

05,13

Влияние толщины пленки и дополнительных элементов (Al, O и N) на свойства пленочных структур FeCo

© А.С. Камзин¹, Fulin Wei², В.Р. Ганеев³, А.А. Валиуллин³, Л.Д. Зарипова³, Л.Р. Тагиров³

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Key Laboratory for Magnetism and Magnetic Materials of the Ministry of Education, Lanzhou University, Lanzhou, China

³ Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

E-mail: kamzin@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 6 марта 2013 г.)

В окончательной редакции 10 августа 2013 г.)

Исследованы магнитные свойства и доменная структура тонких пленок FeCoAlON различной толщины (от 55 до 550 nm) и установлены условия получения пленок FeCoAlON, обладающих одноосной анизотропией в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, требуемой для „перпендикулярной“ сверхвысокоплотной записи информации. В случае пленок FeCoAlON толщиной до 300 nm доменная структура состоит из доменных стенок с поперечными связями, поскольку сильное размагничивающее поле подавляет формирование полосковых доменов. При достижении толщины пленок 320 nm доменные стенки с поперечными связями преобразуются в полосковые домены, при этом одноосная анизотропия в плоскости пленки исчезает и возникает одноосная анизотропия в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, что можно объяснить магнитоупругими напряжениями, наведенными атомами азота, заполняющими междоузлия в плоскости (110). Дальнейшее увеличение толщины пленок (до 550 nm) приводит к возникновению вращательной анизотропии, связанной с увеличением концентрации азота в междоузлиях и повышением магнитоупругих напряжений.

1. Введение

Дальнейшая миниатюризация электронных устройств (в том числе головок записи/чтения данных), развитие спинтроники и повышение плотности записи информации требуют понимания магнитостатических взаимодействий в тонких магнитных пленках, используемых в этих устройствах. Известно, что при уменьшении толщины магнитных пленок или размеров магнитных частиц наблюдаются значительные изменения их свойств [1–3]. Пленки на основе сплава FeCo обладают высокой намагниченностью насыщения и низкой коэрцитивностью, что делает их одним из наиболее перспективных материалов, используемых в качестве магнитных головок записи/чтения информации со сверхвысокой плотностью на магнитных носителях [4] и создания других высокоэффективных магнитных устройств (см. работы [5,6] и ссылки в них). На магнитомягкие свойства тонких пленок, а также на процесс перемагничивания большое влияние оказывает магнитная доменная структура. Известно, что управление магнитомягкими свойствами пленок FeCo возможно путем введения в них дополнительных элементов [4,7], меняющих не только состав, но и внутренние напряжения, влияющие на магнитные свойства полученных пленок.

В настоящей работе было исследовано влияние ионов алюминия, кислорода и азота, добавленных в состав пленок FeCo, на текстуру, доменную структуру и магнитные свойства пленок FeCoAlON. Особое внимание уделено

созданию условий получения пленок с одноосной магнитной анизотропией в направлении, перпендикулярном плоскости пленок, требуемой для сверхвысокоплотной магнитной записи информации.

2. Эксперимент

Тонкие пленки FeCoAlON были получены методом радиочастотного магнетронного распыления составной мишени и осаждения при комнатной температуре на подложки из Si (100). Составная мишень представляла собой пластину сплава Fe₇₀Co₃₀, на которую были наложены 12 пластинок Al₂O₃. Азот был добавлен в состав аргона — рабочего газа, используемого при магнетронном распылении и осаждении пленок. Отношение потока азота к полному потоку атомов $f_N = N_{N_2} / (N_{Ar} + N_{N_2}) \cdot 100\%$ составляло 11%. Базовое давление в камере было ниже $5.0 \cdot 10^{-7}$ Торг, давление при осаждении составляло $4 \cdot 10^{-3}$ Торг. Для создания одноосной анизотропии в плоскости пленки использовалось внешнее магнитное поле напряженностью 1500 Ое, прикладываемое вдоль плоскости пленки при ее осаждении. Толщина пленок была измерена с помощью профилометра поверхности VEECO © ADP-8. Данные о магнитных свойствах осажденных пленок FeCoAlON были получены с использованием вибрационного магнитометра. Для визуализации магнитной доменной структуры пленок применялся магнитный силовой микроскоп

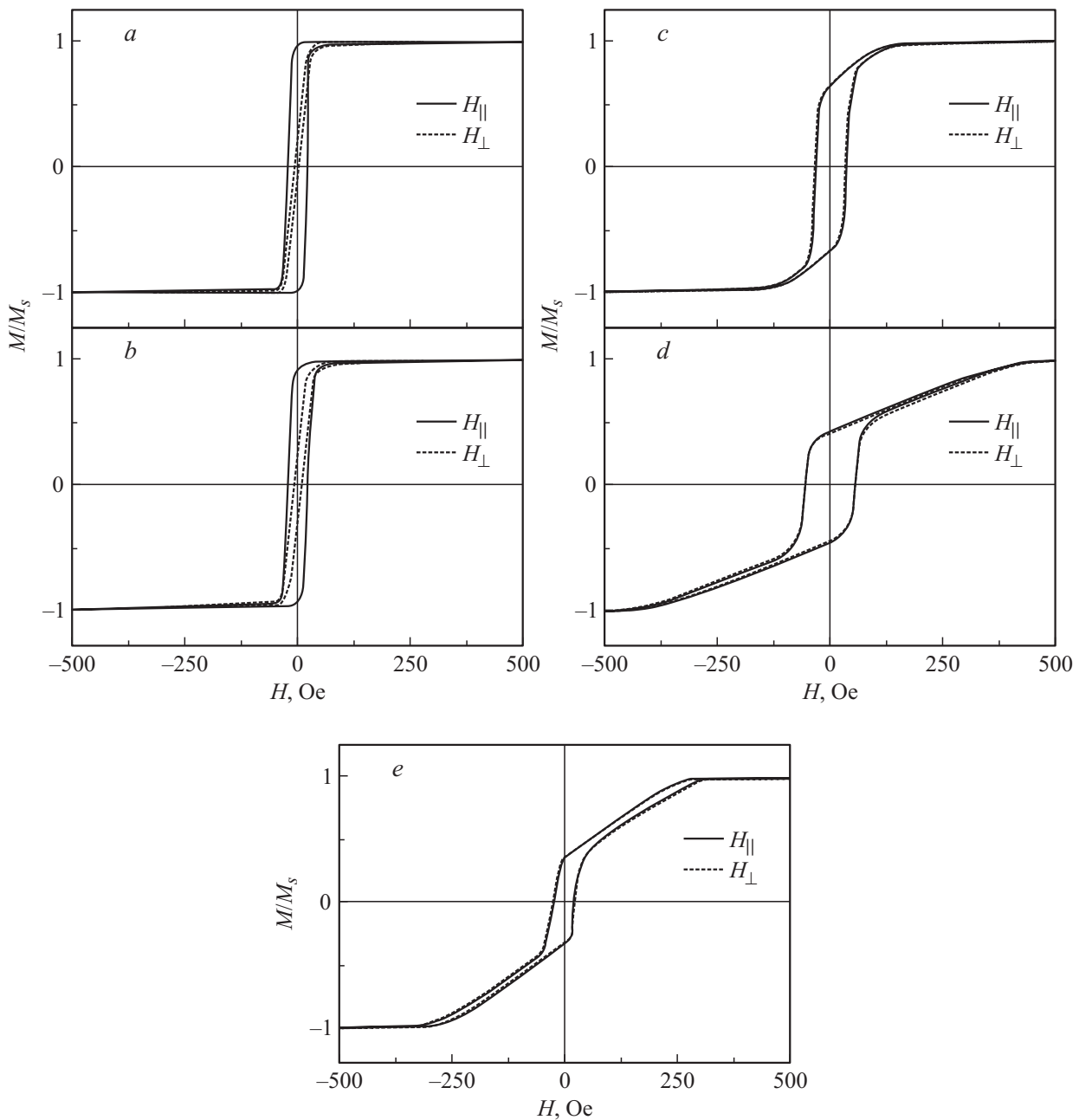


Рис. 1. Петли гистерезиса пленок FeCoAlON толщиной 55 (a), 110 (b), 210 (c), 320 (d) и 550 nm (e), полученные при измерениях вдоль плоскости пленок. Измерения проведены в направлении, параллельном (H_{\parallel}) и перпендикулярном (H_{\perp}) ориентации внешнего магнитного поля, приложенного при осаждении вдоль плоскости пленок.

(MCM) Asylum Research © MFP-3D. Микроструктура пленок изучалась с помощью рентгеновского дифрактометра с использованием метода $\theta-2\theta$ -сканирования $\text{CuK}\alpha$ -излучения.

Магнитная структура синтезированных пленок, а именно ориентация остаточной намагниченности, исследовалась с помощью конверсионной электронной мессбауэровской (КЭМ) спектроскопии. КЭМ-спектры измерялись с использованием спектрометра, в котором источник гамма-квантов ^{57}Co в матрице Rd активностью $\sim 50 \text{ mCi}$. Опорный сигнал системы движения доплеров-

ского модулятора в мессбауэровском спектрометре имел форму треугольника для задания скорости источника гамма-излучения с постоянным ускорением. Для регистрации конверсионных электронов использовался заполненный смесью газов He + 5% CH_4 детектор электронов [8,9], в который помещались исследуемые образцы. Волновой вектор гамма-излучения источника ^{57}Co (Rd) при измерениях эффекта Мессбауэра был направлен по нормали к поверхности исследуемой пленки. Все измерения проводились при комнатной температуре. Величины изомерных сдвигов определялись по отношению

к α -Fe. Математическая обработка экспериментальных спектров проводилась с помощью специальной программы, в которой использовался метод восстановления распределений параметров сверхтонких взаимодействий парциальных мессбауэровских спектров [10].

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны петли гистерезиса полученных тонких пленок FeCoAlON (обозначения H_{\parallel} и H_{\perp} указывают на то, что измерения проведены соответственно параллельно и перпендикулярно направлению магнитного поля, приложенного в плоскости пленок при их осаждении). В случае самой тонкой пленки (толщиной $t = 55$ nm) при измерениях вдоль внешнего магнитного поля наблюдается почти прямоугольная петля гистерезиса, коэрцитивность H_c при этом составляет 21.4 Ое. При измерениях в перпендикулярном направлении петля гистерезиса слегка наклонена и имеет меньшее значение остаточной намагниченности. Эти петли гистерезиса аналогичны наблюдаемым в пленках, обладающих одноосной анизотропией. Петли гистерезиса пленок толщиной 110 nm также различались при измерениях в направлениях, перпендикулярном и параллельном ориентации приложенного при осаждении пленок магнитного поля. Коэрцитивность пленки, измеренная вдоль поля, была равна 22.2 Ое, но при измерениях в области малых полей H_{\parallel} наблюдается небольшое снижение остаточной намагниченности.

Для пленок с большей толщиной ($t = 210$ и 320 nm) при измерениях вдоль поля намагниченность линейно уменьшается от величины, соответствующей намагниченности насыщения, а остаточная намагниченность составляет при этом около половины намагниченности насыщения. Для пленок толщиной 210 nm коэрцитивность как в направлении, параллельном, так и в направлении, перпендикулярном ориентации приложенного при осаждении пленок внешнего поля, равна 33.8 Ое, а для пленки толщиной 320 nm коэрцитивность составляет 55.1 Ое. Наблюдаемые в пленках толщиной 210 и 320 nm петли гистерезиса характерны для тонких пленок, обладающих перпендикулярной магнитной анизотропией и имеющих полосковую доменную структуру [11]. Петли гистерезиса, полученные в более толстых пленках в направлениях H_{\parallel} и H_{\perp} , идентичны, что указывает на так называемый эффект вращательной анизотропии [12].

На рис. 2 представлены полученные с помощью МСМ снимки пленок FeCoAlON в магнитном состоянии с остаточной намагниченностью, ориентированной в направлении, перпендикулярном плоскости пленки. Как видно из снимков (рис. 2), в случае тонких пленок доменная структура имеет вид доменных стенок с поперечными связями, поскольку сильное размагничивающее поле подавляет формирование полосковых доменов. По мере увеличения толщины пленок FeCoAlON от 55 до 320 nm структура доменных стенок с поперечными

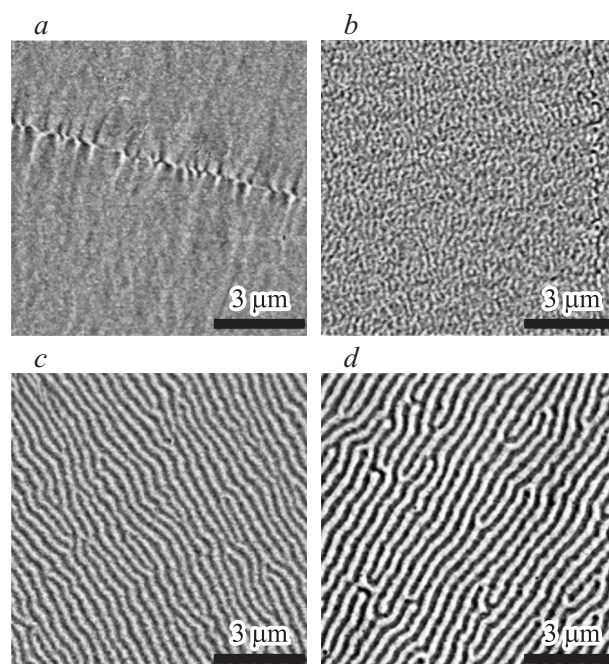


Рис. 2. МСМ-снимки пленок FeCoAlON толщиной 55 (a), 110 (b), 210 (c), 320 (d), полученные в состоянии остаточной намагниченности после намагничивания пленки до насыщения в магнитном поле, перпендикулярном плоскости пленок.

связями преобразуется в полосковую доменную структуру. На рис. 2 ясно видны области доменных стенок. Таким образом, вектор намагниченности образцов лежит в плоскости пленки, что совпадает с данными анализа петель гистерезиса. При увеличении толщины пленки до 320 nm (рис. 2, d) появляется тонкая доменная стенка и наблюдаются характерные светлые и темные контрастные полосы. Такое изменение магнитной доменной структуры может быть связано с влиянием размагничивающих полей в пленках. Величина размагничивающего поля больше в тонких пленках, и поэтому вектор намагниченности располагается в плоскости тонких пленок. По мере увеличения толщины пленки размагничивающее поле в пленке уменьшается, и влияние перпендикулярной анизотропии пленки становится сравнительно более сильным, что приводит к появлению составляющей намагниченности, направленной по нормали к поверхности пленки. Из рис. 2, c и d видно, что полосковая доменная структура становится более явной при увеличении толщины пленки. Несмотря на то что градиент поля рассеяния в основном локализован близко к границам доменов, многие авторы отмечают, что наблюдаемые полосы соответствуют магнитным доменам, а не переходным областям между ними (см., например, [13]).

На рис. 3 показаны МСМ-снимки пленок FeCoAlON толщиной 320 nm при нулевом поле, полученные непосредственно после осаждения и в состоянии с остаточной намагниченностью после намагничивания до на-

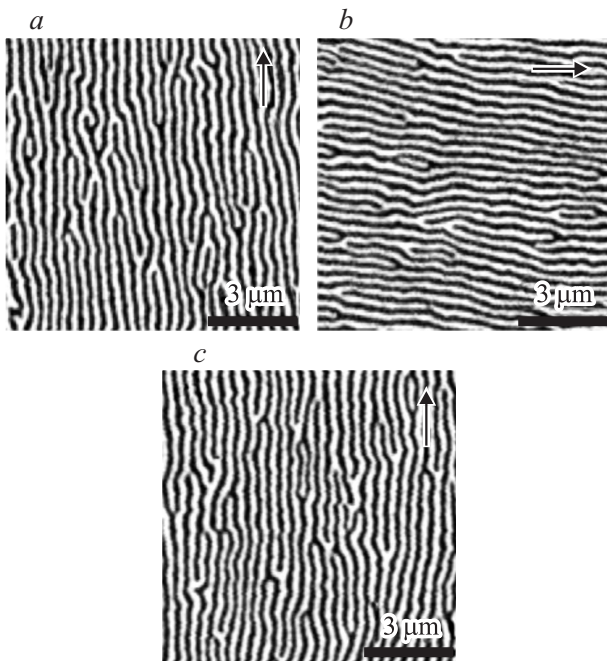


Рис. 3. Полученные с помощью МСМ снимки пленок FeCoAlON толщиной 320 нм в различных магнитных состояниях. *a* — непосредственно после осаждения, *b* и *c* — в состояниях с остаточной намагниченностью после намагничивания до насыщения полем, перпендикулярным и параллельным приложенному при осаждении внешнему магнитному полю соответственно. Стрелки на снимках указывают направление последней ориентации насыщающего магнитного поля.

сыщения при перпендикулярной и параллельной ориентациях (H_{\parallel} и H_{\perp}) относительно приложенного при осаждении пленок внешнего магнитного поля. Стрелки на снимках обозначают направление последнего использованного для насыщения магнитного поля. На всех снимках видна полосковая доменная структура, соответствующая последней ориентации поля насыщения. Такое поведение является, как было показано в [14], ярким примером вращательной анизотропии, при которой рассматривается возможность поворота легкой оси полосковой доменной структуры тонких пленок. В противном случае на МСМ-изображениях пленок в состоянии насыщения не должны быть видны явные различия между полосковыми доменными структурами вдоль различных направлений приложенного поля. Можно утверждать, что источником полей рассеяния являются магнитные заряды, расположенные, как правило, очень близко к поверхности пленки. Анализ МСМ-снимков показал, что распределение остаточной поверхностной намагниченности практически не зависит от размагничивающего поля, приложенного в плоскости пленки.

На рис. 4 представлены рентгенограммы пленок FeCo, FeCoAlO, а также пленок FeCoAlON различной толщины. Хорошо видно, что при увеличении толщины пленок FeCoAlON форма линии (110) становится более гладкой. Можно предположить, что в случае более толстых

пленок при длительном времени осаждения создаются лучшие условия для кристаллизации гранул. Кроме того, в более толстых пленках наблюдается понижение коэрцитивности.

Известно, что анизотропия может индуцироваться при изотропном упорядочении дефектов, парном упорядочении атомов и анизотропном упорядочении внедряемых атомов. Классические исследования атомов азота, внедряемых в объемный образец Fe, показали, что одноосная анизотропия является следствием анизотропного упорядочения атомов, внедряемых в решетку Fe [15]. Из рис. 4 видно, что по сравнению с пленкой FeCo линия (110) смещается в сторону малых углов, а в пленке FeCoAlON сдвиг этого пика больше, чем в случае пленок FeCoAlO. Это означает, что в тонких пленках FeCoAlON имеет место большее расширение решетки. Когда часть атомов азота заполняет междоузлия в плоскости (110) [16], в пленках возникают напряжения сжатия, приводящие к образованию перпендикулярной магнитной анизотропии за счет положительного коэффициента магнитострикции пленок сплава FeCo с текстурой (110) [17]. Таким образом, причиной появления вращательной анизотропии в тонких пленках FeCoAlON может быть магнитоупругая анизотропия, индуцированная внутренними напряжениями.

Для получения более полного представления о процессах перемагничивания в исследуемых пленках была использована КЭМ-спектроскопия. Примеры экспериментальных КЭМ-спектров пленок FeCoAlON разной толщины приведены на рис. 5. Максимальная толщина исследуемых пленок равна 550 нм, что несколько больше характеристической длины пробега конверсионных электронов при использовании КЭМ-спектроскопии на изотопе ^{57}Fe . КЭМ-спектры пленок FeCoAlON представляют собой типичные спектры сплавов и состоят из набора линий поглощения, возникающих из-за различий при переходе от одной позиции, занимаемой мессбауз-

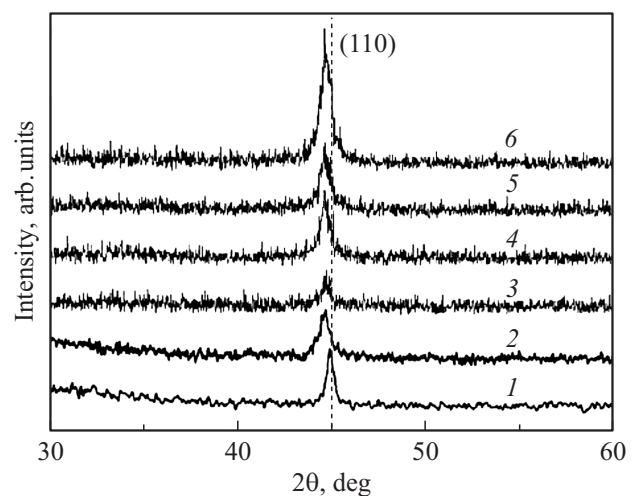


Рис. 4. Рентгенограммы пленок Fe₇₀Co₃₀ (1), FeCoAlO (2) и FeCoAlON толщиной 55 (3), 110 (4), 210 (5), 320 нм (6).

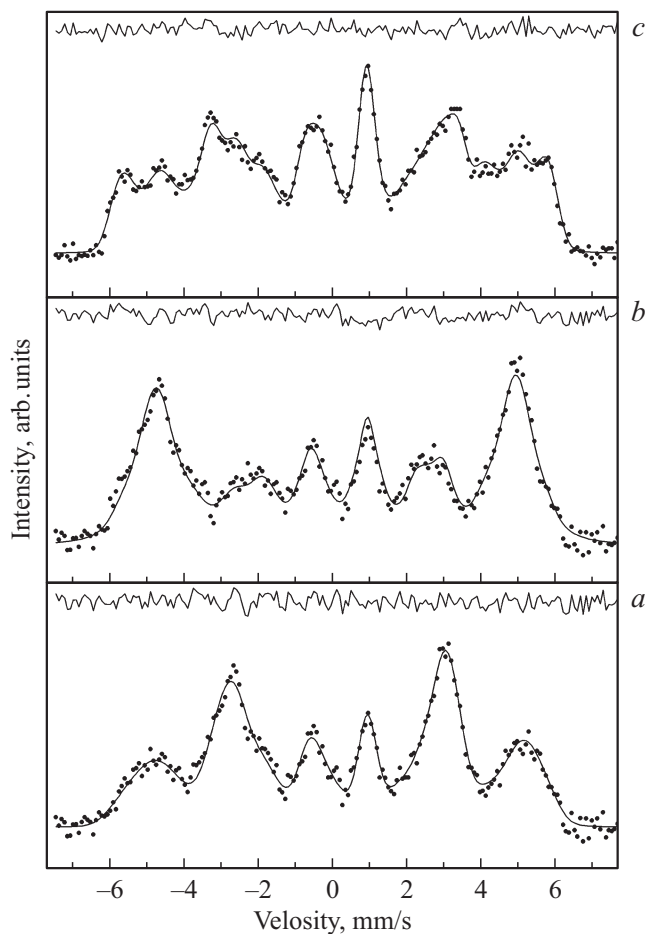


Рис. 5. Мессбауэровские спектры пленок FeCoAlON толщиной 55 (a), 320 (b) и 550 nm (c). Кривые вверху — отклонения модельных спектров от экспериментальных.

ровским изотопом ^{57}Fe , к другой. Это приводит к квазинепрерывному изменению параметров сверхтонких взаимодействий, определяемых с помощью КЭМ-спектров вещества. КЭМ-спектры пленок FeCoAlON, показанные на рис. 5, a, состоят из широких зеемановских линий поглощения гамма-квантов ионами железа, находящимися в магнитной фазе. С использованием метода вычитания и удаления линии зеемановского расщепления из спектров пленок FeCoAlON было установлено, что в области „нуля“ скоростей отсутствуют линии, принадлежащие ионам железа в парамагнитной фазе.

Математический анализ экспериментальных КЭМ-спектров был проведен с использованием программы, описанной в [10], в основу которой положен один из математических способов решения некорректных задач — так называемый обобщенный метод регуляризации в его итеративном варианте. В процессе восстановления распределения происходит поиск линейной корреляции между параметрами сверхтонких взаимодействий (магнитным полем, квадрупольным смещением и сдвигом компонента спектра) и определяются их средние значения. При этом осуществляется оценка ошибок определе-

ния всех искоемых параметров и значений распределения. При обработке спектров аморфных материалов в первую очередь анализируется распределение эффективных магнитных полей H_{hf} , возникающее из-за пространственной неоднородности окружения мессбауэровского изотопа ^{57}Fe . Затем определяются функция распределения квадрупольного смещения (КС) и функция распределения химических сдвигов (ХС) в предположении о возможной линейной корреляции между H_{hf} и КС, а также между H_{hf} и ХС. Величина КС — это значение квадрупольного расщепления, деленное пополам. При анализе КЭМ-спектров было установлено, что максимальное соответствие модельного спектра экспериментальному наблюдается в случае описания последнего парциальными спектрами, обладающими зеемановским расщеплением и описывающими магнитную фазу пленки.

Величины квадрупольных сдвигов, рассчитанные из мессбауэровских спектров (рис. 5) с использованием математической обработки, равны нулю. Полуширины линий КЭМ-спектров пленки FeCoAlON (~ 0.75 mm/s) существенно больше, чем полуширины линий спектра фольги чистого железа $\alpha\text{-Fe}$ (0.23 mm/s). При увеличении толщины пленок FeCoAlON величины полуширин линий уменьшаются.

Из экспериментальных КЭМ-спектров были получены функции распределения величин H_{hf} , КС и ХС. Как видно из рис. 6, на котором представлены функции распределения H_{hf} , значение H_{hf} , соответствующее максимуму распределения, в случае пленок FeCoAlON толщиной 55 nm составляет 315 kOe, полуширина кривой $P(H_{\text{hf}})$ равна ~ 100 kOe.

Для пленок FeCoAlON толщиной 320 nm на функции распределения H_{hf} наблюдаются два максимума. Величина H_{hf} , соответствующая максимуму распределения полей H_{hf} , составляет 310 kOe, полуширина кривой $P(H_{\text{hf}})$ равна ~ 100 kOe. Такое положение максимума (H_{hf} в области 315 kOe) подразумевает сильное $3d-3d$ -обменное взаимодействие. Магнитный момент $3d$ -ионов (M_{3d}) можно определить путем масштабирования, принимая $\langle H_{\text{hf}} \rangle = 335$ kOe и $M_{3d} = 2.2 \mu_B/\text{atom}$ для $\alpha\text{-Fe}$. В результате получаем $M_{3d} = 2.07 \mu_B/\text{atom}$. Такое большое значение магнитного момента $3d$ -ионов при комнатной температуре указывает на то, что в рассматриваемом сплаве как содержание ионов Co достаточно велико для хорошего ферромагнитного взаимодействия, так и количества ионов Fe достаточно для наведения большого магнитного момента. Для пленок FeCoAlON толщиной 550 nm на функции распределения $P(H_{\text{hf}})$ наблюдается несколько максимумов, находящихся в области величин полей H_{hf} 140, 180, 230, 300, 350 kOe. Полуширины распределений кривых $P(H_{\text{hf}})$ равны ~ 50 kOe. Такая функция распределения полей указывает на то, что пленка FeCoAlON толщиной 550 nm является многофазной.

Направление магнитных моментов и соответственно ориентация оси легкого намагничивания определяются в мессбауэровской спектроскопии исходя из соотношения интенсивностей вторых (пятых) и первых (шестых)

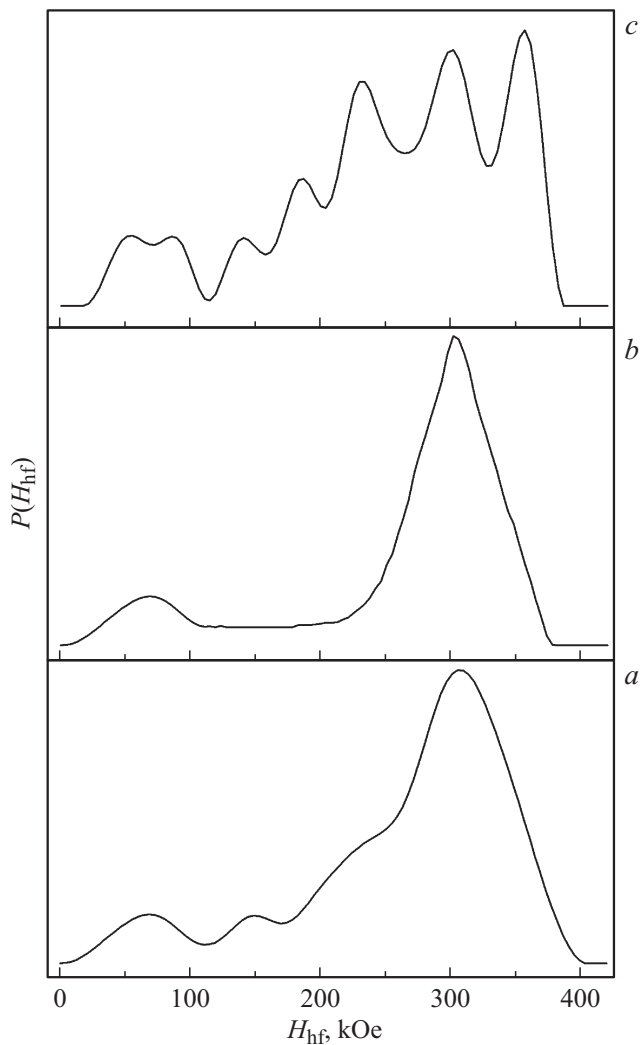


Рис. 6. Функции распределения эффективных магнитных полей H_{hf} для пленок FeCoAlON толщиной 55 (a), 320 (b) и 550 nm (c).

линий ($A_{2,5}/A_{1,6}$) зеемановского секстиплета по формуле

$$\frac{A_{2,5}}{A_{1,6}} = \frac{4}{3} \frac{\sin^2 \Theta}{1 + \cos^2 \Theta}. \quad (1)$$

Здесь Θ — угол, определяющий ориентацию эффективного магнитного поля (магнитного момента) на ядре мессбауэровского изотопа относительно направления волнового вектора гамма-излучения.

Предполагается, что за счет прямого обменного взаимодействия между атомами Co и ^{57}Fe параметр Θ отражает ориентацию магнитных моментов в слое CoFe. Поскольку в наших экспериментах волновой вектор гамма-излучения был ориентирован по нормали к поверхности исследуемого образца, здесь Θ — угол отклонения магнитных моментов от нормали к поверхности пленки.

По данным математической обработки КЭМ-спектров пленок было установлено, что в случае пленок FeCoAlON толщиной 55 nm отношение

$A_{2,5}/A_{1,6} = 1.237(50)$. Этому значению отвечают три варианта ориентации магнитных моментов: 1) средний угол $\langle \Theta \rangle$ составляет 79° ; 2) в случае равномерного распределения магнитных моментов по углам в виде „зонтика“ угол Θ , соответствующий вершине „зонтика“, равен 87° ; 3) основная доля ($96 \pm 2\%$) магнитных моментов ионов железа в пленке параллельна плоскости поверхности пленки FeCoAlON, а остальная часть ($4 \pm 2\%$) моментов ориентирована параллельно нормали к поверхности пленки. Следовательно, в FeCoAlON толщиной 55 nm магнитные моменты в основном ориентированы в плоскости поверхности пленки.

В случае пленок FeCoAlON толщиной 320 nm отношение $A_{2,5}/A_{1,6} = 0.232$. Этому значению соответствуют следующие варианты ориентации магнитных моментов: 1) средний угол $\langle \Theta \rangle$ составляет 33° ; 2) в случае равномерного распределения магнитных моментов по углам в виде „зонтика“ угол Θ , соответствующий вершине „зонтика“, равен 48° ; 3) основная доля ($70 \pm 2\%$) магнитных моментов ионов железа ориентирована вдоль нормали к поверхности пленки FeCoAlON, а остальная часть ($30 \pm 2\%$) моментов направлена параллельно плоскости поверхности пленки. Следовательно, в FeCoAlON толщиной 320 nm магнитные моменты ориентированы параллельно нормали к поверхности пленки.

В случае пленок FeCoAlON толщиной 550 nm отношение $A_{2,5}/A_{1,6} = 0.591(22)$, этому значению отвечают следующие варианты ориентации магнитных моментов: 1) средний угол $\langle \Theta \rangle$ составляет $52 \pm 2^\circ$; 2) в случае равномерного распределения магнитных моментов по углам в виде „зонтика“ угол Θ , соответствующий вершине „зонтика“, равен $82 \pm 2^\circ$; 3) основная доля ($61 \pm 2\%$) магнитных моментов ионов железа ориентирована параллельно поверхности пленки FeCoAlON, а остальная часть ($39 \pm 2\%$) моментов параллельна нормали к поверхности пленки. Данные о структурных особенностях и фазовых состояниях пленок, полученные из мессбауэровской спектроскопии, согласуются с результатами рентгеновской дифрактометрии.

4. Выводы

Методом высокочастотного магнетронного распыления получены пленки FeCoAlON толщиной от 55 до 550 nm и исследованы их свойства. В пленках FeCoAlON толщиной до 110 nm наблюдается доменная структура в виде доменных стенок с поперечными связями. При увеличении толщины пленок FeCoAlON до 320 nm доменная структура преобразуется в полосковые домены, при этом анизотропия в плоскости пленки исчезает и в пленках FeCoAlON толщиной ~ 320 nm возникает анизотропия в направлении, перпендикулярном плоскости пленки. Этот вывод подтверждается данными рентгеновской дифрактометрии, указывающими на то, что атомы азота заполняют междоузлия в плоскости (110) и, следовательно, образуются большие напряже-

ния сжатия и формируется анизотропия, перпендикулярная плоскости пленки. Дальнейшее увеличение толщины пленок FeCoAlON до 550 nm приводит к возникновению вращательной анизотропии, что было установлено из анализа МСМ-снимков, полученных после различных размагничивающих процессов. Исследования с помощью КЭМ-спектроскопии позволили проверить гипотезу о магнитной структуре многослойных пленок FeCoAlON. Установлено, что пленки FeCoAlON толщиной ~ 320 nm обладают одноосной перпендикулярной анизотропией, требуемой для носителей информации со сверхвысокоплотной записью „перпендикулярного“ типа.

Список литературы

- [1] R.W. Cross, Y.K. Kim, J.O. Oti, S.E. Russek. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 3935 (1996).
- [2] K.-S. Moon, J.R.E. Fontana, S.S.P. Parkin. *Appl. Phys. Lett.* **74**, 3690 (1999).
- [3] B. Warot, A.K. Petford-Long, T.C. Anthony. *J. Appl. Phys.* **93**, 7287 (2003).
- [4] X. Wang, F. Zheng, Z.Y. Liu, X.X. Liu, D. Wei, F.L. Wei. *J. Appl. Phys.* **105**, 07B 714 (2009).
- [5] F. Zheng, X. Wang, X. Li, J.M. Bai, D. Wei, X.X. Liu. *J. Appl. Phys.* **109**, 07B 509 (2011).
- [6] Ю.А. Фридман, Ф.Н. Клевец, А.П. Войтенко. *ФТТ* **53**, 696 (2011).
- [7] V. Edon, S. Dubourg, J. Vernieres, B. Warot-Fonrose, J.F. Bobo. *J. Appl. Phys.* **107**, 09A 321 (2010).
- [8] А.С. Камзин, Л.А. Григорьев. *Письма в ЖТФ* **16**, 16, 38 (1990).
- [9] A.S. Kamzin, L.A. Grigor'ev. *J. Appl. Phys.* **76**, 7099 (1994).
- [10] В.С. Русаков. *Изв. РАН. Сер. физ.* **63**, 7, 1389 (1999).
- [11] N. Saito, H. Fujiwara, Y. Sugita. *J. Phys. Soc. Jpn.* **19**, 1116 (1964).
- [12] R.J. Prosen, J.O. Holmen, B.E. Gran. *J. Appl. Phys.* **32**, S91 (1961).
- [13] M. Labrune, L. Belliard. *Phys. Status. Solidi A* **174**, 483 (1999).
- [14] S. Lehrer. *J. Appl. Phys.* **34**, 1207 (1963).
- [15] G. Devries. *Physica* **25**, 1211 (1959).
- [16] Y.F. Ding, S.C. Byeon, C. Alexander. *IEEE Trans. Magn.* **37**, 1776 (2001).
- [17] V.A. Vas'ko, J.O. Rantschler, M.T. Kief. *IEEE Trans. Magn.* **40**, 2335 (2004).