

УДК 621.382

ИССЛЕДОВАНИЕ МОРФОЛОГИИ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ОСТРОВКОВЫХ ПЛЕНОК Fe С АНТИФЕРРОМАГНИТНЫМ СЛОЕМ

© 2021 г. Л. А. Фомин^{а, *}, А. В. Черных^а, В. А. Березин^а, Е. А. Вилков^б

^аИнститут проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,
Черноголовка, Московская область, 142432 Россия

^бИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Фрязинский филиал, Фрязино, Московская область, 141190 Россия

*e-mail: remagnetization@gmail.com

Поступила в редакцию 10.01.2020 г.

После доработки 14.03.2020 г.

Принята к публикации 17.03.2020 г.

Изготовлены массивы магнитных наноконтактов путем выращивания островковых пленок из Fe с заполнением пространства между островками антиферромагнитным слоем. Методами магнитно-силовой микроскопии и микромагнитных расчетов изучена магнитная структура островков и ее зависимость от их размеров. Проведены микромагнитные численные расчеты влияния спин-поляризованного тока, втекающего из ферромагнитного берега в антиферромагнитную прослойку на намагниченность в магнитных подрешетках антиферромагнетика. Найден угол скоса намагниченности в магнитных подрешетках антиферромагнетика в зависимости от плотности тока.

Ключевые слова: атомно-силовая микроскопия, магнитно-силовая микроскопия, микромагнитные расчеты, островковые пленки, наноконтакты, скос АФМ подрешеток, передача спинового момента током.

DOI: 10.31857/S1028096021020059

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время исследования микро- и наноструктур из ферромагнитных (ФМ) и антиферромагнитных (АФМ) металлов представляют интерес в связи с их широким применением в спинтронике [1–3]. В частности, важно изучение ФМ, АФМ-наноконтактов, через которые протекает электрический ток. В работах [4, 5] было показано, что в наноконтактах ФМ–ФМ со спин-поляризованным током может генерироваться ТГц-излучение за счет спин-флип переходов электронов между подзонами с противоположными спинами в ФМ-областях. Создав достаточно большую разность потенциалов между берегами наноконтакта за счет уменьшения поперечных размеров контакта или использования туннельной прослойки, можно добиться того, что инжектируемые горячие электроны будут попадать в верхнюю спиновую подзону ферромагнетика [6]. Достаточно большая плотность тока может привести к образованию инверсной населенности в этой подзоне. Это открывает путь к созданию миниатюрного источника ТГц-излучения и (в перспективе) лазера, работающего при комнатной температуре на новых принципах.

Тем не менее, работы в этом направлении сдерживаются, в частности, большой сложностью технологии изготовления наноконтактов с применением литографических методов [7]. В этой связи представляет интерес технология изготовления наноконтактов на основе выращивания островков ФМ-металлов в стадии, предшествующей их перколяции.

Также является проблемой условие сверхвысокой, порядка 10^9 А/см², плотности спин-поляризованного тока для возникновения терагерцового излучения в ферромагнитных переходах [8]. Такая большая плотность тока необходима, чтобы компенсировать диффузионный ток (в ферромагнитном металле достигает величины 10^{12} А/см²), который способствует утечке неравновесных электронов из рабочей области, а значит нарушению условия ТГц-излучения вследствие излучательных энергетических переходов электронов с переворотом спина. В этой связи интересно использование АФМ-материала. В работах [9, 10] было показано, что спин-поляризованный ток, протекающий через АФМ-слой, может влиять на его магнитное состояние, приводя к скосу намагниченности в магнитных подрешетках антиферромагнетика. Причем плотность тока, необходи-

мая для скашивания намагниченности, может быть на два порядка ниже той, что необходима для перемагничивания ферромагнитного слоя за счет передачи спинового момента. Скашивание намагниченности в магнитных подрешетках АФМ приводит к появлению наведенного магнитного момента и, как следствие, к расщеплению зонной структуры по спину. Таким образом, появляется возможность инверсно заселить верхнюю спиновую подзону в скошенном антиферромагнетике и получить ТГц-лазерное излучение при относительно малом токе.

В работах [11, 12] исследовалась слоистая тонкопленочная структура Pt–АФМ с электрическим током проводимости в слое платины. Авторы обратили внимание (помимо скоса) на вращение намагниченности в подрешетках антиферромагнетика под действием спинового тока, возникающего в слое платины из-за рассеяния электронов проводимости в присутствии спин-орбитального взаимодействия. Они показали, что в такой структуре также возможна генерация излучения в диапазоне от 0.5 до 2 ТГц за счет неравномерного вращения намагниченности в подрешетках АФМ.

Создание ТГц-источника также затрудняет и иной механизм излучения – тепловой. Пик кривой излучения абсолютно черного тела вблизи комнатной температуры как раз приходится на интересующую нас терагерцовую область частот. Поскольку ток высокой плотности разогревает наноконтакт, происходит генерация теплового излучения, мощность которого сравнима или превышает ту, которая выделяется за счет спин-флип механизма.

Как видно, создание структуры, в которой реализовались бы все необходимые процессы для генерации когерентного ТГц-излучения, и (тем более) создание работающего ТГц-лазера является сложной задачей. Недостаток информации о реальном электронном и магнитном строении наноконтактов, а также о взаимодействии электронов с излучением в них, затрудняет описание механизма излучения в терагерцовой области. Поэтому интерес представляют как теоретические, так и экспериментальные исследования массивов наноконтактов с изучением их электрических, магнитных и излучательных свойств, проявляющихся при пропускании тока.

В данной работе мы предлагаем исследовать островковые пленки ФМ-металла (железа) на диэлектрической подложке (сапфире) как основу для массива наноконтактов, образующегося после заполнения пространства между островками тонким АФМ-слоем. Такой подход позволяет получить большую плотность токов и организовать эффективный отвод тепла от наноконтакта в “массивные”, хорошо проводящие берега и подложку. Немаловажным фактором является само-

организация структуры во время изготовления, что упрощает технологию по сравнению с электронно-лучевой литографией, обычно используемой для этих целей. Для контроля процесса роста и получения островковых пленок с желаемыми параметрами был применен метод *in situ* мониторинга электросопротивления, активно используемый в последние годы [13, 14]. Кроме того, магнитные свойства островковых пленок ФМ-металлов, которые могут критично зависеть от размеров островков [15], практически не исследовались методами магнитно-силовой микроскопии, что обусловило проведение таких исследований в данной работе.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Островковые пленки железа выращивались методом импульсного лазерного осаждения в высоком вакууме на нагреваемых подложках R-сапфира с контролем *in situ* электрического сопротивления пленки. Использовался твердотельный неодимовый лазер на алюминате иттрия, генерирующий импульсы с длиной волны во второй гармонике 0.54 мкм, энергией 300 мДж, длительностью 10 нс, частотой 1–5 Гц. Рабочее давление в процессе осаждения в камере с базовым вакуумом 10^{-7} Па было не выше 10^{-5} Па. Интенсивность облучения мишени, несколько превышающая порог бескапельного испарения, составляла 2×10^9 Вт/см², что при неизменном расстоянии до подложки в 5 см обеспечивало постоянную среднюю скорость осаждения 0.6 нм/(мин · Гц).

Для электрических двух контактных измерений на подложки размером 5×5 мм заранее наносились две низкоомные (порядка 1 Ом) контактные площадки из молибдена с зазором 1–2 мм, к которым при помещении образца на нагреваемый столик прижимались упругие контакты из бериллиевой бронзы. Осаждение металла производилось через узкую щель в экране, закрывающем образец с контактами, с образованием мостика из пленки между контактными площадками. Причем, ширина щели и, соответственно, мостика могли быть уменьшены до 0.1 мм без существенного влияния краевых эффектов напыления на ширину мостика. Электрическое сопротивление мостика измеряли в реальном времени с выводом цифрового сигнала на компьютер с минимальным шагом во времени, составляющим 1/64 с. Наблюдаемая в экспериментах *in situ* зависимость сопротивления от времени для полного цикла роста (до образования сплошной пленки) представляет в логарифмическом масштабе сравнительно медленное (близкое к линейному) уменьшение $\lg(R(t))$ на уровне сопротивлений 1–10 МОм, завершающееся резким (на 3, 4 порядка величины), падением, соответствующим перколяционному переходу (рис. 1а). Для изготовления

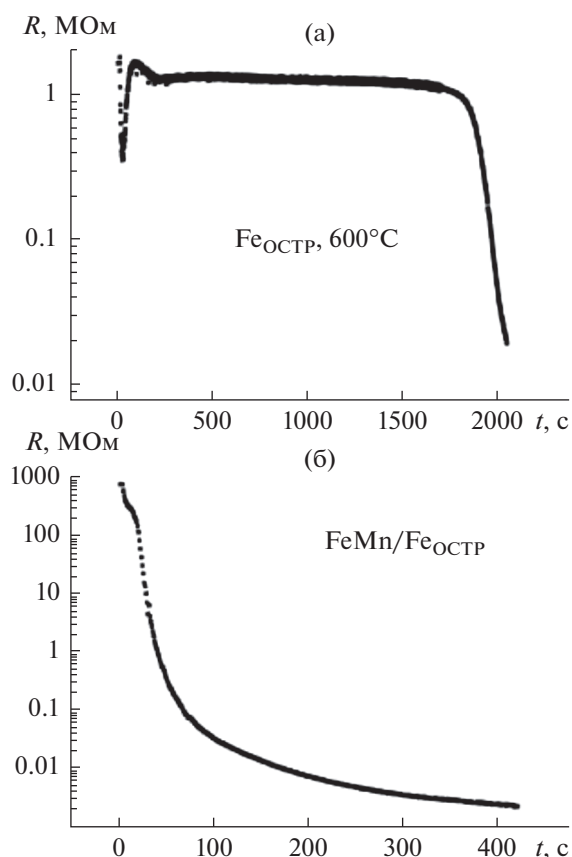


Рис. 1. Характерное изменение сопротивления островковой пленки в процессе роста островков железа (а), покрытия островков слоем FeMn (б).

пленок, состоящих из островков преимущественно равноосной формы, процесс осаждения прерывался до начала перколяционного перехода. Аналогично осаждались АФМ-слои FeMn и NiO.

Морфология выращенных островковых пленок исследовалась *ex situ* методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ). Типичные РЭМ и АСМ-изображения островковых пленок показаны на рис. 2а и 2б соответственно. Из данных АСМ определялись латеральные размеры и высота островков, их форма, размеры каналов между островками. Магнитное строение островков исследовалось методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) в присутствии магнитного поля в плоскости пленки, которое подавалось с помощью внешнего электромагнита. Индукция поля задавалась в диапазоне от -100 до $+100$ мТл и измерялась с точностью до 0.1 мТл. При МСМ-измерениях использовалась двухпроходная методика, при которой во время сканирования образца в первом проходе зонд измеряет рельеф поверхности, а во втором — он отводится от поверхности на заданную высоту (50 нм) и измеряет поле рассеяния магнитного образца, следуя измеренному

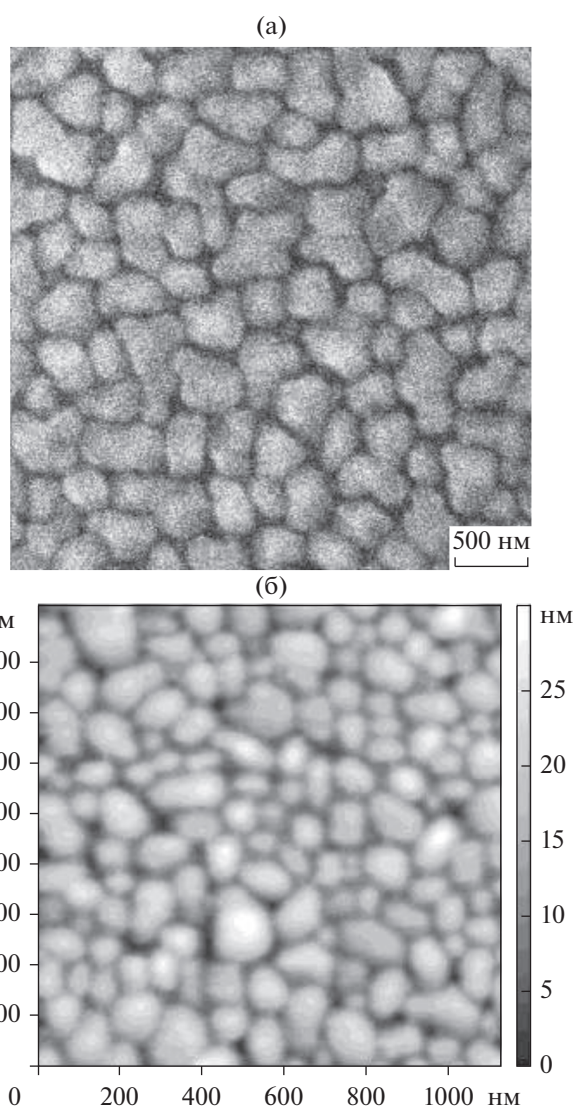


Рис. 2. Типичные РЭМ (а) и АСМ (б) изображения островковых пленок железа, выращенных методом ИЛО на сапфире.

рельефу. В первом приближении зонд можно считать магнитным диполем. В этом случае (при использовании методики измерения фазы колебаний зонда вблизи резонанса под действием магнитного поля рассеяния образца) уход фазы пропорционален второй производной по вертикальной оси z от этого поля.

В качестве магнитных МСМ-зондов использовались стандартные кантилеверы, которые покрывались пленкой Fe толщиной 50 нм, наносимой методом импульсного лазерного осаждения.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ

В данной работе применялись оптимизированные режимы роста островков ФМ-металлов с

минимальным пересыщением условий конденсации, позволяющие отодвигать перколяционный переход в область возможно большей толщины пленки, что необходимо для управления процессом роста. Таким требованиям соответствовали высокая температура подложки (500–600°C) и низкая средняя скорость роста, в нашем случае — малая частота повторения лазерных импульсов (1–5 Гц). В зависимости от выбранных параметров роста островковые пленки Fe обладали различными размерами островков (от 0.05 до 1 мкм) и высотой (от 1 до 200 нм) с шириной каналов между островками 10–20 нм. На РЭМ-изображении (рис. 2а) видно, что островки отделены друг от друга, но с помощью РЭМ не удалось увидеть островки размерами менее 100 нм. Островки таких размеров и меньше позволяет увидеть АСМ. Но на АСМ-изображении (рис. 2б) не разрешаются промежутки между островками, если их ширина меньше, чем толщина острого зонда. Поэтому судить о том, являются ли островки малых размеров перколизированными или нет, можно только по их электропроводности.

Электропроводность перколизированных пленок имела ярко выраженную неметаллическую температурную зависимость, их сопротивление при охлаждении сильно росло, достигая при комнатной температуре 10–100 МОм.

Для получения массива наноконтактов перколизированная островковая пленка покрывалась тонким сплошным слоем антиферромагнетика FeMn, обладающего меньшей по порядку проводимостью ($\rho = 150 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$) по сравнению с железом. АФМ-слой осаждался на свежеработанную островковую пленку железа без разрыва вакуума после охлаждения до температур ниже 100°C. Измеряемое *in situ* сопротивление получившегося композита уменьшалось от первоначальных десятков МОм до приемлемых рабочих значений, менее 1 кОм, при толщине АФМ-слоя в несколько нанометров (рис. 1б). Протекание тока в таком композите происходит преимущественно в местах наименьшего расстояния между островками, что по результатам РЭМ-измерений составляет 10–20 нм. Заполнение таких промежутков FeMn толщиной в несколько нанометров обеспечивает каналы проводимости, эффективную ширину которых можно оценить в 10 нм, по крайней мере, для малых островков. При экспериментально реализуемых токах до 100 мА для образцов с рабочим сопротивлением порядка 1 кОм и шириной мостика 0.1 мм в отдельном наноконтакте из общего числа параллельных контактов в поперечном сечении образца, которое равно по порядку $N = 0.1 \text{ мм}/100 \text{ нм} = 10^3$, достигается плотность тока 10^9 А/см^2 .

Кроме того, было интересно сравнить, насколько изменится сопротивление и поведение в

магнитном поле островковых пленок, покрытых слоем антиферромагнетика с большим сопротивлением, но меньшим межслоевым обменным взаимодействием. Для этого островковые пленки Fe покрывались также слоем антиферромагнитного NiO. После остывания островков до 100°C на образец наносилась пленка NiO толщиной 20 нм, которая синтезировалась со скоростью 2.5 нм/мин испарением из мишени чистого никеля в присутствии кислорода с давлением 10^{-1} Па и являлась по данным АСМ и электрических измерений сплошной и однородной. Сопротивление остывшей пленки из островков железа, которое было порядка 100 МОм, в процессе напуска кислорода и осаждения NiO практически не менялось, т.е. никель при испарении окислялся полностью, при этом островки железа в процессе синтеза NiO не окислялись.

Кристаллическая структура островковых пленок железа в работе не исследовалась, но с учетом того факта, что примененные нами температуры роста (500–600°C) значительно выше температур, успешно используемых для диффузионного упорядочения тонких слоев железа (обычно это 300–400°C, например [16]), можно полагать, что каждый отдельный островок представляет собой один кристаллит. Что касается их кристаллографической ориентации и возможной эпитаксии на R-плоскости сапфира, то на АСМ-изображениях пленок, выращенных при 600°C, достоверно наблюдается кубическая огранка островков железа, соответствующая известной эпитаксиальной ориентации ОЦК-металлов на r-сапфире $\text{Fe}(001) \parallel \text{Al}_2\text{O}_3(\bar{1}012)$, $\text{Fe}[110] \parallel \text{Al}_2\text{O}_3[11\bar{2}0]$, $\text{Fe}[\bar{1}10] \parallel \text{Al}_2\text{O}_3[1\bar{1}01]$. Для островков, выращенных при 500°C, огранка не была характерным признаком, что не позволяет сделать вывод об эпитаксиальности их структуры.

Результат, что пленки NiO, полученные описанным выше способом, обладают антиферромагнитными свойствами, был показан в ранее проведенных экспериментах на сэндвич-структурах NiO/Ni, продемонстрировавших обменный сдвиг [17] петли гистерезиса в таких образцах. На структурах FeMn/Fe также ранее наблюдался обменный сдвиг, что свидетельствует об антиферромагнетизме пленок FeMn [18].

Результаты измерений спектров эмиссии ТГц-излучения для ряда образцов при пропускании через них тока частично опубликованы в трудах конференций [19, 20] и планируются к последующей публикации.

МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

Были проведены расчеты магнитного строения островков Fe на основе данных АСМ об их размерах и форме. Для расчета распределения на-

магнитности решетки и нахождения ее эволюции во времени в эффективном магнитном поле использовалось уравнение Ландау–Лифшица (1):

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\alpha \gamma}{|\mathbf{M}|} \mathbf{M} \times \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}, \quad (1)$$

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta E}{\delta \mathbf{M}} + \mathbf{H}_{sd}, \quad (2)$$

где E – свободная энергия единицы объема ферромагнетика, \mathbf{M} – намагниченность единицы объема ферромагнетика, γ – гиромагнитное отношение, α – параметр затухания, \mathbf{H}_{eff} – эффективное поле и \mathbf{H}_{sd} – эффективное поле s – d -обменного взаимодействия между спинами электронов проводимости и атомов решетки. Эффективное поле определяется как вариационная производная свободной энергии по магнитному моменту (2). В данной работе для расчетов использовалась программа ООММФ [21], которая применяет для решения уравнений в частных производных метод конечных разностей.

Магнитное строение островков рассчитывалось для их размеров и формы, взятых из реальных АСМ-измерений. А именно, из файла, полученного в результате АСМ-сканирования участка поверхности островковой пленки, с помощью пакета “octave” [22] создавался входной файл для программы ООММФ, в котором содержался трехмерный массив данных намагниченности магнитного материала в каждой ячейке счета. Выше поверхности островков намагниченность имела нулевое значение, а ниже – такое как для Fe. Направление намагниченности задавалось постоянным вдоль оси x в каждом островке. Далее в ходе эволюции, согласно уравнению (1), распределение намагниченности менялось, пока не достигло равновесного. Из рассчитанного равновесного распределения намагниченности моделировалось МСМ-изображение.

Программа ООММФ (как известно) предназначена для расчетов магнитного строения ферромагнетиков. Однако в некоторых случаях ей можно пользоваться и для расчета строения антиферромагнетиков. Если ячейку счета взять достаточно маленькой (так чтобы в нее помещался только один атом), то можно моделировать двух-подрешеточный антиферромагнетик, задав константу обменного взаимодействия A отрицательной, как было сделано в работе [23]. При этом выражение для энергии анизотропии остается тем же самым, а магнитостатическое взаимодействие можно не учитывать при малых размерах образца.

Исследования магнитного строения $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ и NiO проводились во многих работах. Что касается $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$, то в большинстве работ вывод делается в пользу того, что магнитные моменты атомов направлены вдоль $\langle 111 \rangle$ направлений куба в решетке типа ОЦК этого сплава [24, 25]. Однако

при этом (в основном) предполагается, что сплав $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ упорядоченный, хотя это не обязательно, и атомы Fe могут занимать места атомов Mn. Есть также модели, в которых магнитные моменты располагаются вдоль направлений $\langle 100 \rangle$, которые обсуждаются, например, в [25].

В настоящей работе используется упрощенная модель антиферромагнетика с двумя подрешетками. Несмотря на то, что эта модель весьма груба, мы считаем ее вполне оправданной, поскольку количество подрешеток не влияет на физику процесса взаимодействия тока с намагниченностью подрешеток. Согласно работам [11, 12], в результате спиновой инжекции током в антиферромагнетике возникает эффективное магнитное поле \mathbf{H}_{sd} , вызванное s – d -обменным взаимодействием инжектированных электронов с d -электронами атомов решетки, которое приводит к скосу намагниченности магнитных подрешеток антиферромагнетика. Это эффективное поле можно разложить на две компоненты – (3), параллельную наведенной намагниченности (инжекционную) и (4), перпендикулярную ей (типа Слончевского–Берже):

$$\mathbf{H}_{\parallel} = \frac{\tau_{sf} P \mu_B}{\tau_{sd} \gamma e L_{\text{AFM}} M_s} j \hat{\mathbf{M}}_F, \quad (3)$$

$$\mathbf{H}_{\perp} = \frac{P \mu_B}{\gamma e L_{\text{AFM}} M_s} j \hat{\mathbf{M}} \times \hat{\mathbf{M}}_F, \quad (4)$$

где $\tau_{sf} = 1 \times 10^{-12}$ с – время спиновой релаксации, $\tau_{sd} = (\alpha_{sd} \gamma M_s)^{-1} = 10^{-15}$ с – s – d -обменное время, которое выражается через $\alpha_{sd} \sim 10^4$ – константу s – d -обмена, $\gamma = 2.211 \times 10^5$ (А/м) $^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ – гиромагнитное отношение и $M_s = 800 \times 10^3$ А/м – намагниченность насыщения подрешеток антиферромагнетика. $P = 0.5$ – степень поляризации тока, j – плотность тока, e – заряд электрона, L_{AFM} – толщина антиферромагнетика, μ_B – магнетон

Бора, $\hat{\mathbf{M}}$ – единичный вектор в направлении наведенной намагниченности антиферромагнетика, $\hat{\mathbf{M}}_F$ – единичный вектор в направлении намагниченности ферромагнетика.

С помощью программы ООММФ с дополнительно написанным модулем для учета влияния спин-поляризованного тока был проведен расчет эволюции магнитного строения структуры ФМ/АФМ в виде двух ФМ-берегов и тонкой прослойки АФМ между ними при пропускании тока. Геометрия расчетной модели показана на рис. 3. Толщина прослойки бралась равной 10 нм. Размер ячейки счета был примерно равен межатомному расстоянию, $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.4$ нм. Поскольку нас интересовало воздействие тока только на антиферромагнетик, магнитные моменты в ФМ-берегах в расчете задавались постоянными. Это позволило упростить задачу и сократить время рас-

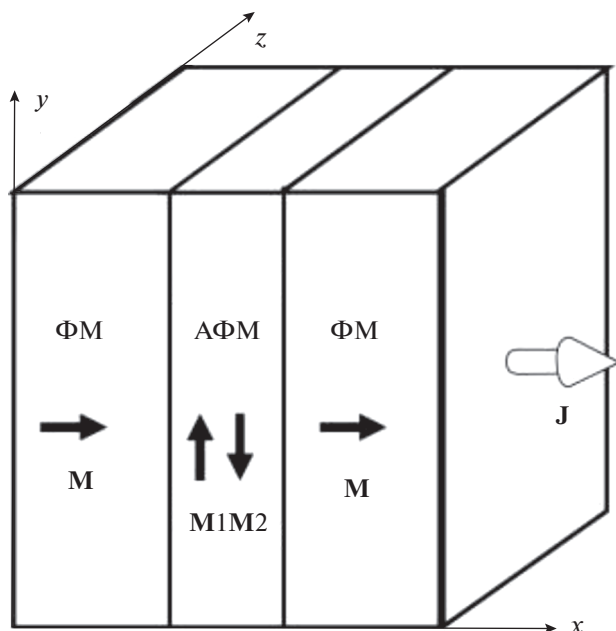


Рис. 3. Геометрия расчетной модели влияния спин-поляризованного тока на магнитное строение структуры Fe/FeMn в виде двух берегов Fe и тонкой прослойки FeMn между ними. Черными стрелками показаны направления векторов намагниченности M в ферромагнетике и в подрешетках антиферромагнетика M_1 и M_2 . Белой стрелкой показано направление тока.

чета. Ток пропусклся в направлении x и был поляризован вдоль x (вдоль намагниченности ФМ). Плотность тока и его поляризация не менялись в пространстве. Магнитные моменты атомов в АФМ изначально располагались вдоль оси y (перпендикулярно намагниченности ФМ) и были направлены противоположно друг другу в соседних ячейках счета. Для ФМ-берегов были взяты параметры железа, как они по умолчанию задаются в программе OOMMF, а для АФМ прослойки – параметры FeMn из работы [23]. Обменная константа для железа $A_{Fe} = 21 \times 10^{-12}$ Дж/м, для FeMn $A_{FeMn} = -3 \times 10^{-12}$ Дж/м. Константа межслойного обмена на границе Fe/FeMn бралась равной A_{Fe} . Анизотропия считалась кубической, одинаковой по всей структуре, с положительной константой $K_1 = 48 \times 10^3$ Дж/м³ (оси легкого намагничивания располагаются вдоль ребер куба). Такая анизотропия соответствует росту железа на R -плоскости сапфира, как было исследовано в наших предыдущих работах [26, 27]. Намагниченность насыщения для железа бралась $M_s = 1700 \times 10^3$ А/м, а для подрешеток FeMn она составляла $M_s = 800 \times 10^3$ А/м.

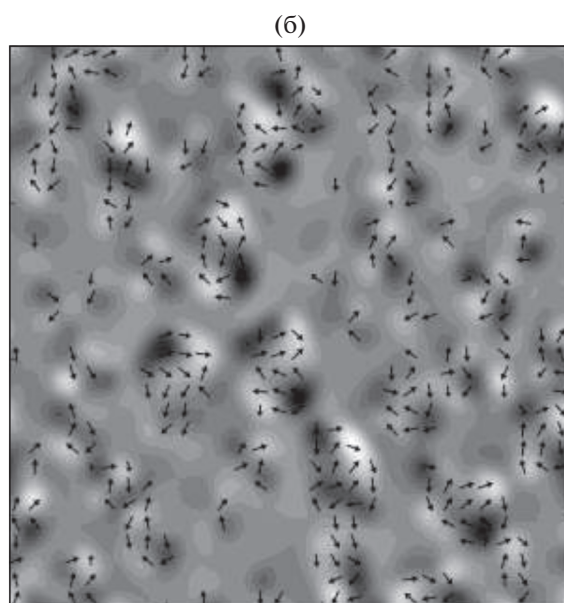
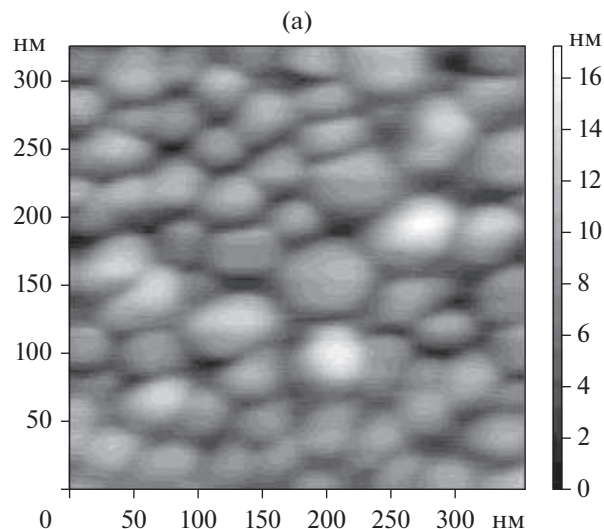


Рис. 4. АСМ-изображение (а) островковой пленки и смоделированный МСМ-контраст островков (б). Стрелками показано локальное направление намагниченности в плоскости пленки.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Распределение намагниченности в островках с латеральными размерами в районе 50 нм было рассчитано методом микромагнетизма. АСМ-изображение и смоделированный по нему МСМ-контраст показаны на рис. 4. Стрелками показано направление намагниченности в плоскости пленки. Расчет показал, что вектор намагниченности незначительно выходит из плоскости пленки. Видно, что распределение намагниченности в каждом отдельном островке неоднородно, и на него влияет намагниченность соседних островков.

На рис. 5 показаны АСМ-изображение поверхности и экспериментально измеренный

МСМ-контраст островков Fe, покрытых пленкой FeMn во внешнем магнитном поле. Латеральные размеры островков составляли около 1 мкм, а по высоте они были около 250 нм. МСМ-измерения показали, что при таких размерах островки ведут себя как отдельные магниты. Их магнитное строение слабо зависит от окружения. Размеры характерных особенностей в МСМ-контрасте соответствуют размерам самих островков. Магнитное строение островков меняется в малых полях (порядка 1 мТл) и при дальнейшем увеличении поля практически не меняется. В то же время при малых размерах островков (порядка 100 нм) характерные особенности в МСМ-контрасте заметно превышают размер островка. МСМ-измерения во внешнем магнитном поле позволяют утверждать, что малые островки магнитно связаны. На рис. 6 показаны АСМ и МСМ-изображения островков Fe, покрытых пленкой NiO. Размер островка составляет около 100 нм (рис. 6а), но размер характерной особенности в МСМ-изображении составляет около 500 нм. Это значит, что островки магнитно связаны между собой. Тонкая прослойка антиферромагнетика NiO заметно не ослабляет взаимодействие между островками. На образец подавалось внешнее поле с индукцией -56 мТл, затем поле постепенно уменьшалось до нуля, далее постепенно увеличивалось до $+56$ мТл. При изменении поля от -56 мТл (рис. 6б) до нуля (рис. 6в) и далее до $+8$ мТл МСМ-контраст образца меняется слабо. Затем происходит его резкое изменение в поле около 8 мТл (рис. 6г), и при дальнейшем увеличении поля он продолжает меняться вплоть до $+30$ мТл (рис. 6д). По всей видимости, коэрцитивная сила образца составляет около 8 мТл, а поле насыщения – около 30 мТл.

Для исследования скоса решеток антиферромагнетика была использована расчетная методика, описанная выше. В расчет подставлялись плотности тока от $j = 2 \times 10^5$ А/см² до $j = 2 \times 10^9$ А/см². Результаты расчета представлены на рис. 7 и 8. В ходе эволюции, согласно уравнению (1), система приходила из начального состояния (рис. 7а) к стационарному состоянию (рис. 7б) для плотности тока $j = 2 \times 10^5$ А/см² и к состоянию, показанному на рис. 7г, для большой плотности тока $j = 1 \times 10^9$ А/см². Промежуточное нестационарное состояние системы показано на рис. 7в. Таким образом, при больших плотностях тока вращение намагниченности подрешеток антиферромагнетика неравномерно, что может приводить к генерации ТГц-излучения по механизму, описанному в работах [11, 12]. При плотностях тока j , больших 2×10^9 А/см², подрешетки антиферромагнетика схлопываются. Эволюция m_x , m_y и m_z компонент намагниченности всей структуры при $j = 1 \times 10^9$ А/см² изображена на рис. 8. В начальном состоянии ($t = 0$) m_x -компо-

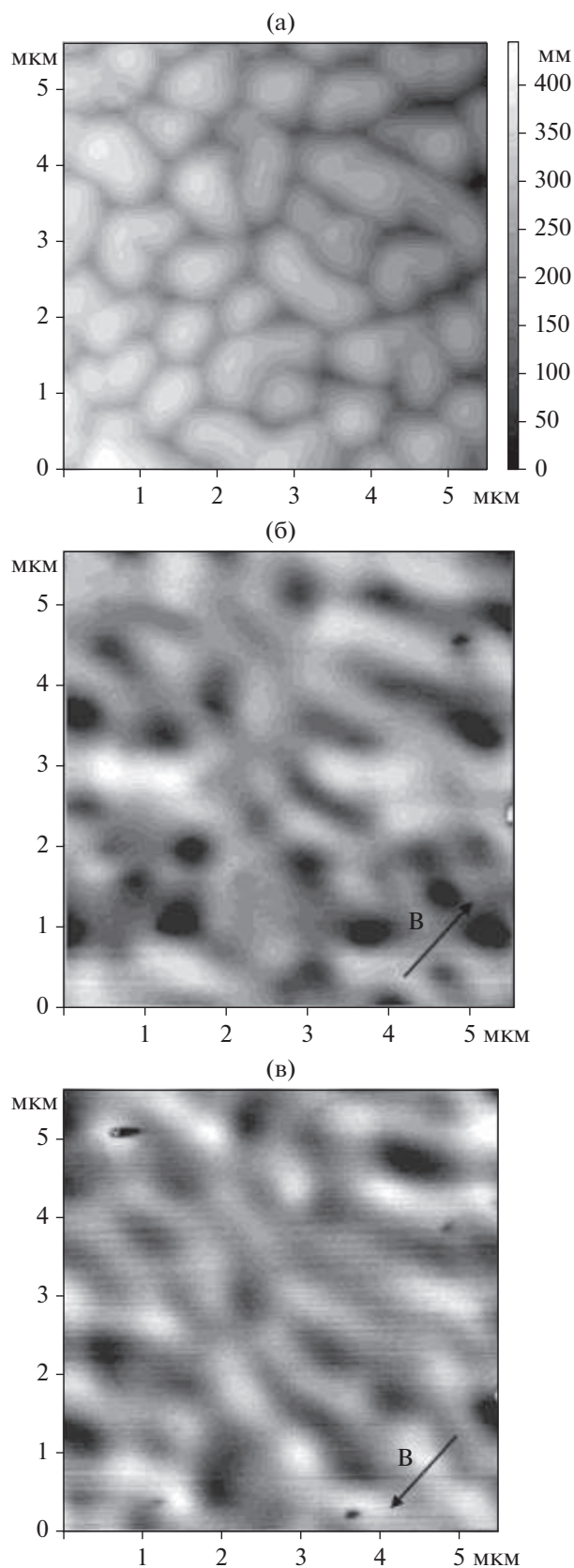


Рис. 5. АСМ (а) и МСМ-изображения островков Fe, покрытых пленкой FeMn во внешнем магнитном поле с индукцией 67 (б) и 56 мТл (в). Направление поля показано стрелкой.

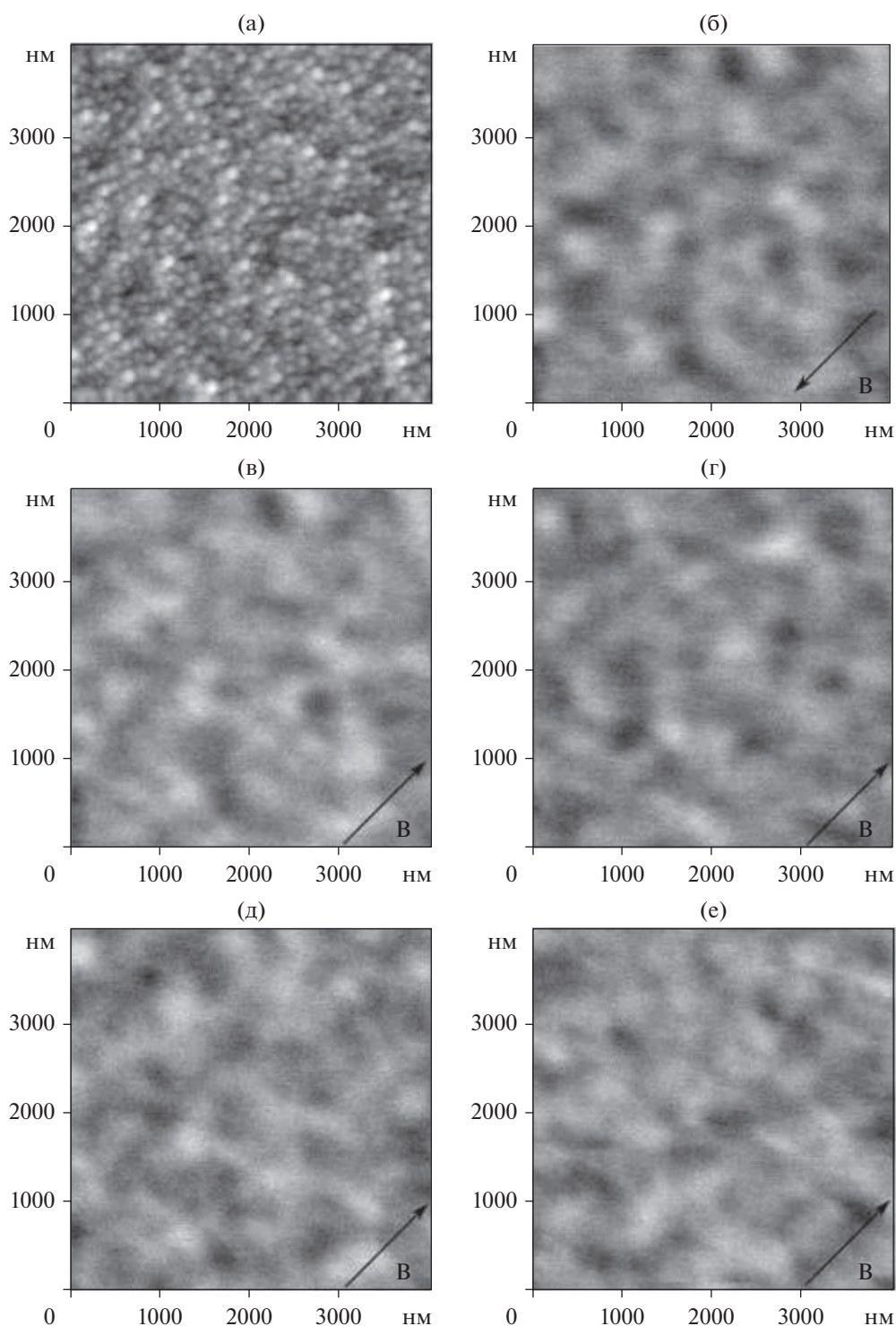


Рис. 6. АСМ (а) и МСМ-изображения островков Fe, покрытых пленкой NiO во внешнем магнитном поле с индукцией 56 (б), 0 (в), 8 (г), 30 (д) и 56 мТл (е). Направление поля показано стрелкой.

нента намагниченности структуры определяется ферромагнитными берегами, а m_z и m_y -компоненты равны нулю. При пропускании тока векторы намагниченности подрешеток начинают вращаться вокруг направления x , и их x -компонента

увеличивается. Сначала магнитные моменты атомов антиферромагнетика вращаются некогерентно (рис. 7в), потом это вращение становится более когерентным и постепенно затухает. Частота вращения и скорость его затухания пропорцио-

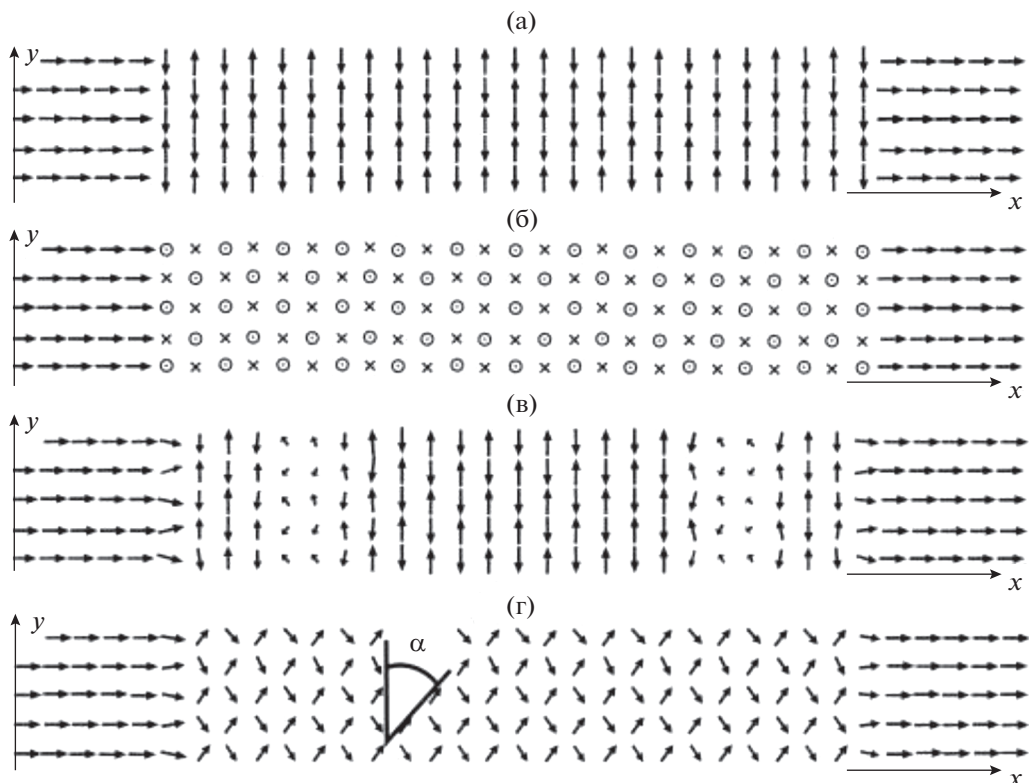


Рис. 7. Начальное состояние в расчетной модели (а), конечное состояние при плотности тока 2×10^5 А/см² (б), результат эволюции в течение 2×10^{-13} с при плотности тока 1×10^9 А/см² (в), конечное состояние при плотности тока 1×10^9 А/см² (г).

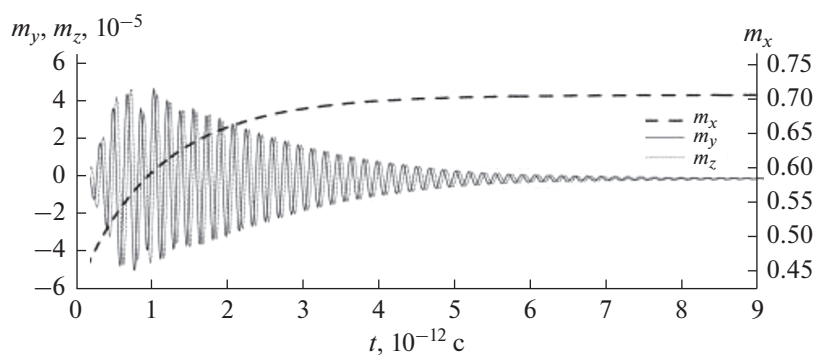


Рис. 8. Эволюция m_x -компоненты, а также m_y и m_z -компонент обезразмеренного (нормированного на единицу) магнитного момента всей системы при плотности тока 1×10^9 А/см².

нальные плотности тока. При $j = 1 \times 10^9$ А/см² (рис. 8) частота вращения составляет около 5 ТГц. Это значение частоты в несколько раз больше, чем максимальная частота, полученная в работах [11, 12], однако и значение плотности тока в этом расчете очень велико. При токе $j = 1 \times 10^8$ А/см² частота вращения магнитных моментов составляет 0.5 ТГц, что близко к минимальной частоте из этих работ. Через какое-то время магнитные моменты атомов решетки антиферромагнетика вы-

страиваются в плоскости xu , как показано на рис. 7г. Синус угла скоса можно получить из конечного среднего значения m_x -компоненты вектора намагниченности. В диапазоне от критического тока ($j = 1 \times 10^8$ А/см²) до тока схлопывания подрешеток ($j = 1 \times 10^{10}$ А/см²) он пропорционален плотности тока (рис. 9а).

Плотности тока, необходимые для сжатия антиферромагнетика, получились довольно большими по сравнению с рассчитанными в ра-

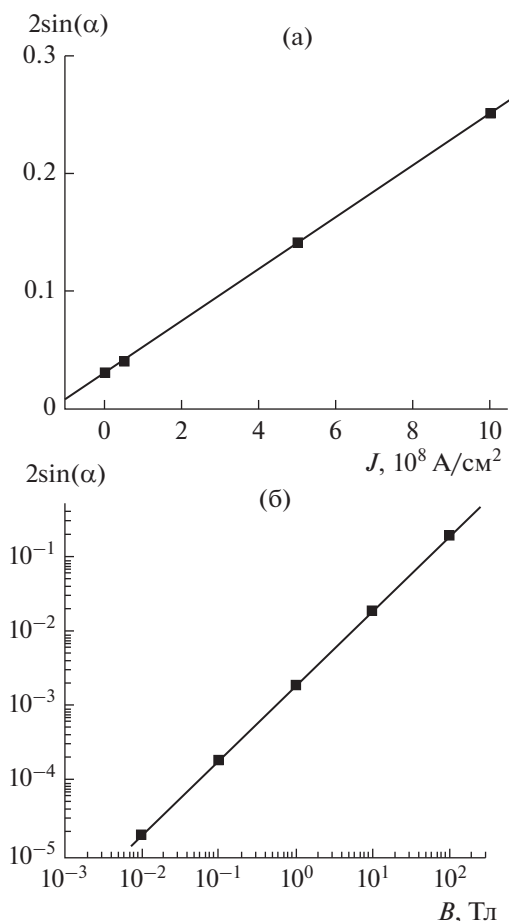


Рис. 9. Зависимость удвоенного синуса угла скоса намагниченности (m_x) от плотности спин-поляризованного тока (а) и внешнего магнитного поля (б).

боте [9]. Возможно, это связано с большой энергией анизотропии и сильным межслойным обменным взаимодействием с железом, принятыми в настоящем расчете.

В работе [9] предполагалось, что направление намагниченности подрешеток в АФМ должно быть изначально перпендикулярно намагниченности в ФМ. Если в качестве начальных условий взять, что направление намагниченности подрешеток в АФМ коллинеарно намагниченности в ФМ (вдоль оси x), то согласно расчету, при пропускании тока с достаточно высокой плотностью ($j = 1 \times 10^9 \text{ A/cm}^2$), поляризованного вдоль x , система приходит к аналогичному конечному состоянию (рис. 7г), более сложным образом эволюционируя во времени.

Для сравнения был проведен расчет воздействия сильного магнитного поля на намагниченность антиферромагнетика. Рассматривался образец размерами $10 \times 8 \times 8 \text{ нм}$ с направлением намагниченности АФМ-подрешеток вдоль оси y . Магнитное поле подавалось вдоль оси x . Зависи-

мость угла скоса от индукции магнитного поля представлена на рис. 9б. Видно, что для поля с индукцией 0.1 Тл синус угла скоса составляет 2×10^{-4} . При подаче поля с индукцией вплоть до 10 Тл вдоль оси y (вдоль намагниченности подрешеток антиферромагнетика) решетка антиферромагнетика практически не скашивается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена методика изготовления массивов магнитных наноконтактов из ФМ-металлов с АФМ-прослойкой, в основе которой лежит контролируемое выращивание островковых пленок. Разработанная технология сочетает импульсное лазерное осаждение, *in situ* мониторинг электрического сопротивления и *ex situ* АСМ и РЭМ-характеризацию пленок. В оптимальных режимах: при высоких температурах (400–600°C) и низкой частоте следования лазерных импульсов (1–5 Гц) получены островковые пленки Fe с различными размерами островков от 0.05 до 1 мкм, высотой от 1 до 200 нм и с шириной каналов между островками 10–20 нм, которые и стали объектом исследования.

Методами МСМ и микромагнитных расчетов исследовано магнитное строение островков Fe и его зависимость от их размеров и внешнего поля. Показано, что при малых размерах островков (менее 100 нм) характерные особенности в МСМ-контрасте заметно превышают размер островка, и наблюдаются коллективные магнитные состояния. С другой стороны, при больших размерах островков (порядка нескольких мкм) магнитная структура определяется свойствами островка. Сделаны количественные оценки влияния спин-поляризованного тока, втекающего из ФМ-берега в АФМ-прослойку, на скос намагниченности ее подрешеток. Расчеты показали, что синус угла скоса намагниченности линейно зависит от плотности тока и достигает значения ≈ 0.125 при плотности тока 10^9 A/cm^2 . Полученные результаты могут быть полезны для интерпретации спектров эмиссии излучателей на основе островковых пленок Fe/FeMn в терагерцовом диапазоне.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Государственной программы № 007-00220-18-00. Е.А.В. благодарит Российский фонд фундаментальных исследований (проект № 18-57-76001 ЭРА_a).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Baltz V., Manchon A., Tsoi M. et al. // Rev. Mod. Phys. 2018. V. 90. P. 015005. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.015005>

2. *Dhillon S.S. et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. P. 043001.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/50/4/043001>
3. *Hellman F. et al.* // Rev. Mod. Phys. 2017. V. 89. P. 025006.
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.89.025006>
4. *Kadigrobov A.M., Z. Ivanov Z., Claeson T. et al.* // Europhys. Lett. 2004 V. 67. P. 948.
<https://doi.org/10.1209/epl/i2004-10159-8>
5. *Kadigrobov A.M., Shekhter R.I., Jonson M.* // Low Temp. Phys. 2012. V. 38. P. 1133.
<https://doi.org/10.1063/1.4770510>
6. *Kadigrobov A.M., Shekhter R.I., Kulinich S.I. et al.* // arXiv:1101.2862 2011,
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/13/2/023007>
7. *Korenivski V., Iovan A., Kadigrobov A.M., Shekhter R.I.* // Europhys. Lett. 2013. V. 104. P. 27011
<https://doi.org/10.1209/0295-5075/104/27011>
8. *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Панас А.И. и др.* // Радиотехника и электроника. 2010. Т. 55 С. 1211.
9. *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Энштейн Э.М.* // ЖЭТФ. 2012. Т. 141. С. 335.
10. *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Энштейн Э.М.* // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 5. С. 558.
11. *Khymun R., Lisenkov I., Tiberkevich V. et al.* // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 43705.
<https://doi.org/10.1038/srep43705>
12. *Sulymenko O.R., Prokopenko O.V., Tiberkevich V.S. et al.* // Phys. Rev. Appl. 2017. V. 8. P. 064007.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.8.064007>
13. *Abdellaoui N., Pereira A., Novotny M. et al.* // Appl. Surf. Sci. 2017.V. 418. P. 517.
14. *Agustsson J.S., Arnalds U.B., Ingason A.S. et al.* // Appl. Surf. Sci. 2008. V. 254. P. 7356.
15. *Boubeta C.M., Clavero C., Garcia-Martin J.M. et al.* // Phys. Rev. B 2005. V. 71. P. 014407.
16. *Bowen M., Cros V., Petroff F. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 79. P. 1655.
<https://doi.org/10.1063/1.1404125>
17. *Meiklejohn W.H.* // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. P. 1328.
<https://doi.org/10.1063/1.1728716>
18. *Mikhailov G.M., Chernykh A.V., Fomin L.A.* // Materials. 2017. V. 10. P. 1156.
<https://doi.org/10.3390/ma10101156>
19. *Фомин Л.А. и др.* // Сборник трудов XVII Всероссийской школы-семинара “Физика и применение микроволн” имени профессора А.П. Сухорукова, 26–31 мая 2019 г., С. 14. Изд.: Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет. ISBN 978-5-600-02483-0.
20. *Криштон В.Г. и др.* // Материалы XXII Международного симпозиума “Нанозифика и нанозлектроника”. Нижний Новгород: Издательство Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского, 2018. Т. 1. С. 208. ISBN 978-5-91326-446-6.
21. <https://math.nist.gov/oommf/>
22. <https://www.gnu.org/software/octave/>
23. *Phuoc N.N., Suzuki T.* // J. Appl. Phys. 2007 V. 101. P. 09E501.
<https://doi.org/10.1063/1.2668167>
24. *Hempstead R.D., Krongelb S., Thompson D.A.* // IEEE Trans. Magn. 1978. V. 14. P. 521.
<https://doi.org/10.1109/TMAG.1978.1059838>
25. *Ekholm M., Abrikosov I.A.* // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. P. 104423.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.104423>
26. *Mikhailov G.M. et al.* // Solid State Phenom. 2010. V. 168–169. P. 300.
<https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/SSP.168-169.300>
27. *Fomin L.A., Vinnichenko V.Yu., Malikov I.V., Mikhailov G.M.* // J. Magn. Magn. Mater. 2013. V. 330. P. 6.
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2012.08.001>

Study of Morphology and Magnetic Properties of Island Fe Films with Antiferromagnetic Layer

L. A. Fomin^{1, *}, A. V. Chernykh¹, V. A. Berezin¹, E. A. Vilkov²

¹*Institute of Microelectronic Technology and High Purity Materials of Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia*

²*Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Fryazino Branch) of Russian Academy of Sciences, Fryazino, 141190 Russia*

*e-mail: remagnetization@gmail.com

Arrays of magnetic nanocontacts were made by growing island films of Fe and filling the space between the islands with an antiferromagnetic layer. Using magnetic force microscopy and micromagnetic calculations, the magnetic structure of the islands and its dependence on their size were studied. Micromagnetic numerical calculations of the effect of the spin-polarized current flowing from the ferromagnetic coast into the antiferromagnetic interlayer on the magnetization in the magnetic sublattices of the antiferromagnet were carried out. The angle of the magnetization skew in the magnetic sublattices of the antiferromagnet was found, depending on the current density.

Keywords: atomic-force microscopy, magnetic-force microscopy, micromagnetic calculations, island films, nanocontacts, AFM sublattices skew, spin transfer torque.