05,08

Реализация вихревых состояний в структурах ферромагнетик|антиферромагнетик

© А.Н. Орлова[1], Н.С. Гусев[1], Е.А. Караштин[1,2,3], И.Ю. Пашенькин[1], М.В. Сапожников[1,2], Е.В. Скороходов[1], И.А. Федотов[1]

[1] Институт физики микроструктур РАН, Афонино, Россия [2] ННГУ им. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
[3] МИРЭА — Российский технологический университет, Москва, Россия

E-mail: orlova.anastasia@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2026 г.
В окончательной редакции 9 марта 2026 г.
Принята к публикации 13 марта 2026 г.

Исследованы условия формирования и стабилизации закрепленных вихревых состояний в микронных дисках пермаллоя (NiFe), граничащих со слоями различных антиферромагнетиков (АФМ): металлических IrMn, FeMn и диэлектрика NiO. Методами магнитооптической магнитометрии и магнитно-силовой микроскопии изучены особенности обменного взаимодействия и магнитные состояния в структурах ферромагнетик|антиферромагнетик. Показано, что охлаждение системы от температуры выше температуры блокировки АФМ в нулевом поле приводит к стабилизации вихревого состояния в ферромагнитных дисках. Обнаружено, что данный механизм реализуется для всех исследованных типов антиферромагнетиков, что свидетельствует об универсальности явления. Установлено, что необходимым условием закрепления вихря является наличие обменного сдвига в сплошной пленке, величина которого определяется толщиной и типом АФМ-слоя. Критическая толщина АФМ, при которой возникает обменный сдвиг, коррелирует с энергией магнитной анизотропии антиферромагнетика. Показано, что перемешивание материалов на границе раздела ФМ|АФМ подавляет обменное взаимодействие и препятствует формированию стабильных вихревых состояний.

Ключевые слова: обменное взаимодействие, неоднородное магнитное состояние, магнитный вихрь, температура блокировки, магнитооптические эффекты, магнитно-силовая микроскопия, просвечивающая электронная микроскопия, спинтроника.

DOI: 10.61011/FTT.2026.07.63651.15HH

1. Введение

Гибридные структуры ферромагнетик|антиферромагнетик (ФМ|АФМ) представляют интерес в связи с их возможным применением в устройствах магнитной памяти [1–4], датчиках поля [4–7] и генераторах электромагнитного излучения [8–11]. Основной особенностью таких структур, используемых в устройствах, является смещение петли намагничивания ФМ-слоя относительно нулевого поля за счёт обменной связи со слоем АФМ [12,13]. Такое смещение называется обменным (H_{bias}). Оно зависит как от выбора пары магнитных материалов (в первую очередь, АФМ), так и от толщин слоёв: поскольку взаимодействие между ФМ и АФМ поверхностное, обменный сдвиг уменьшается с ростом толщины ФМ-слоя; при этом существует критическая толщина АФМ-слоя, при которой энергии его анизотропии не хватает для сдвига петли намагничивания ФМ-слоя либо антиферромагнитный порядок разрушается за счёт обменного взаимодействия с ФМ [14–17]. Наличие обменного сдвига (однонаправленной анизотропии) позволяет создавать на основе ферромагнетиков различные структуры, необходимые для приложений, такие как структура с „закреплённым“ референсным ФМ-слоем в магнитных датчиках поля и ячейках памяти [4]. Предлагались варианты магнитной памяти, основанной на неоднородных магнитных состояниях в антиферромагнетике [18]. Перспективна также идея реализации вихревого спин-трансферного наноосциллятора, частотой которого можно управлять за счёт взаимодействия с АФМ, поскольку в таких структурах ожидается увеличение частоты гиротропной моды в несколько раз по сравнению с аналогичным ФМ-диском без АФМ-слоя [19,20].

Основным методом создания структур ФМ|АФМ, в которых намагниченность ФМ-слоя контролируемо закреплена на АФМ, является термический отжиг при температуре, превышающей температуру блокировки АФМ, в приложенном магнитном поле или в нулевом поле. Температура блокировки — это пороговая температура, выше которой антиферромагнетик, оставаясь магнитным, теряет вследствие уменьшения энергии анизотропии способность удерживать („блокировать“) ориентацию соседнего ферромагнитного слоя; его параметр по-

рядка, в свою очередь, сам следует за намагниченностью ФМ-слоя [15]. В работе [19] впервые было реализовано закрепление (отпечатывание, или „импринтинг“) вихревого магнитного состояния в АФМ. В дальнейшем такая технология развивалась слабо [21–23] и фактически не нашла применения.

В настоящей работе развивается идея закрепления неоднородного магнитного состояния в различных антиферромагнетиках. Исследуется возможность создания отпечатанных вихревых магнитных состояний в массивах микродисков на основе многослойной структуры ФМ|АФМ, где в качестве АФМ-слоя используются $Ir_{20}Mn_{80}$, $Fe_{50}Mn_{50}$, $Ni_{50}O_{50}$, а в качестве ФМ-слоя — Ni80Fe20 (анизотропия „лёгкая плоскость“), в котором в отсутствии АФМ образуются магнитные вихри. Далее для краткости будем обозначать их IrMn, FeMn, NiO и NiFe. Выбор указанных антиферромагнетиков обусловлен сочетанием их магнитных характеристик и технологической значимости. IrMn является классическим металлическим антиферромагнетиком, который уже давно применяется в сенсорах и головках жёстких дисков. Благодаря значительной температуре Нееля (420–550 °C), IrMn сохраняет антиферромагнитный порядок в широком температурном диапазоне. Это обеспечивает высокую термическую стабильность интерфейса и наведение сильного обменного смещения H_{bias}, которое эффективно фиксирует топологию магнитного вихря и ориентацию прилегающего ферромагнитного слоя. Также, для обеспечения обменного смещения при комнатной температуре достаточно нескольких нанометров (по нашим экспериментам, 5 nm) материала [16], что позволяет использовать данный антиферромагнетик, например, в задачах оптики, где критически важно иметь минимальное количество металла, а также обеспечивает экономичный расход вещества. FeMn — экономичная и классическая альтернатива IrMn, имеющая хорошее согласование кристаллической решетки с мягкими ферромагнитными материалами (например, пермаллоем NiFe), что важно для чистоты интерфейса при импринтинге вихрей. В отличие от IrMn, FeMn обладает невысокой температурой Нееля (250–310 °C) и низкой коррозийной стойкостью, что приводит к нестабильности его свойств и может быть критичным для стабильности наноструктур на его основе. Данный материал является также нестабильным относительно диффузионных процессов, поэтому при работе с FeMn необходимо напылить металлическую прослойку между ФМ- и АФМ-слоями [24]. NiO, в отличие от двух предыдущих антиферромагнитных материалов, является изолятором, что позволяет изучать перенос спинового момента без сопутствующего движения электронов проводимости, а также применять его в задачах оптики, где важна минимизация объёма проводящего материала и не требуется протекания тока через АФМ-слой. Такой АФМ обладает высокой температурой Нееля (525–580 °C), что делает импринтированные на нем вихри исключительно стабильными и устойчивыми к тепловым флуктуациям.

2. Описание образцов и методика эксперимента

Все исследованные структуры были получены методом магнетронного распыления на кремниевой или стеклянной подложке. Многослойные структуры ферромагнетик|антиферромагнетик (ФМ|АФМ) на основе NiFe и FeMn были изготовлены с использованием установки роста на базе ВУП-5М. Технологический процесс представляет собой последовательное осаждение слоёв из различных металлов и сплавов, для чего использовались отдельные мишени из соответствующих материалов. Предварительный вакуум в ростовой камере составлял 10^{-6} Torr. Напыление осуществлялось при комнатной температуре в атмосфере аргона при давлении $4 \cdot 10^{-3}$ Torr. Для получения наиболее однородной по толщине плёнки в ходе осаждения материалов на подложку держатель вращался со скоростью 70 rpm. Средняя скорость напыления составляла ~ 0.2 nm/s, что позволило с хорошей точностью воспроизводить многослойные структуры с заданными толщинами. Для наведения одноосной магнитной анизотропии в магнитной структуре в процессе роста к плёнке прикладывалось постоянное, однородное по направлению, магнитное поле в плоскости подложки, которое составляло 1000 Oe.

Магнитные наноструктуры NiFe|IrMn были изготовлены методом магнетронного распыления при комнатной температуре на установке ATC 2200-VSPUTTER SYSTEM (AJA International, Inc.). Перед загрузкой в установку напыления поверхность подложки очищалась химическими методами, а непосредственно перед проведением ростового процесса подложка обрабатывалась ионами аргона в плазме высокочастотного разряда в загрузочной камере установки. Остаточное давление в ростовой камере не превышало $2 \cdot 10^{-7}$ Torr, рабочее давление аргона в процессе напыления составляло $2 \cdot 10^{-3}$ Torr. Скорость роста всех материалов составляет доли нанометра в секунду. Это позволяло с достаточной точностью контролировать толщины слоёв. Однородность слоев по толщине обеспечивается вращением подложки с частотой 20 rpm. При изготовлении структуры NiFe|IrMn к плёнке прикладывалось постоянное магнитное поле величиной 1000 Oe в плоскости подложки для наведения одноосной магнитной анизотропии.

Одним из основных способов контроля толщины осаждаемых пленок была рентгеновская рефлектометрия (XRR — X-ray reflectometry). Данный способ применяется для определения толщины тонких (< 400 nm), гладких (среднеквадратическая шероховатость < 5 nm) плёнок металлов, полупроводников и диэлектриков на гладкой инородной подложке, оценке их плотности и ширины интерфейсов. Методика включает выполнение эксперимента по рентгеновской рефлектометрии на

Сравнительные характеристики АФМ-слоёв

Материал	Пороговая толщина, nm	Температура Нееля, °C	Энергия связи, erg/cm^2	Температура отжига, °C
IrMn	5	400–550	0.15–0.30	240
FeMn	15	250–310	0.05–0.10	160
NiO	50	525–580	0.01–0.05	300–400

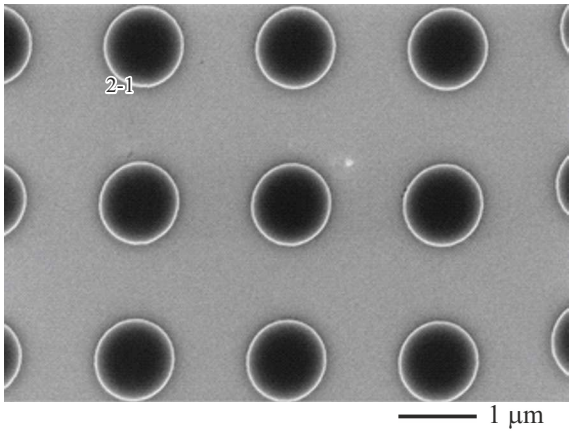


Рис. 1. СЭМ-изображение фрагмента массива дисков диаметра 1 μm, изготовленного методом электронной литографии.

рентгеновском дифрактометре BrukerD8 Discover и дальнейшую обработку полученных результатов с использованием программного обеспечения Diffrac.Leptosv [25].

Параметры структур, а именно толщины ФМ- и АФМ-слоёв, были подобраны так, чтобы в системе наблюдался сильный обменный сдвиг петли гистерезиса. Экспериментально установленные различия в пороговых толщинах (для IrMn — 5 nm, для FeMn — 15 nm, для NiO — 50 nm) обусловлены различиями их магнитных и кристаллографических свойств. Минимальная толщина слоя IrMn (5 nm), необходимая для наведения однонаправленной анизотропии, объясняется его высокой константой магнитной анизотропии. Поскольку анизотропия FeMn ниже, чем у IrMn, системе требуется бóльшая толщина слоя для закрепления параметра порядка антиферромагнетика при комнатной температуре и снижения влияния тепловых флуктуаций. Для NiO необходима наибольшая толщина напыления для обменного смещения — 50 nm, что связано, помимо низкой константы анизотропии, с его диэлектрической природой и особенностями формирования магнитных доменов. В оксиде никеля обменное взаимодействие на границе раздела ослаблено по сравнению с металлическими сплавами. Схематические изображения исследуемых структур с указанными толщинами слоёв представлены на рис. 1, а сравнительные характеристики АФМ слоёв представлены в таблице.

Для изучения морфологии слоёв изготовленных многослойных структур были проведены исследования поперечных срезов образцов на просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ) LIBRA 200MC (Carl Zeiss, Jena). Для проведения электронно-микроскопических исследований изготавливались поперечные срезы выращенных пленок при помощи специального препарирования. Процедура подготовки образцов была построена следующим образом. Предварительно из образцов вырезаются пластины прямоугольной формы 4×5 mm. Затем из них склеивается „пакет“ образцов при помощи двухкомпонентной эпоксидной смолы, причем структура располагается по центру между жертвенными слоями. Далее из этого пакета проводится высверливание цилиндра с интересующей областью и вклеивание этого цилиндра в латунную трубочку диаметром 3 mm. После этого заготовка распиливается на диски толщиной около 0.5 mm при помощи ультратонкого алмазного диска. Последующая полировка тонкого диска проводится в 2 этапа: первый этап — это механическая ручная обработка на шлифовальной бумаге с последовательным уменьшением зернистости до толщины порядка 100 μm, второй этап — автоматизированное утонение образца, которое выполнялось с помощью шлифовальной машины (димплера), создающей в диске лунку, глубиной от 40 до 60 μm. Финальной стадией препарирования образца является прецизионное ионное травление атомами аргона на установке Fischione TEM Mill, которое проводится до достижения перфорации в центре лунки. Обзорные ПЭМ-снимки будут представлены далее в экспериментальном разделе.

Контроль магнитных свойств всех исследуемых плёнок и измерения петель гистерезиса проводились на магнитометрической установке путем измерения эффекта Керра в меридиональной геометрии, то есть внешнее прикладываемое магнитное поле направлено вдоль поверхности измеряемой структуры. В качестве источника света в измерениях использовался высокостабильный лазер HeNe (Thorlabs) с фиксированной длиной волны 632 nm. Выходящий пучок света проходит через поляризатор (т. н. призму Глана) для улучшения качества поляризации лазерного луча. Далее пучок проходит через плоскопараллельную пластину, после которой часть пучка отражается на приёмник, и через ячейку Фарадея; при этом угол ориентации поляризации модулируется с частотой 500 Hz. После этого свет попадает на образец, расположенный в зазоре электромагнита. При отражении света угол поляризации поворачивается

пропорционально намагниченности образца. Магнитное поле электромагнита изменяется в пределах от 0 до 3500 Oe и измеряется датчиком Холла. Отражённый от образца пучок проходит через анализатор, плоскость поляризации которого перпендикулярна плоскости поляризации поляризатора. После анализатора свет попадает на приёмник, а возникающее на приёмнике напряжение измеряется синхронно при помощи детектора на частоте модуляции 500 Hz. Для определения угла поворота сигнал на приёмнике нормируется при помощи поворота анализатора на 5 угловых минут. Обработка полученного сигнала и управление экспериментальным стендом осуществляется при помощи программного пакета Labwiev.

Из изготовленных многослойных структур ФМ|АФМ были сформированы массивы дисков с линейными размерами 1×1 mm, достаточными для проведения как магнитооптических исследований, так и диагностики методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ). Изготавливались массивы двух типов: диски микронного диаметра с микронным расстоянием между краями изготовлены методом электронной литографии с использованием сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Supra 50VP (Carl Zeiss) и аппаратно-программного комплекса электронной литографии ELPHY PLUS и последующего травления ионами аргона; диски диаметром 2μm с расстоянием между краями 2μm изготовлены методом оптической литографии с использованием лазерного генератора изображений Heidelberg μPG101 и ионного травления.

3. Экспериментальные результаты и обсуждения

3.1. NiFe|IrMn

При исследовании гетероструктур на основе NiFe|IrMn было проведено сравнительное изучение двух различных порядков осаждения слоев: АФМ|ФМ (антиферромагнетик на ферромагнетике) и ФМ|АФМ (ферромагнетик на антиферромагнетике). Методом магнетронного распыления были изготовлены плёнки Ta(5)|NiFe(12)|IrMn(5)|Ta(5) и Ta(20)|IrMn(5)|Fe(0.5)|NiFe(12)|Ta(5). Затем методом электронной литографии и ионного травления из полученных плёнок сформированы диски микронного диаметра. Снимок морфологии поверхности, сделанный на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ-снимок), представлен на рис. 1. Диски имеют слегка эллиптичную форму вследствие технологии изготовления массива.

Экспериментальные данные выявили некоторые отличия в величине обменного смещения в структурах с разным порядком осаждения слоёв, что обусловлено различиями в формировании интерфейса. На рис. 2, *a* и *b* представлены схематичные изображения исследуемых структур с разным порядком осаждения слоёв. Для наших структур IrMn|NiFe и NiFe|IrMn получаются воспроизводимые от образца к образцу результаты, однако порядок нанесения слоев, по-видимому, напрямую влияет на свойства структур. На рис. 2, *c* и *d* представлены кривые намагничивания массива дисков в исходном состоянии, полученные путём измерения эффекта Керра в меридиональной геометрии. Видно, что коэрцитивное поле и обменное смещение для образца NiFe|IrMn почти в два раза больше, чем для IrMn|NiFe. Это, по-видимому, связано с особенностями роста антиферромагнетика IrMn на магнитно-упорядоченном слое: под действием обменного взаимодействия IrMn ориентируется „правильным“ образом. На рис. 2, *e* и *f* представлены кривые намагничивания образцов, полученных после термического отжига при 300 °C, что превышает температуру блокировки IrMn, в нулевом магнитном поле. Петля, изображённая на рис. 2, *f*, представляет наибольший интерес из-за наличия безгистерезисного поведения вблизи нулевого поля. Такое поведение может являться показателем зарождения вихревых состояний, что демонстрирует МСМ-изображение, показанное на рис. 2, *g*. Видно, что в нулевом поле формируются устойчивые вихревые распределения намагниченности в ферромагнитном слое NiFe. Магнитооптическая петля для структуры IrMn|NiFe, изображенная на рис. 2, *e*, в отличие от NiFe|IrMn, не демонстрирует безгистерезисного поведения вблизи нулевого поля. Эта петля остаётся заметно сдвинутой, и это говорит о том, что термический отжиг не разрушил однонаправленную анизотропию, однако привёл к некоторой дисперсии магнитных состояний. Основанное на магнитооптических измерениях предположение об отсутствии вихревого намагничивания частиц подтверждается результатами МСМ-измерений: большая часть частиц оказываются однородно намагниченными, а отличная от единицы средняя остаточная намагниченность обусловлена разориентацией намагниченностей отдельных частиц относительно направления предварительно приложенного поля.

3.2. NiFe|NiO

Переход к исследованию гетероструктур на основе NiFe|NiO обусловлен необходимостью изучения механизмов обменного смещения в системах с диэлектрическим антиферромагнитным слоем. В отличие от металлических сплавов (таких как IrMn и FeMn), оксид никеля обладает высокой химической стабильностью и значительной температурой Нееля, что делает его перспективным материалом для создания термостабильных устройств спинтроники. Использование тонкой прослойки никеля (Ni) на интерфейсе между оксидом никеля (NiO) и пермаллоем (NiFe) применяется для усиления обменного взаимодействия и для предотвращения нежелательного окисления железа.

Аналогично предыдущим образцам, плёнки и диски микронного диаметра были изготовлены по методике,

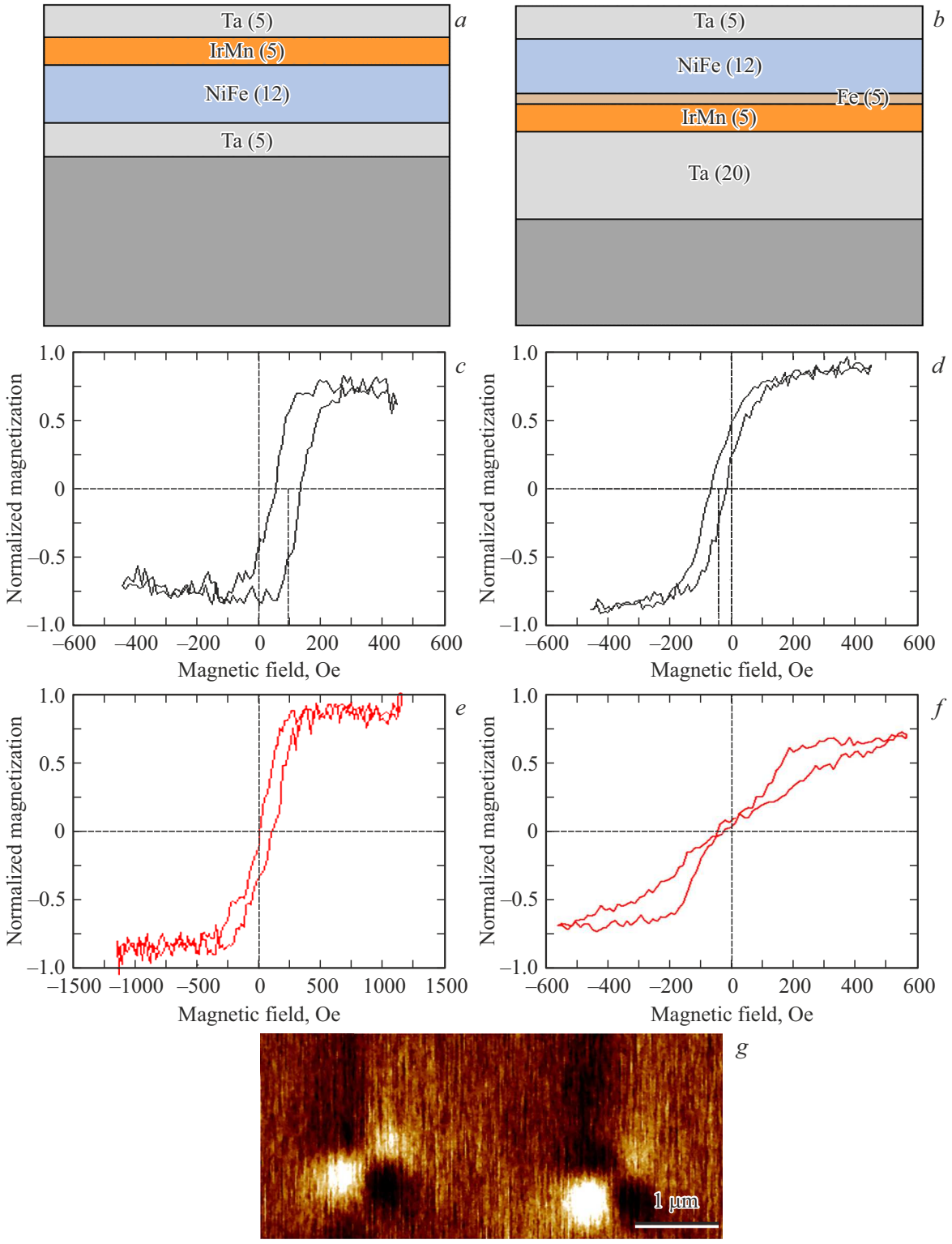


Рис. 2. Структура слоёв и свойства массива дисков NiFe|IrMn: *a* и *b*) схематичные изображения интерфейсов исследуемых структур IrMn|NiFe и NiFe|IrMn (толщины указаны в nm); *c* и *d*) кривые намагничивания массива дисков диаметром 1 μm в исходном состоянии; *e* и *f*) петли гистерезиса после отжига при 350 °C в отсутствии магнитного поля; *g*) МСМ изображение массива дисков NiFe|IrMn с вихревым распределением намагниченности, полученное после отжига при 350 °C в нулевом магнитном поле.

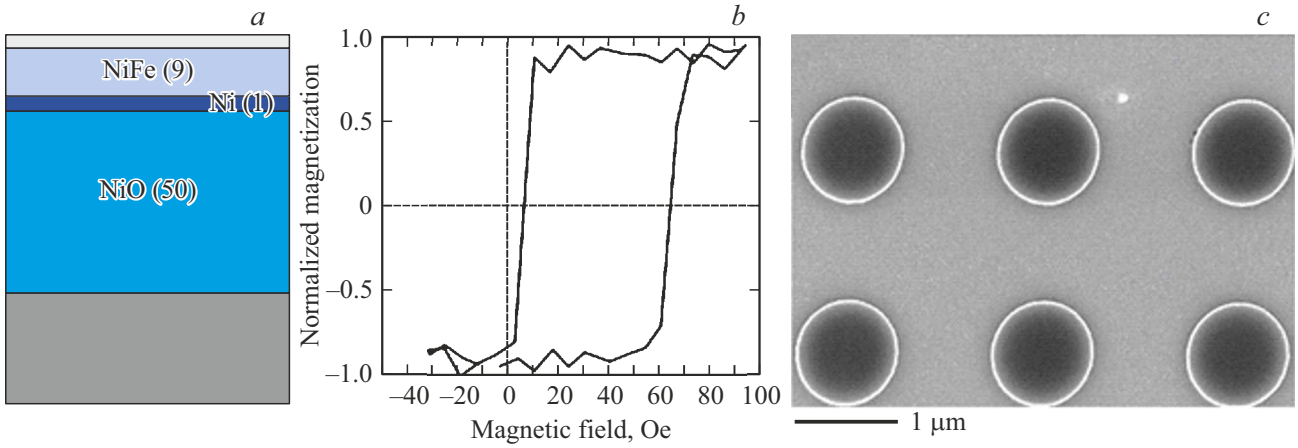


Рис. 3. Структура NiFe|NiO с анизотропией типа „лёгкая плоскость“: *a*) схематическое изображение структуры, *b*) кривая намагничивания исходного состояния образца, *c*) изготовленный методом электронной литографии массив дисков диаметром 1 μm.

описанной в предыдущем разделе. На рис. 3 представлена архитектура образца, кривая намагничивания его первоначального состояния и СЭМ-изображение массива дисков.

На рис. 4 показаны кривые намагничивания массива дисков, изготовленных из пленок NiO(50)|Ni(1)|NiFe(9)|Ta(5). Полученные петли гистерезиса характеризуются низким соотношением сигнал/шум. По-видимому, это обусловлено малым значением постоянной Верде для красного света, что характерно для образцов, в которых в качестве ферромагнетика используется никель и его сплавы. На рис. 4, *a* представлена петля для массива дисков в первоначальном состоянии. Затем структуры подвергались термическому отжигу при температуре 300 °C, которая, по литературным данным, превышает температуру блокировки тонких плёнок антиферромагнетика NiO [17], в магнитном поле 1500 Oe (рис. 4, *b*). Это привело к заметному уширению петли гистерезиса (ширина намного больше сдвига). Далее осуществлялся отжиг в нулевом магнитном поле при температуре 400 °C; петля намагничивания конечного состояния представлена на рис. 4, *c*.

После процедур термического отжига образцы были изучены методом МСМ. На изображении, представленном на рис. 5, показан МСМ-контраст от нескольких частиц в нулевом поле. Наличие характерного для магнитных вихрей контраста подтверждает, что в результате термического отжига в микродисках в отсутствии поля устанавливается вихревое распределение намагниченности. Большая температура, при которой удалось добиться закреплённого вихревого состояния, вероятно, связана с тем, что в исходных дисках микронного размера и толщиной около 12 nm плохо реализуется вихревое магнитное состояние. Наличие даже слабого поверхностного вклада в энергию от соседнего АФМ-слоя (при температуре выше температуры блокировки) приводит к тому, что вихревое состояние не реализуется, поэтому необходим нагрев системы до температуры выше температуры Нееля для антиферромагнетика.

Сравнительный анализ, описанный выше для системы NiFe|IrMn, был полностью воспроизведен для образцов с антиферромагнитными слоями FeMn и NiO с целью выявления зависимости характеристик от типа материала. Единственное различие в технологическом процессе — это температура отжига. Для NiO температура отжига составляет 350–400 °C.

Для исследования эффектов обменного сдвига и закрепления вихрей в частицах в зависимости от порядка осаждения слоёв были изготовлены структуры NiO|NiFe и NiFe|NiO, представленные на рис. 6, *a* и *b* соответственно. Для данной системы материалов были сформированы диски диаметра 2 μm. Выбор дисков такого диаметра обусловлен необходимостью реализации вихревых магнитных состояний в них при нагреве для последующего отпечатывания в антиферромагнетик. Действительно, в маленьких дисках силы обмена стремятся выстроить намагниченность в однородное состояние. С ростом диаметра диска радиус кривизны линий намагниченности увеличивается, и обменная энергия на единицу объёма падает. С другой стороны, в дисках большего диаметра растёт магнитостатическая энергия однородного состояния. Для уменьшения этой энергии реализуется вихревое магнитное состояние. Также, при увеличении диаметра диска (при неизменной толщине) диск становится более „плоским“, что расширяет область, где вихревое состояние является энергетически выгодным. Нанометровая прослойка никеля между слоями ФМ и АФМ служит для усиления эффекта обменного смещения.

На рис. 6, *c* и *d* представлены кривые намагничивания для исходных плёнок. Видно, что петля гистерезиса для структуры NiFe|NiO, изображённая на рис. 6, *d*, имеет немного большее поле смещения и при этом меньшую ширину. На рис. 6, *e* и *f* представлены петли гистерезиса от массива дисков диаметром 2 μm после термического

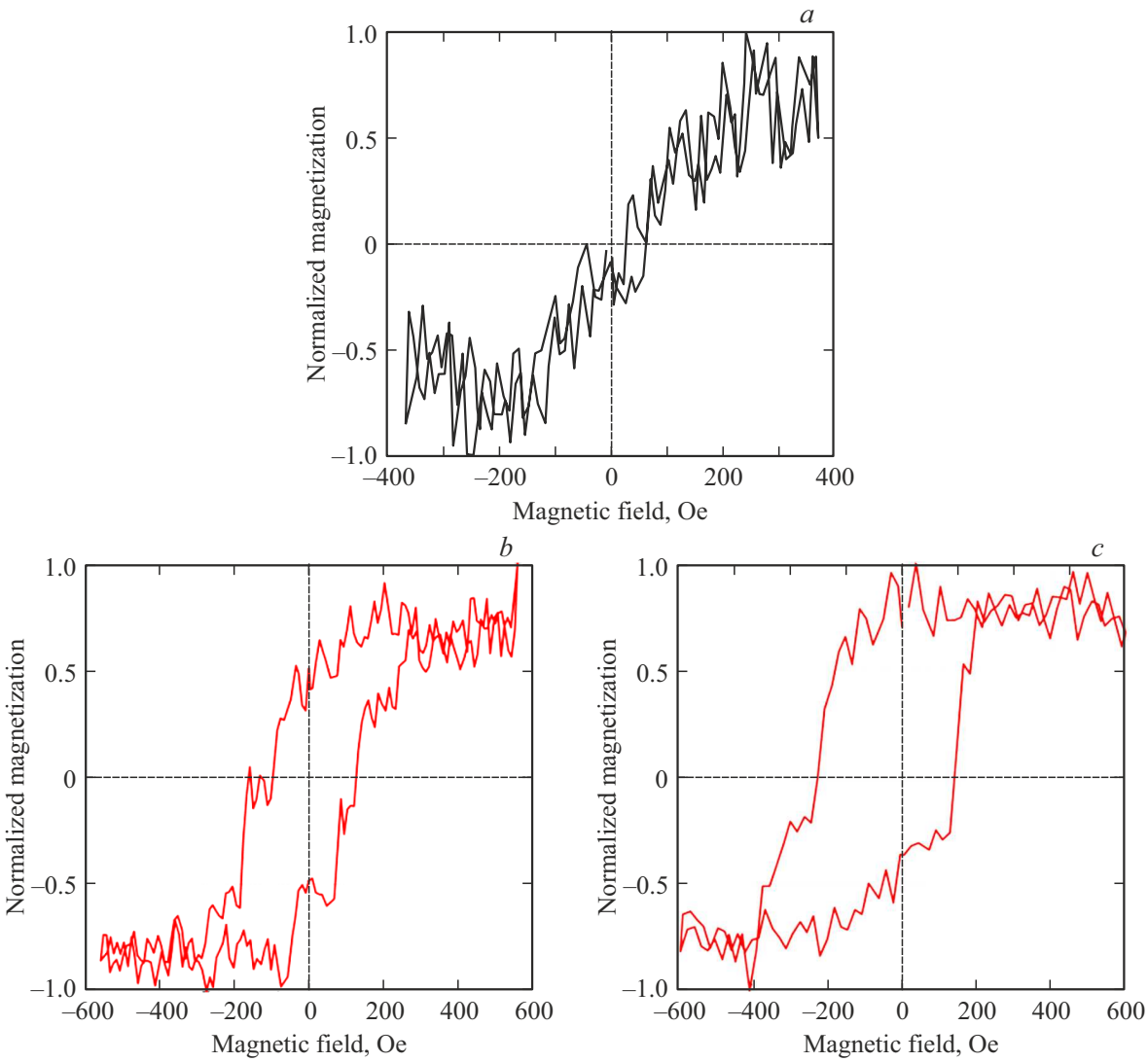


Рис. 4. Кривые намагничивания массива дисков диаметров 1 μm, изготовленных из многослойной структуры NiFe|NiO: *a*) в исходном состоянии до отжига, *b*) после отжига при температуре 300 °C в магнитном поле 1500 Oe, *c*) после отжига при температуре 400 °C в нулевом магнитном поле.

отжига при температуре 300 °C, что выше температуры блокировки для плёнок в нулевом поле. Кривые намагничивания отличаются незначительно, разница в коэрцитивной силе петель составляет около 20 Oe. При этом безгистерезисное поведение, характерное для массива дисков в вихревом состоянии, отсутствует. Данные образцы были исследованы методом МСМ. Из МСМ-изображений, представленных на рис. 6, *g* и *h*, видно, что в частицах наблюдается вихревое распределение намагниченности, как и для образцов NiFe|IrMn, хотя кривые намагничивания после отжига не имеют безгистерезисных участков. Это можно объяснить высокой степенью неоднородности изготовленных массивов: по-видимому, разные частицы переходят в вихревое состояние при разных значениях внешнего поля (по остаточной намагниченности в нулевом поле, составляющей порядка 0.5 от намагниченности насыщения, и позволительно утверждать, что примерно половина дисков перешла в вихревое состояние в нулевом поле; возможно также

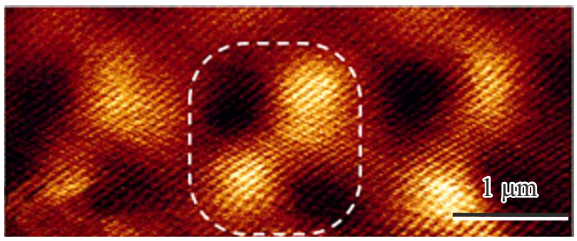


Рис. 5. МСМ-изображение массива дисков NiFe|NiO диаметром 1 μm. Пунктирной линией схематично обведена область, соответствующая МСМ изображению одного диска с вихревым распределением намагниченности (находится в центре этой области).

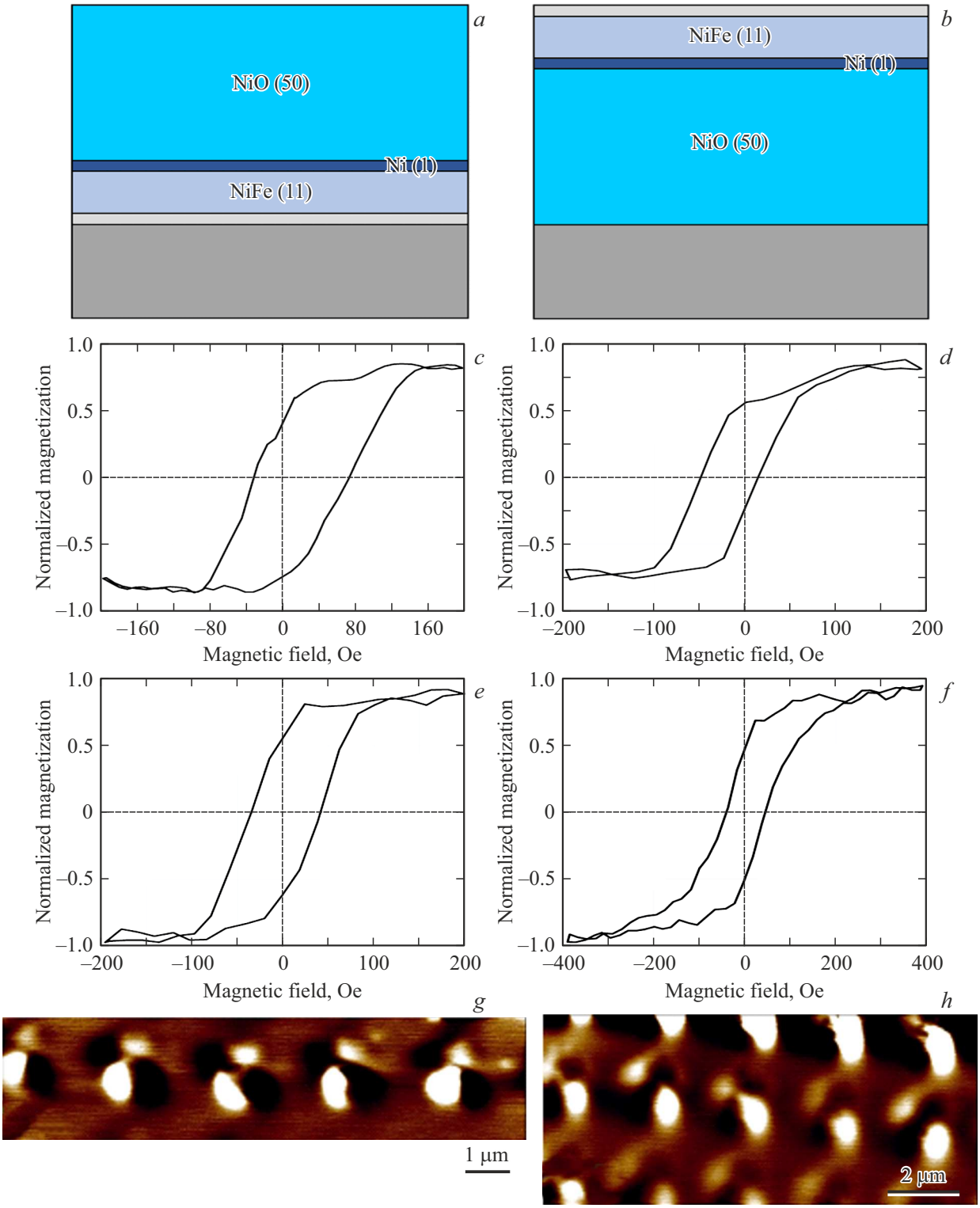


Рис. 6. Свойства массива дисков NiFe|NiO: *a* и *b*) схематичные изображения поперечного среза исследуемых структур NiO|NiFe и NiFe|NiO; *c* и *d*) кривые намагничивания массивов дисков диаметром 2 μm в исходном состоянии; *e* и *f*) петли гистерезиса после отжига при 300 °C в нулевом магнитном поле; *g* и *h*) МСМ изображения вихревого распределения намагниченности в массивах дисков в нулевом магнитном поле.

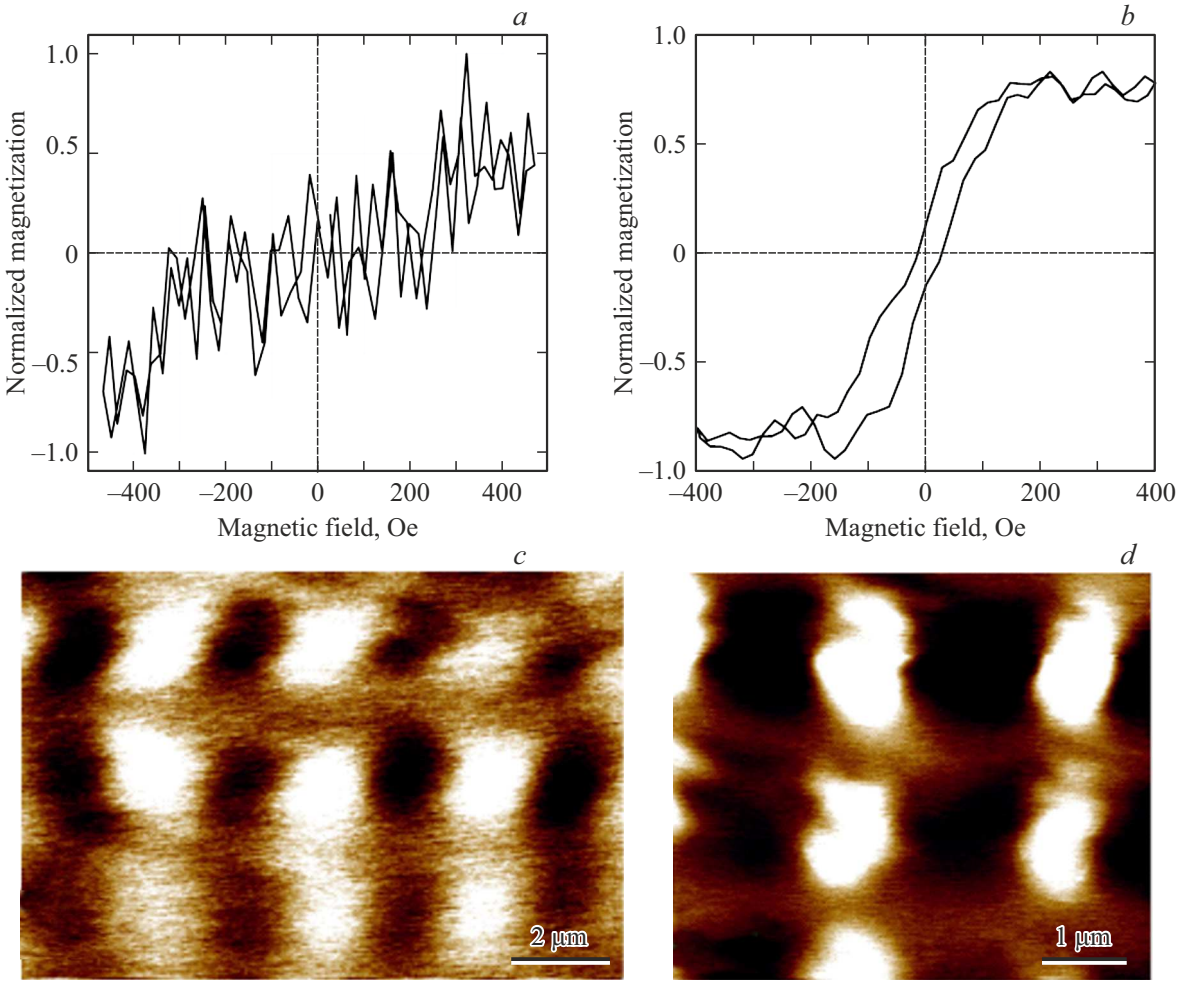


Рис. 7. Свойства массивов дисков NiO|NiFe (слева) и NiFe|NiO (справа) диаметром 2 μm после отжига при температуре 300 °C в магнитном поле 1500 Oe: *a* и *b*) кривые намагничивания; *c* и *d*) МСМ изображения, демонстрирующие дипольное распределение намагниченности.

закрепление вихрей на неоднородностях образцов, что приведёт к ненулевой остаточной намагниченности).

Чтобы убедиться, что неоднородное состояние возникло именно за счёт взаимодействия ФМ- и АФМ-слоёв, образцы подвергались термическому отжигу в магнитном поле 1500 Oe. Вследствие низкого отношения сигнал/шум, наблюдавшегося ранее для аналогичных образцов (рис. 4), достоверную петлю гистерезиса удалось зарегистрировать только для системы NiFe|NiO (рис. 7, *b*); полученная кривая намагничивания на рис. 7, *a* не позволяет достоверно определить магнитные характеристики образца. Для структуры NiO|NiFe уровень шумов превысил порог чувствительности измерительной системы, из-за чего интерпретировать полученную петлю гистерезиса невозможно. Из рис. 7, *b* видно, что коэрцитивное поле петли после отжига в магнитном поле уменьшилась. На рис. 7, *c* и *d* приведены МСМ-изображения данных массивов дисков. Виден характерный контраст, соответствующий дипольному распределению намагниченности в дисках. Таким образом, продемонстрировано, что основное магнитное состояние дисков в отсутствии магнитного поля определяется обменным взаимодействием на границе ферромагнетика и антиферромагнетика: при предварительном закреплении в АФМ-слое магнитных вихрей они в дальнейшем стабилизируют вихревое состояние ФМ дисков, тогда как однородное закреплённое АФМ-состояние приводит к формированию дипольной намагниченности в ферромагнитных частицах.

3.3. NiFe|FeMn

Замена дорогостоящего IrMn на более экономически доступный сплав FeMn, не содержащий драгоценных металлов, является актуальной задачей для разработки устройств спинтроники. В настоящей работе исследована возможность использования антиферромагнетика FeMn для закрепления вихревых магнитных состояний в микродисках. Тонкоплёночные структуры NiFe|FeMn изготавливались методом магнетронного распыления на кремниевой подложке. Планируемая толщина слоя

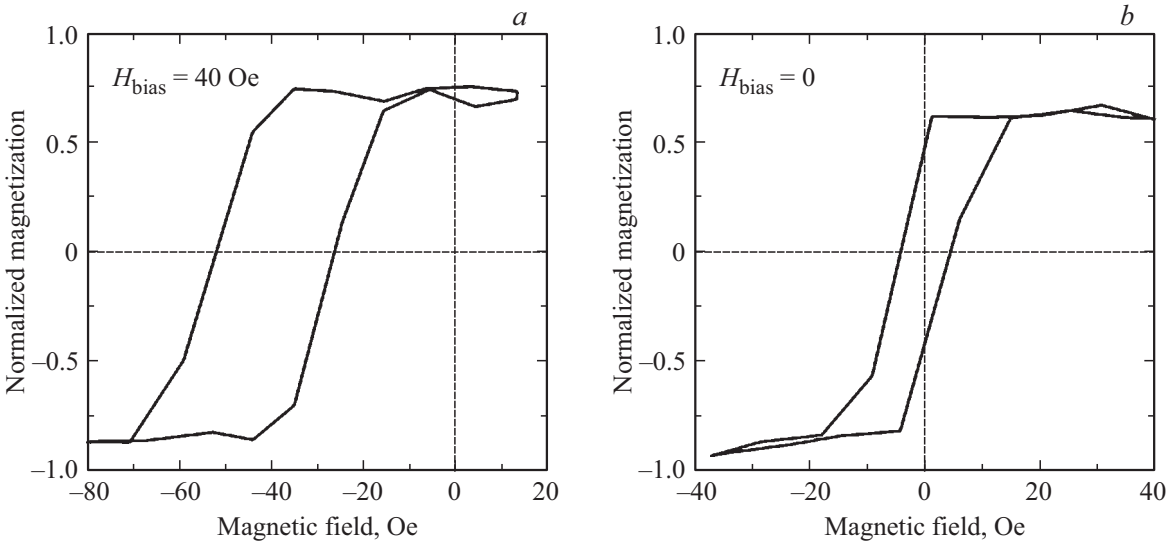


Рис. 8. Кривые намагничивания структур Ta(5)|NiFe(12)|FeMn(15)|Ta(5), изготовленные в разных циклах, но с одинаковыми параметрами: *a*) структура с обменным сдвигом, *b*) структура без обменного сдвига.

пермаллоя NiFe составляла 12 nm. Толщина слоя FeMn варьировалась в диапазоне 7–25 nm с целью поиска наилучшей толщины для достижения максимальной величины обменного сдвига петли намагничивания пермаллоя. Всего было изготовлено порядка 15 образцов с различными толщинами. Оказалось, что оптимальное значение толщины антиферромагнетика, при котором достигается наибольшее обменное смещение петли намагничивания соседнего ферромагнетика, составляет 15 nm. При этом эксперимент показал плохую воспроизводимость образцов: образцы с одинаковыми параметрами, изготовленные в разных циклах напыления, могут демонстрировать как значительный обменный сдвиг, так и его отсутствие. Для структурных исследований на ПЭМ были выбраны два образца с абсолютно одинаковыми толщинами слоёв Ta(5)|NiFe(12)|FeMn(15)|Ta(5), но в одном из них зафиксировано обменное смещение в 40 Oe, а в другом обменный сдвиг полностью отсутствует (рис. 8).

Образцы для исследования методами ПЭМ были подготовлены с помощью специальной процедуры препарирования для получения поперечных срезов исследуемой структуры, описанной выше. Обзорные снимки показывают, что исследуемые структуры выращены ровно и без дефектов. Это означает, что нарушений кристаллической решётки не обнаружено, примесей или морфологических неоднородностей нет. Неровный край структуры возникает вследствие ионного травления аргоном.

Наличие чётко различимых атомарных плоскостей на изображении, полученном в режиме высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРПЭМ), является прямым свидетельством высокого разрешения системы, достигающего уровня 0.1–0.2 nm. Визуализация этих плоскостей возникает благодаря интерференции электронного пучка с кристаллической решёткой образца, где периодичность плоскостей визуализируется как параллельные линии или решётчатый узор, соответствующий межатомным расстояниям. Наличие чёткой гетерограницы между слоем ФМ и АФМ в структуре с обменным сдвигом (рис. 9, *a*) и её отсутствие в аналогичной структуре без обменного сдвига (рис. 9, *b*) объясняет отсутствие обменного смещения во второй структуре. Предположительно, перемешивание происходит вследствие диффундирования атомов марганца. На рис. 10 приведен снимок перемешанного слоя под большим увеличением микроскопа, показывающий однородность перемешанной области NiFe|FeMn.

Толщина слоёв при росте задаётся временем их нанесения по заранее откалиброванным параметрам (средняя скорость роста обычно определяется для толщины 20 nm). При этом погрешность толщины слоёв, как правило, составляет 15 %. Однако для структур, поперечные срезы которых показаны на рис. 9, погрешность больше. Для тантала с запланированной толщиной слоя 5 nm максимальное реально зарегистрированное значение толщины составляет 10.18 nm и, таким образом, погрешность 103 %. Это можно объяснить зависимостью скорости роста Ta от толщины слоя. При этом конкретная толщина данного слоя не влияет на характеристики исследуемых структур, поскольку он является буферным либо защитным. Для более толстых слоёв NiFe (12 nm) и FeMn (15 nm) погрешность толщин в структуре, представленной на рис. 9, *a*, составила 4.4 и 32 % соответственно, а суммарная погрешность толщин обоих слоёв в структуре, представленной на рис. 9, *b* — 24 %. Можно сделать вывод, что пермаллой напыляется с близкой к постоянной скоростью, что позволяет хорошо контролировать толщину полученного слоя. С другой стороны, плохой контроль толщины слоя FeMn можно объяснить высказанной выше гипотезой, что атомы марганца подвержены диффузии в соседние слои.

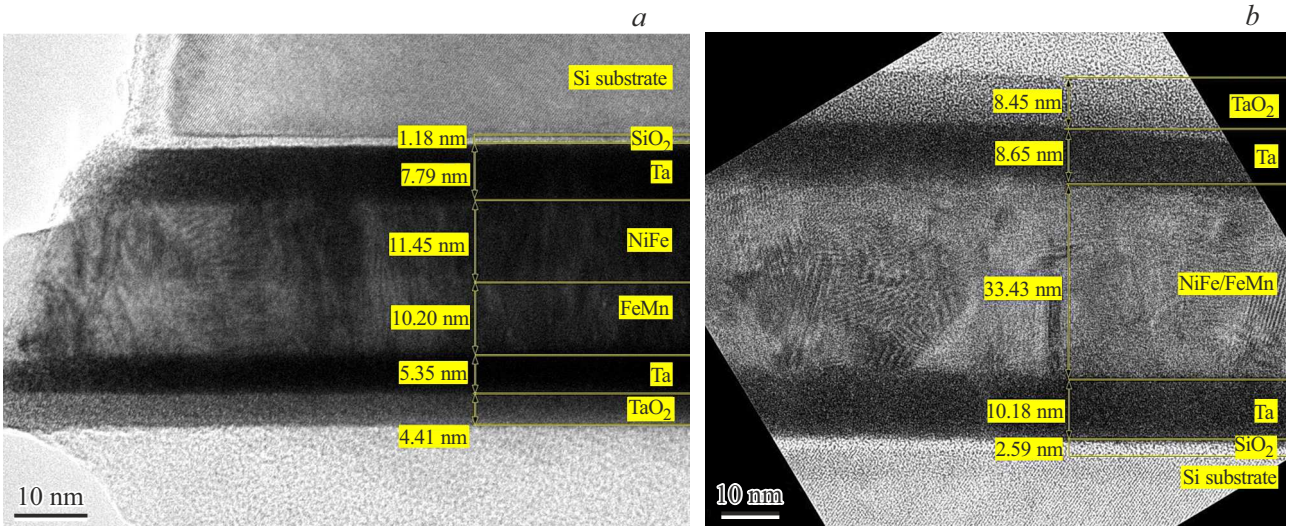


Рис. 9. ПЭМ-снимки исследуемой структуры Ta(5)|NiFe(12)|FeMn(15)|Ta(5) с измеренными толщинами: *a*) структура с обменным сдвигом $H_{\text{bias}} = 40$ Oe, *b*) структура без обменного смещения.

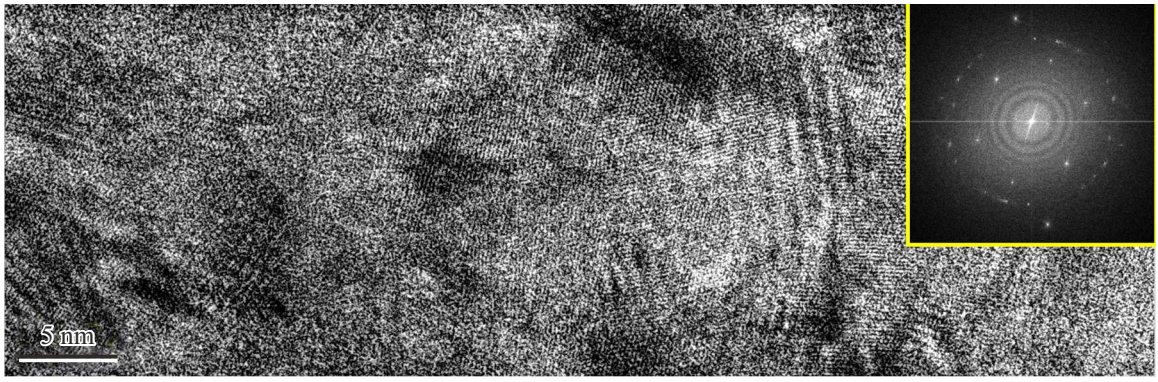


Рис. 10. ВРПЭМ-изображения перемешанной области образца NiFe|FeMn и соответствующее Фурье-преобразование от области снимка.

Таким образом, оптимальной номинальной толщиной FeMn в структуре NiFe(12nm)|FeMn, позволяющей достичь обменного сдвига петли намагничивания 40 Oe при коэрцитивной силе 15 Oe, является 15 nm. При этом воспроизводимость структур низкая. Методом электронной литографии и ионного травления из плёнок, в которых был зафиксирован обменный сдвиг, был сформирован массив дисков микронного диаметра. Далее проводилась процедура импринтинга, аналогичная процедуре для NiFe|IrMn и NiFe|NiO: массив дисков отжигался в отсутствии магнитного поля при температуре выше температуры блокировки антиферромагнетика. Температура блокировки для FeMn наиболее низкая и составляет 160 °C, что представляет особый интерес с точки зрения контроля свойств формируемых наноструктур и исследования их особенностей в процессе формирования. Полученные кривая магнитного гистерезиса и МСМ-изображение представлены на рис. 11. Низкая остаточная намагниченность в нулевом магнитном поле свидетельствует о формировании в структуре неоднородных магнитных состояний, а на МСМ-изображении наблюдаются магнитные вихри, которые, однако, имеют низкую степень воспроизводимости (одна из четырёх частиц, показанных на рис. 11, *b*, не имеет вихревого распределения магнитного момента).

Проведённые исследования показали, что формирование вихревых конфигураций намагниченности возможно с применением различных антиферромагнитных слоёв (IrMn, NiO и FeMn). В плёнках пермаллоя с анизотропией типа „легкая плоскость“ отработанная процедура импринтинга позволяет надёжно фиксировать вихревое распределение намагниченности, обеспечивая стабильность данного магнитного состояния в отсутствии внешнего поля. Стоит отметить, что хотя вихревое состояние может быть основным для ферромагнитных дисков в отсутствии границы с антиферромагнетиком, при наличии антиферромагнетика, задающего однородное обменное смещение, вихревое состояние перестаёт быть таковым

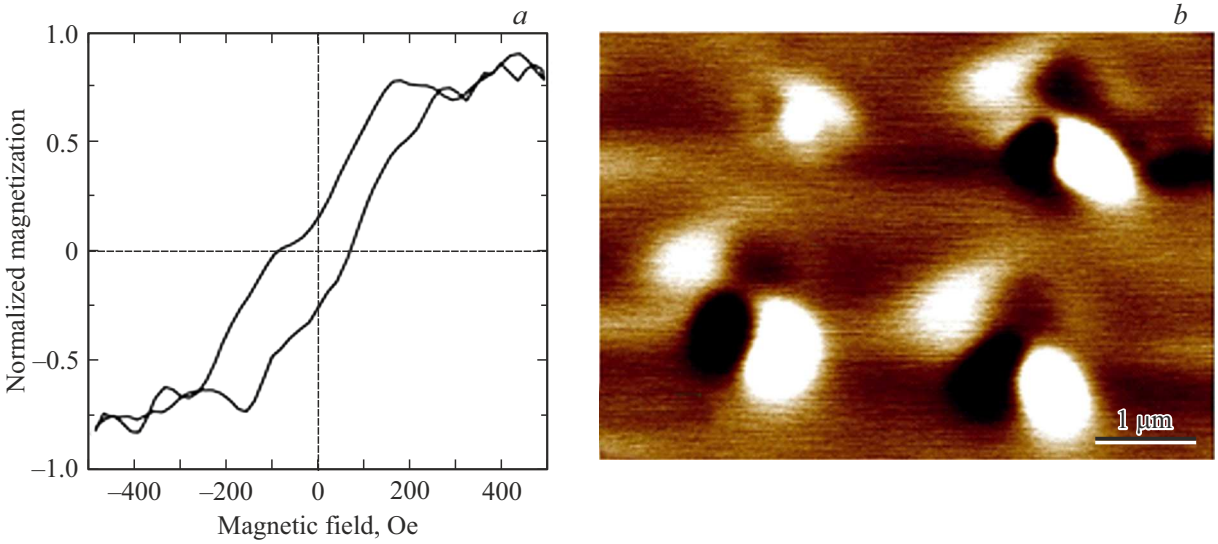


Рис. 11. Магнитные характеристики массива микронных дисков NiFe|FeMn: *a*) петля гистерезиса, полученная после отжига 160 °C в нулевом магнитном поле; *b*) МСМ-изображение, демонстрирующее вихревое распределение намагниченности в отсутствие внешнего поля.

(см., например, рис. 2 и 7). В то же время, наличие вихревого распределения намагниченности в дисках, изготовленных из структуры ФМ|АФМ, получение которого являлось целью настоящей работы, позволяет управлять свойствами магнитных вихрей в ФМ-слое, такими, например, как отклик на внешнее магнитное поле и сила, возвращающая вихрь в центр частицы при его отклонении, путём изменения свойств АФМ-материала. Это напрямую влияет на физические свойства системы, такие, например, как частота гиромоды [20].

4. Заключение

Проведено сравнительное исследование магнитных свойств антиферромагнетиков, а также влияния различных антиферромагнитных материалов, таких как IrMn, FeMn и NiO, на магнитные свойства гетероструктур на основе пермаллоя. Экспериментально показано, что наличие АФМ-слоя позволяет эффективно управлять конфигурацией намагниченности, а также получать как вихревое, так и дипольное распределение.

Установлено, что наиболее выраженный эффект обменного смещения при минимальной толщине АФМ-слоя (5 nm) и умеренной температуре отжига (240 °C) демонстрируют структуры с IrMn. Системы на основе FeMn характеризуются наиболее низкими температурами термической обработки (160 °C), однако их практическое применение ограничено нестабильностью магнитных характеристик, вызванной интенсивными диффузионными процессами на интерфейсе. Использование диэлектрического слоя NiO, несмотря на необходимость значительных толщин (> 50 nm) и высоких температур отжига (400 °C), открывает широкие перспективы для оптических исследований, хотя и исключает возможность реализации классических транспортных измерений в структурах типа туннельных магнитных контактов.

Важнейшим результатом работы является подтверждение возможности реализации устойчивых вихревых состояний для всех исследованных пар ферромагнетика и антиферромагнетика путём подбора толщин и порядка следования слоёв, а также параметров процедуры термического отжига. Показано, что процесс магнитного импринтинга (отпечатки) топологической структуры из ферромагнитного слоя в антиферромагнитный является воспроизводимым. Можно предполагать, что аналогичный технологический процесс позволит отпечатывать и другие неоднородные магнитные состояния, такие, как доменные стенки и скирмионы, что даст возможность создания разнообразных стабильных магнитных структур и их массивов. Это открывает потенциал изготовления энергонезависимых элементов памяти и логики, где стабилизация магнитного состояния и управление им осуществляется за счёт интерфейсного взаимодействия между ферромагнитным и антиферромагнитным слоями, а также наноосцилляторов, частотой которых можно управлять путём подбора слоя антиферромагнетика.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 25-72-20055.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] T.W. Andre, J.J. Nahas, C.K. Subramanian, B.J. Garni, H.S. Lin, A. Omair, W.L. Martino. IEEE J. Solid-State Circuits **40**, *1*, 301 (2005).
[2] G.M. Choi, O. Lee, S. Chung, W. Kim, T. Lee, B.-G. Park, S. Yang. Adv. Phys.: X **10**, *1*, 2557918 (2025).
[3] S.S.P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P.M. Rice, B. Hughes, M. Samant, S.-H. Yang. Nature Mater. **3**, *12*, 862 (2004).
[4] P.P. Freitas, S. Cardoso, R. Sousa, W. Ku, R. Ferreira, V. Chu. IEEE Trans. Magn. **36**, *5*, 2796 (2000).
[5] P.P. Freitas, R. Ferreira, S. Cardoso, F. Cardoso. J. Phys.: Condens. Matter **19**, *16*, 165221 (2007).
[6] M. Tondra, J.M. Daughton, D. Wang, R.S. Beech, A. Fink, J.A. Taylor. J. Appl. Phys. **83**, *11*, 6688 (1998).
[7] S. Mao, J. Novak, D. Song, P. Kolbo, L. Wang, E. Linville, D. Saunders, E. Murdock, P. Ruan. IEEE Trans. Magn. **38**, *1 Part 1*, 78 (2002).
[8] T. Chen, R.K. Dumas, A. Eklund, P.K. Muduli, A. Houshang, A.A. Awad, P. Dürrenfeld, B.G. Malm, A. Rusu, J. Åkerman. Proceed. IEEE **104**, *10*, 1919 (2016).
[9] S. Jiang, L. Yao, S. Wang, D. Wang, L. Liu, A. Kumar, A.A. Awad, A. Litvinenko, M. Ahlberg, R. Khymyn, S. Chung, G. Xing, J. Åkerman. Appl. Phys. Rev. **11**, *4*, 041309 (2024).
[10] Z. Zeng, G. Finocchio, H. Jiang. Nanoscale **5**, *6*, 2219 (2013).
[11] G. Hrkac, P.S. Keatley, M.T. Bryan, K. Butler. J. Phys. D: Appl. Phys. **48**, *45*, 453001 (2015).
[12] V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, Y. Tserkovnyak. Rev. Mod. Phys. **90**, *1*, 015005 (2018).
[13] F. Hellman, A. Hoffman, Y. Tserkovnyak, G.S.D. Beach, E.E. Fullerton, C. Leighton, A.H. MacDonald, D.C. Ralph, D.A. Arena, H.A. Dürr, P. Fischer, J. Grollier, J.P. Heremans, T. Jungwirth, A.V. Kimel, B. Koopmans, I.N. Krivorotov, S.J. May, A.K. Petford-Long, J.M. Rondinelli, N. Samarth, I.K. Schuller, A.N. Slavin, M.D. Stiles, O. Tchernyshyov, A. Thiaville, B.L. Zink. Rev. Mod. Phys. **89**, *2*, 025006 (2017).
[14] Y. Shen, Y. Wu, H. Xie, K. Li, J. Qiu, Z. Guo. J. Appl. Phys. **91**, *10*, 8001 (2002).
[15] H. Xi, R.M. White, Z. Gao, S. Mao. J. Appl. Phys. **92**, *8*, 4828 (2002).
[16] K. Akin, H. Piskin, E. Selvi, E. Demircanli, S. Ari, M.H. Ramezan-zadeh, B. Kocaman, O. Ozatay. Phys. Rev. Appl. **22**, *4*, 044037 (2024).
[17] A.J. Devasahayam, M.H. Kryder. IEEE Trans. Magn. **35**, *2*, 649 (1999).
[18] S. Saini, R.S. Verma, B.K. Kaushik. J. Appl. Phys. **136**, *13*, 133903 (2024).
[19] J. Sort, K.S. Buchanan, V. Novosad, A. Hoffmann, G. Salazar-Alvarez, A. Bollero, M.D. Baró, B. Dieny, J. Nogués. Phys. Rev. Lett. **97**, *6*, 067201 (2006).
[20] K.S. Buchanan, A. Hoffmann, V. Novosad, S.D. Bader. J. Appl. Phys. **103**, *7*, 07B102 (2008).
[21] J. Wu, D. Carlton, J.S. Park, Y. Meng, E. Arenholz, A. Doran, A.T. Young, A. Scholl, C. Hwang, H.W. Zhao, J. Bokor, Z.Q. Qiu. Nature Phys. **7**, *4*, 303 (2011).
[22] H. Xu, J. Kolthammer, J. Rudge, E. Girgis, B.C. Choi, Y.K. Hong, G. Abo, Th. Speliotis, D. Niarchos. J. Magnetics **16**, *2*, 83 (2011).
[23] J. Li, A. Tan, K.W. Moon, A. Doran, M.A. Marcus, A.T. Young, E. Arenholz, S. Ma, R.F. Yang, C. Hwang, Z.Q. Qiu. Appl. Phys. Lett. **104**, *11*, 112407 (2014).
[24] A. Fassatoui, R. Belhi, J. Vogel, S. Pizzini, P. David, K. Abdelmoula. J. Magn. Magn. Mater. **449**, 475 (2018).
[25] S.M. Del Rio, A. Ulyanenkov. Proc. SPIE **5536**, 1 (2004).

Редактор Е.В. Толстякова