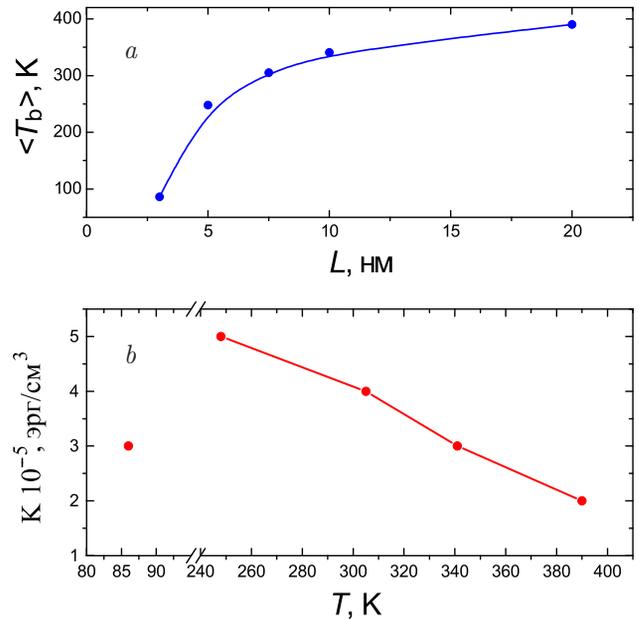


Рис. 6. Зависимости медианной температуры блокировки от толщины слоя FeMn (а) и константы магнитной анизотропии FeMn (б) от температуры

график приведен на рис. 6б. Как видно, зависимость  $K(T)$  имеет монотонно убывающий характер, типичный для большинства магнитоупорядоченных веществ. Кроме того, по уровню величины полученные данные неплохо коррелируют с результатами, представленными в [29,30]. То и другое в определенной мере свидетельствует об адекватности использованного методического подхода. Исключение составляет результат, полученный для образца с  $L = 3$  нм, имеющего вогнутую зависимость  $H_e(T)$  (кривая 1 на рис. 5). Он показан на рис. 6б отдельной точкой. Вероятно, при этой и меньших толщинах антиферромагнитного слоя поликристаллическая модель его структурного состояния не является вполне приемлемой.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненное исследование дает разностороннее подтверждение модели высокодисперсного поликристаллического антиферромагнетика, ответственного за формирование гистерезисных свойств, в том числе обменного смещения, в слоистых пленочных композитах типа ферромагнетик/антиферромагнетик/ферромагнетик. Показано, что экспериментально полученные зависимости коэрцитивной силы и поля обменного смещения от толщины антиферромагнитного слоя, температуры и магнитной предыстории находят качественное объяснение при варьировании соотношения трех категорий

антиферромагнитных кристаллитов: «суперпарамагнитные», «магнитонеустойчивые», «стабильные». Продемонстрировано, что применение специальной измерительной методики (Йорк-протокол) к образцам с разной толщиной антиферромагнитного слоя позволяет определить температурную зависимость константы магнитной анизотропии антиферромагнетика.

**Благодарность.** Авторы выражают благодарность Н. В. Селезневой за дифрактометрию исследованных образцов.

**Финансирование.** Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, проект FEUZ 2023 0020.

## ЛИТЕРАТУРА

1. X. Chen, A. Hochstrat, P. Borisov et al., Appl. Phys. Lett. **89**, 20 (2006).
2. C. H. Marrows, L. C. Chapon, and S. Langridge, Materials Today **12**, 70 (2009).
3. E. Lage, C. Kirchhof, V. Hrkac et al., Nature Materials **11**, 523 (2012).
4. J. Fassbender, S. Poppe, T. Mewes et al., Appl. Phys. A **77**, 51 (2003).
5. W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, Phys. Rev. **102**, 1413 (1957).
6. E. D. Dahlberg, B. Miller, B. Hill et al., J. Appl. Phys. **83**, 6893 (1998).
7. K. H. J. Buschow, *Handbook of Magnetic Materials*, Elsevier, North-Holland (2015).
8. S. Erokhin, D. Berkov, and A. Michels, arXiv: 2309.17131.
9. J. A. Calderon, H. P. Quiroz, C. L. Teran et al., Sci. Rep. **13**, 722 (2023).
10. H. Sang, Y. W. Du, and C. L. Chien, J. Appl. Phys. **85**, 4931 (1999).
11. J. Kanak, T. Stobiecki, and S. van Dijken, IEEE Trans. Magn. **44**, 238 (2008).
12. P. Savin, J. Guzman, V. N. Lepalovskij et al., J. Magn. Magn. Mater. **402**, 49 (2016).
13. A. V. Svalov, G. V. Kurlyandskaya, V. N. Lepalovskij et al., Superlattices and Microstructures **83**, 216 (2015).
14. K. C. Chen, Y. H. Wuet et al., J. Appl. Phys. **101**, 9 (2007).
15. T. R. Gao, D. Z. Yang, S. M. Zhou et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 057201 (2007).
16. K. Y. Kim, H. C. Choi, J. H. Shim et al., IEEE Trans. Magn. **45**, 2766 (2009).
17. M. F. Toney, C. Tsang, and H. Kent, J. Appl. Phys. **70**, 6227 (1991).
18. J. B. Youssef, D. Spenato, H. L. Gall et al., J. Appl. Phys. **91**, 7239 (2002).
19. Н. В. Мушников, *Магнетизм и магнитные фазовые переходы*, Изд-во Урал. унив. (2017).
20. А. Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973).
21. K. O'Grady, L. E. Fernandez-Outon, and G. Vallejo-Fernandez, J. Magn. Magn. Mater. **322**, 883 (2010).
22. В. О. Васьковский, В. Н. Лепаловский, А. Н. Горьковенко и др., ЖТФ **85**, 118 (2015) [V. O. Vas'kovskiy, V. N. Lepalovskij, A. N. Gor'kovenko et al., J. Techn. Phys. **60**, 116 (2015)].
23. A. V. Svalov, E. V. Kudyukov, V. N. Lepalovskij et al., Current Appl. Phys. **23**, 68 (2021).
24. V. O. Vas'kovskiy, A. N. Gorkovenko, N. A. Kulesh et al., Bulletin Russ. Acad. Sci. Phys. **83**, 857 (2019).
25. N. A. Kulesh, M. E. Moskalev, V. O. Vas'kovskiy et al., Phys. Metals Metallogr. **122**, 855 (2021).
26. J. A. Calderon, P. Q. Cristian, L. Teran et al., Sci. Rep. **13**, 722 (2023).
27. P. Scherrer, Nach Ges Wiss Gottingen **2**, 8 (1918).
28. М. Е. Москалев, Дисс. ... канд. физ.-матем. наук, УрФУ, Екатеринбург (2021).
29. J. De Clercq, A. Vansteenkiste, M. Abes et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **49**, 435001 (2016).
30. N. Koichi, H. Chunghong, F. Hideo et al., J. Appl. Phys. **80**, 4528 (1996).