

Магнитные и мессбауэровские исследования многослойных структур $L1_0$ -FePt/Fe/Ta

© А.С. Камзин¹, J.W. Cao², F.L. Wei², А.А. Валиуллин³, Л.Д. Зарипова³

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, Research Institute of Magnetic Materials, Lanzhou University, Lanzhou, P.R. China

³ Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

E-mail: Kamzin@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 20 октября 2016 г.)

Магнитные многослойные структуры $L1_0$ -FePt(10 nm)/Fe(t , nm)/Ta(2 nm) (t — толщина пленки Fe, которая варьируется от 0 до 15 nm) получены методом магнетронного соосаждения. Слой Ta толщиной 2 nm служит защитой от коррозии. Исследованы процессы перемагничивания и магнитные взаимодействия. Петли гистерезиса, измеренные в плоскости однослойной пленки $L1_0$ -FePt, обнаруживают почти линейное поведение. В магнитной многослойной структуре FePt(10 nm)/Fe(t , nm)/Ta(2 nm), когда толщина слоя Fe меньше 3 nm, система FePt/Fe ведет себя как однофазный магнитный материал и коэрцитивность близка к значениям, определяемым энергией Зеемана. В том случае, если толщина слоя Fe в магнитной многослойной структуре FePt(10 nm)/Fe(t , nm)/Ta(2 nm), составляет более 3 nm, петли гистерезиса, измеренные в плоскости структуры, указывают на то, что пленка FePt/Fe обладает свойствами, аналогичными свойствам магнитомягкого материала. Мессбауэровские исследования показали, что минимальное отклонение магнитных моментов от нормали к поверхности многослойной структуры наблюдается, когда толщина слоя Fe составляет 1 nm. Увеличение толщины слоя Fe до значений более 1 nm приводит к росту угла отклонения θ до $\sim 40^\circ$ при $t = 15$ nm. При этом коэрцитивность многослойной структуры медленно уменьшается из-за ограничений длины обменных связей между слоями FePt и Fe. Измеренные значения коэрцитивности оптимизированы с использованием соотношения $1/t_{\text{Fe}}^{1.15}$.

Работа частично поддержана Программой повышения конкурентоспособности Казанского федерального университета, финансируемой Министерством образования и науки РФ.

DOI: 10.21883/FTT.2017.05.44392.390

1. Введение

Двухслойные магнитные пленки, созданные из двух материалов с различающимися свойствами, в настоящее время активно исследуются в связи с их возможным применением в качестве магнитных пружин или композитов — носителей сверхвысокоплотной магнитной записи [1,2]. В качестве одного из слоев большое внимание привлекают магнитоупорядоченные тонкие пленки FePt, являющиеся перспективным материалом для магнитотвердого слоя в носителях информации вследствие большой кристаллографической анизотропии ($\sim 7 \cdot 10^7$ erg/cm³) [1,3]. В последние годы проведен ряд теоретических [4–6] и экспериментальных исследований многослойных систем на основе FePt, например $L1_0$ -FePt/CoCrPt [7], магнито жестких сплавов FePtCu и многослойных пленок Co/Pt [8], пленок $L1_0$ -FePt/FeRh [9], $L1_0$ -FePt/TiN [10], обменно-связанных магнитных нанокompозитов FePt/Fe₃Pt [11] и FePt/FePt₃ [12], тонких пленок FePt/BN [13] и $L1_0$ -FePt/Fe [14–21]. Среди исследуемых материалов многослойная система FePt/Fe отличается малой константой

магнитокристаллической анизотропии и большой поляризацией магнитного насыщения Fe, что может привести к значительному повышению остаточной намагниченности обменно-связанных магнитотвердых/магнитомягких двухслойных систем [14,22]. Хотя поведение намагниченности и обратимость процесса в двухслойных пленках $L1_0$ -FePt/Fe теоретически изучались многими исследовательскими группами, результатов экспериментальных исследований далеко недостаточно. Кроме того, в настоящее время отсутствуют четкие аналитические результаты для зависимости коэрцитивности от толщины магнитомягкого слоя.

В настоящей работе исследованы зависимости магнитных свойств и процессов перемагничивания от толщины слоя Fe в магнитных многослойных структурах (ММС) FePt/Fe/Ta, где слой Ta служит защитой от коррозии.

2. Методика экспериментов

ММС $L1_0$ -FePt(10 nm)/Fe(t , nm)/Ta(2 nm) (t — толщина слоя Fe, которая варьируется от 0 до 15 nm) получены соосаждением на подложки Si(100) методом

магнетронного распыления. Базовое давление распыления системы было меньше чем $1.7 \cdot 10^{-7}$ Torr, рабочее давление 5 mTorr создавалось с использованием аргона высокой степени чистоты. Слои FePt наносились путем совместного распыления мишеней, изготовленных в виде пластинок из чистых Fe и Pt. После осаждения слои FePt отжигались при 700°C в течение 1 h в вакуумной печи. Номинальный состав пленки $\text{Fe}_{60}\text{Pt}_{40}$ был определен с использованием метода энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. Микроструктура пленок была идентифицирована с помощью рентгеновского дифрактометра с использованием $\text{CuK}\alpha$ -излучения. Магнитные петли гистерезиса и кривые остаточной намагниченности измерялись при комнатной температуре с использованием магнитометра с вибрирующим образцом в магнитных полях до 1.6 Т. Магнитные доменные структуры пленок изучены с помощью магнитного силового микроскопа Asylum Research в режиме переменного тока.

Информативным методом изучения свойств магнитных материалов является мессбауэровская спектроскопия. Традиционная мессбауэровская спектроскопия в геометрии пропускания γ -излучения через образец неприменима для изучения тонких пленок из-за малости величины сигнал/шум. В связи с этим для исследований магнитной структуры и фазового состояния полученных многослойных структур была использована мессбауэровская спектроскопия на изотопе ^{57}Fe с регистрацией конверсионных и Оже-электронов (КЭМ-спектроскопия) в геометрии обратного рассеяния. Опорный сигнал в системе движения доплеровского модулятора в спектрометре имел форму треугольника для задания скорости с постоянным ускорением. При измерениях эффекта Мессбауэра волновой вектор γ -излучения мессбауэровского источника ^{57}Co активностью 40 mCi в матрице родия был направлен параллельно нормали к поверхности исследуемой пленки. Скоростная шкала спектрометра калибровалась с использованием фольги α -железа при комнатной температуре, а для более высокой точности калибровка проводилась с помощью лазерного интерферометра. Мессбауэровские спектры исследуемых ММС были получены при комнатной температуре. Математическая обработка экспериментальных спектров ММС проводилась с использованием программы [23], позволяющей определить из экспериментальных спектров положения, амплитуды и ширины спектральных линий, на основании которых рассчитываются величины сверхтонких взаимодействий, а именно эффективные магнитные поля на ядрах ионов железа, квадрупольные расщепления и химические сдвиги.

3. Результаты экспериментов и обсуждение

На рис. 1 показаны Θ - 2Θ рентгенограммы пленки FePt (10 nm) и магнитных многослойных структур

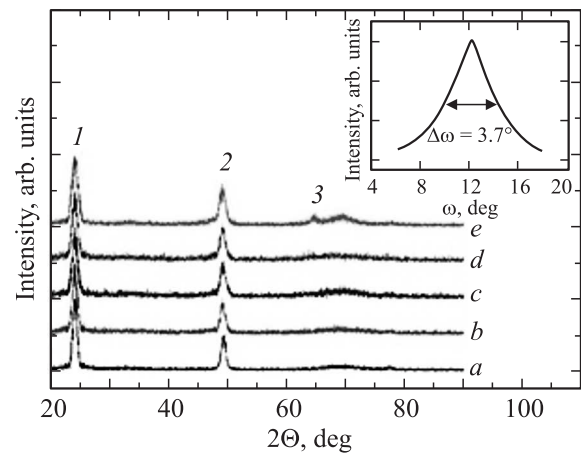


Рис. 1. Θ_1 - 2Θ -рентгенограммы пленки FePt толщиной 10 nm (a) и многослойной системы FePt/Fe/Ta при толщинах слоя Fe, равных 3 (b), 5 (c), 10 (d) и 15 nm (e). На вставке показана кривая качания линии (001) полушириной $\sim 3.7^\circ$ для FePt. Цифрой 1 обозначена линия, принадлежащая $L1_0$ -FePt(001), 2 — $L1_0$ -FePt(002), 3 — Fe(200).

FePt(10 nm)/Fe(*t*, nm)/Ta(2 nm) при толщинах слоя Fe, равных 3, 5, 10, 15 nm. Формирование упорядоченной фазы $L1_0$ подтверждается наличием на спектре линии (001). На вставке показана кривая качания линии (001) полушириной около 3.7° для FePt. Линия Fe (200) появляется, когда слой Fe составляет около 15 nm, при толщинах слоя менее 15 nm она слишком слаба, чтобы можно было ее наблюдать. Тот факт, что дифракционные спектры не меняются, указывает на то, что при осаждении слоя Fe свойства пленки FePt сохраняются неизменными [24].

На рис. 2 представлены примеры M - H -петель гистерезиса (a-e) и кривые размагничивания и остаточной намагниченности (f-j) структур FePt(10 nm)/Fe(*t*, nm)/Ta(2 nm), где $0 \leq t \leq 10$ nm. Как видно из рис. 2, a, в пленках $L1_0$ -FePt толщиной 10 nm наблюдается практически перпендикулярная магнитокристаллическая анизотропия с прямоугольной и линейной петлями гистерезиса при измерениях в перпендикулярном и параллельном плоскости пленки направлениях соответственно. На рис. 2, b-e показаны M - H -петли гистерезиса ММС с толщинами слоя Fe $t = 2, 3, 6, 10$ nm соответственно. Когда толщина слоя железа меньше 3 nm, ММС FePt/Fe/Ta ведет себя как однофазная магнитная система (из-за сильной обменной связи между слоями). В случае ММС FePt/Fe/Ta с толщиной слоя Fe более 3 nm петли гистерезиса, измеренные в плоскости, отклоняются от линейной формы, и система ведет себя как магнитомягкий материал. Отсюда следует, что с увеличением толщины слоя Fe свойства системы FePt/Fe/Ta меняются от магнитотвердых к магнитомягким.

На рис. 2, f-j представлены кривые размагничивания (второй квадрант M - H -петель гистерезиса) и кривые остаточной намагниченности ММС, соответствующие

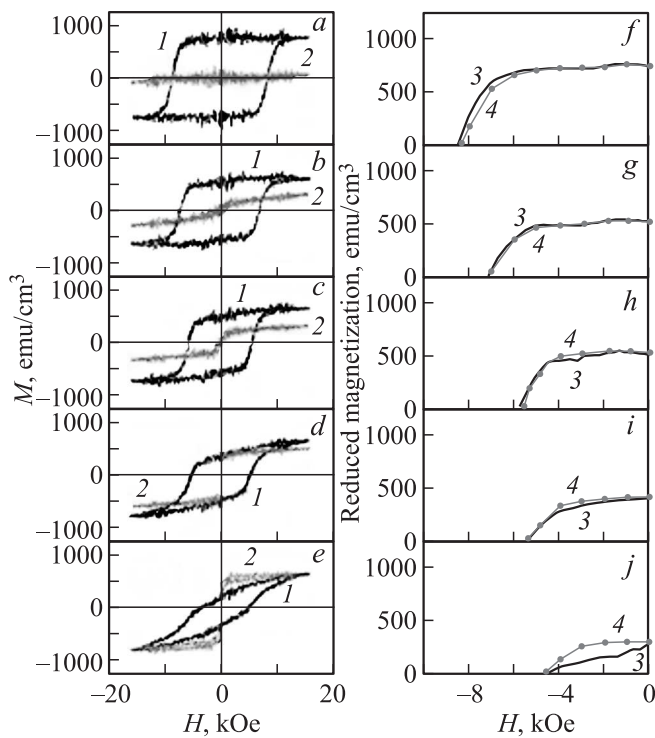


Рис. 2. Петли гистерезиса, измеренные в направлении, перпендикулярном (1) и параллельном (2) плоскости пленки (a–e), и кривые размагничивания (3) и остаточной намагниченности (4) (f–j) многослойной системы FePt/Fe/Ta при толщинах слоя Fe, равных 0 (a, f), 2 (b, g), 3 (c, h), 6 (d, i) и 10 nm (e, j).

$M-H$ -петлям. Для системы FePt/Fe/Ta, когда толщина слоя Fe составляет 0, 2 или 3 nm, кривые остаточной намагниченности близки ко второму квадранту $M-H$ -петель, что означает, что при перемагничивании в них преобладают необратимые процессы. В результате эти ММС обладают сходными значениями коэрцитивности и остаточной намагниченности. При увеличении толщины t больше 3 nm обратимая составляющая намагниченности увеличивается за счет упругого взаимодействия между слоями FePt и Fe, как это видно на рис. 2, i и j. Можно утверждать, что при более толстых слоях железа намагниченность Fe ориентируется вдоль плоскости пленки и область между кривыми размагничивания и остаточной намагниченности больше. Причины этих явлений следующие. Когда толщина слоя Fe больше 3 nm, магнитные процессы близки к обменному поведению магнитной пружины. При использовании магнитного поля противоположной полярности сначала разворачивается намагниченность в области поверхности слоя Fe, далее происходит разворот последующих слоев до достижения границы магнитомягкий/магнитотвердый материал. Обратимость вращения намагниченности в слое Fe доминирует над процессом размагничивания до того момента, когда начинает разворачиваться намагниченность в магнитотвердом слое. При выключении

приложенного магнитного поля намагниченность мягкого слоя Fe возвращается в первоначальное состояние остаточной намагниченности. Следовательно, возникают различия между кривыми остаточной намагниченности и кривыми размагничивания, и при увеличении толщины слоя эти различия возрастают.

На рис. 3, a, b показаны изменения коэрцитивности H_c , намагниченности и степени прямоугольности петель гистерезиса в структурах FePt/Fe/Ta в зависимости от толщины слоя Fe. Как видно из рис. 3, a, при толщине слоя Fe менее 4 nm коэрцитивность близка к расчетной величине $H_{c, strong}$, определяемой энергией Зеемана [25]. В предположении равномерного вращения величина $H_{c, strong}$ зависит от соотношения магнитных моментов магнитомягких M_{soft} и магнитотвердых M_{hard} областей

$$H_{c, strong} = H_{hard} M_{hard} t_{hard} / (M_{soft} t_{soft} + M_{hard} t_{hard}).$$

Например, H_c при $t = 3$ nm равна 5.6 kOe, $H_{c, strong}$ при $t = 3$ nm составляет 6.1 kOe. Величина коэрцитивности, измеренная в системе FePt/Fe/Ta перпендикулярно плоскости пленки, медленно уменьшается, но все же больше, чем рассчитанная для толщин слоя Fe более 3 nm. Различие, видимо, возникает потому, что определяемые энергией Зеемана величины справедливы только для более тонких магнитомягких слоев. Другой причиной такого различия является то, что изменение направления намагниченности магнитотвердого слоя FePt ограничено всего лишь несколькими длинами обменных связей ($l_h = 1.2$ nm) [6]. Длина обменной связи магнитомягкого слоя Fe, рассчитываемая как $l_s = (2A_s / \mu_0 M_s^2)^{1/2}$,

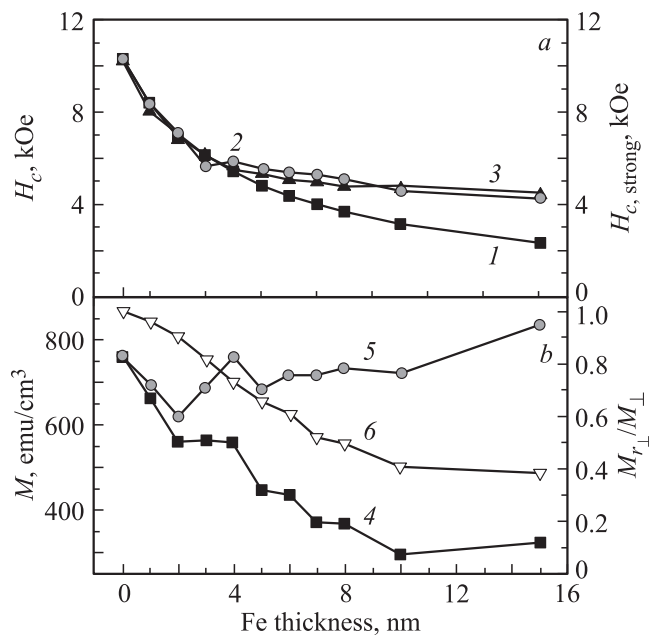


Рис. 3. Коэрцитивность (a), намагниченность и степень прямоугольности (b) петли гистерезиса, измеренной в направлении, перпендикулярно плоскости пленки. 1 — экспериментальные значения, 2 — строго рассчитанные значения, 3 — подгоночная кривая, 4 — $M_{r \perp}$, 5 — M_{\perp} , 6 — $M_{r \perp} / M_{\perp}$.

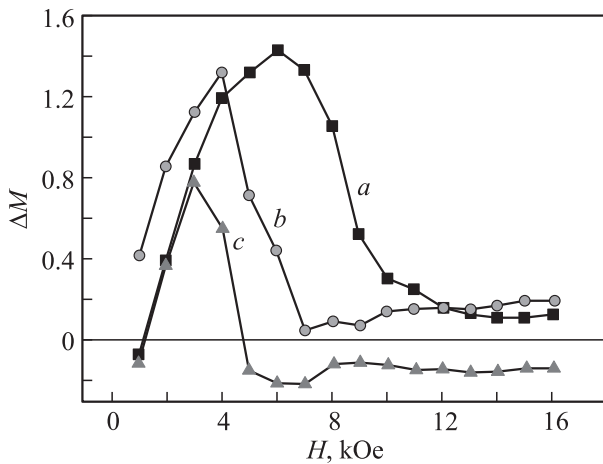


Рис. 4. Зависимости $\Delta M(H)$ для магнитных многослойных структур FePt/Fe/Ta при толщинах слоя Fe, равных 0 (a), 3 (b) и 10 nm (c).

где A_s — обменная константа, M_s — намагниченность насыщения магнитомягкого слоя Fe (см. работу [26] и ссылки в ней), составляет 3.1 nm. В случае толстых магнитомягких слоев изменение значений коэрцитивности описывается с помощью простой аналитической формулы, в которой механизм коэрцитивности контролируется обменным подмагничиванием или депиннингом (течением вихрей) [16].

Для описания коэрцитивности в зависимости от толщины слоя Fe по формуле

$$\mu_0 H_c(t_{Fe}) = \frac{C_1}{t_{Fe}^{C_2} + \frac{C_1}{\mu_0 H_c(0) - \mu_0 H_c(\infty)}} + \mu_0 H_c(\infty)$$

$$= \frac{1.17}{t_{Fe}^{1.15} + 1.86} + 0.4 \text{ [T]}$$

в качестве параметров подгонки мы использовали $C_1 = 1.17$ и показатель $C_2 = 1.15$. В работе [26] для

композитных пленок было получено $C_2 = 1.4$. Для описания свойств магнитомягкой пленки между магнитотвердыми слоями авторы [16] получили $C_2 = 1.38$. Величину $C_2 = 1.15$ мы определили экспериментально путем оптимальной подгонки для случая непрерывных тонких пленок FePt/Fe. Уменьшение коэрцитивности также должно определяться полем депиннинга и приводит к двухступенчатой петле гистерезиса. Тем не менее в литературе отсутствуют объяснения физического смысла параметра C_1 . По-видимому, как C_1 , так и C_2 являются эмпирическими подгоночными параметрами и могут зависеть от специфики микроструктуры системы. Из рис. 3, b видно, что степень прямоугольности петли гистерезиса, измеренной перпендикулярно плоскости пленки, уменьшается с увеличением толщины слоя Fe.

На рис. 4 показаны кривые $\Delta M(H)$ для систем FePt/Fe/Ta при толщинах слоя Fe $t = 0, 3$ и 10 nm. ΔM является параметром, используемым для обозначения обменного взаимодействия между магнитными гранулами. Этот параметр получается из кривых постоянного размагничивания остаточной намагниченности и изотермической остаточной намагниченности [17]. Из рис. 4 видно, что только в пленках $L1_0$ -FePt толщиной 10 nm наблюдается сильное магнитное взаимодействие, согласующееся с хорошей ориентацией в непрерывных пленках. Интенсивность пика кривых $\Delta M(H)$ уменьшается, а ширина пика сужается при увеличении толщины слоя Fe, что свидетельствует об уменьшении магнитного взаимодействия между гранулами FePt, а обменное взаимодействие между слоями FePt и Fe повышается. В системах с толстым слоем Fe дипольное взаимодействие начинает влиять на процесс перемагничивания. На зависимости $\Delta M(H)$ структуры FePt/Fe(10 nm)/Ta появляется отрицательная часть, что указывает на увеличение дипольного взаимодействия и поля размагничивания, и это затрудняет намагничивание образца. Ось легкого намагничивания пленок отклоняется от направления, перпендикулярного плоскости, что приводит к обратимости процесса намагничивания системы.

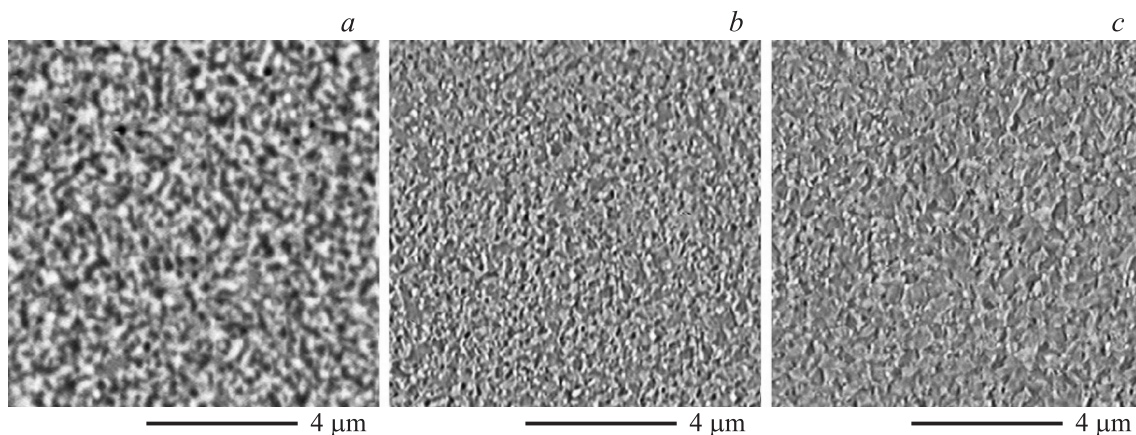


Рис. 5. Доменная структура, наблюдаемая после размагничивания в переменном магнитном поле многослойных структур $L1_0$ -FePt(10 nm)/Fe(t , nm)/Ta(2 nm) при толщинах слоя Fe, равных 0 (a), 3 (b) и 10 nm (c).

На рис. 5 представлены доменные структуры размагниченного состояния ММС FePt(10 nm)/Fe ($t = 0, 3, 10$ nm)/Ta(2 nm) в размагниченном состоянии. При $t = 0$ nm размер нерегулярных доменов составляет ~ 500 nm, наблюдаются также относительно закругленные домены размером 100–300 nm. Доменная структура пленок представляет собой частицы, а не полоски или лабиринты, характерные для пленок с перпендикулярной анизотропией. Это объясняется тем, что пленки FePt получены распылением с последующим осаждением и имеют шероховатую поверхность, что приводит к неравномерности локальных паразитных полей и изменению доменной структуры [24]. Исходя из рис. 5, *a* можно установить, что ширина доменной стенки составляет ~ 3.9 nm. Однако при толщине слоя Fe, равной 3 nm, ширина стенок между доменами антипараллельной поляризации увеличивается. Это указывает на сильное влияние анизотропии формы. Большой размер доменной стенки формируется из-за индукционной связи между слоями FePt и Fe, поэтому намагниченность слоя Fe ориентируется вдоль плоскости пленки. Таким образом, ось легкого намагничивания пленки начинает отклоняться от направления по нормали к поверхности, как это видно из рис. 2, *c*. Когда слой Fe составляет 10 nm, наблюдается только однодоменная структура, и намагниченность слоя Fe ориентируется вдоль плоскости преимущественно из-за ограничений обменных связей между слоями FePt и Fe, а петли гистерезиса $M-H$, измеренные в плоскости пленки, аналогичны петлям магнитомягких пленок. Следовательно, при увеличении толщины магнитомягкого слоя Fe от 0 до 10 nm размер доменов уменьшается, а размер доменной стенки увеличивается. Для объяснения этого явления можно предположить, что при отсутствии в магнитотвердой протяженной пленке FePt слоя Fe имеет место более сильное магнитное взаимодействие между гранулами FePt. При увеличении толщины слоя Fe магнитное взаимодействие между зернами FePt становится слабее, что согласуется с кривыми $\Delta M(H)$.

На рис. 6 представлены КЭМ-спектры ММС FePt/Fe/Ta в зависимости от толщины слоя Fe, полученные при комнатной температуре. Также на рис. 6 для сравнения показаны КЭМ-спектры пленок FePt и Fe. Из экспериментальных мессбауэровских спектров (рис. 6) с использованием программы [23] были рассчитаны полуширины и интенсивности линий, а также параметры сверхтонких взаимодействий, приведенные в таблице. Методом вычитания и удаления линий зеемановского расщепления на основе спектров исследуемых структур FePt/Fe/Ta было установлено, что в области нуля скоростей отсутствуют какие-либо линии. Это означает, что ионы железа полностью находятся в магнитоупорядоченном состоянии. Асимметрии зеемановских линий спектра не наблюдается, что также указывает на однофазность слоев ММС. Анализ данных, полученных при обработке спектров, показал, что спектры состоят из линий зеемановских секстиплетов, принадлежащих слоям FePt и металлического Fe. На рис. 6 компоненты

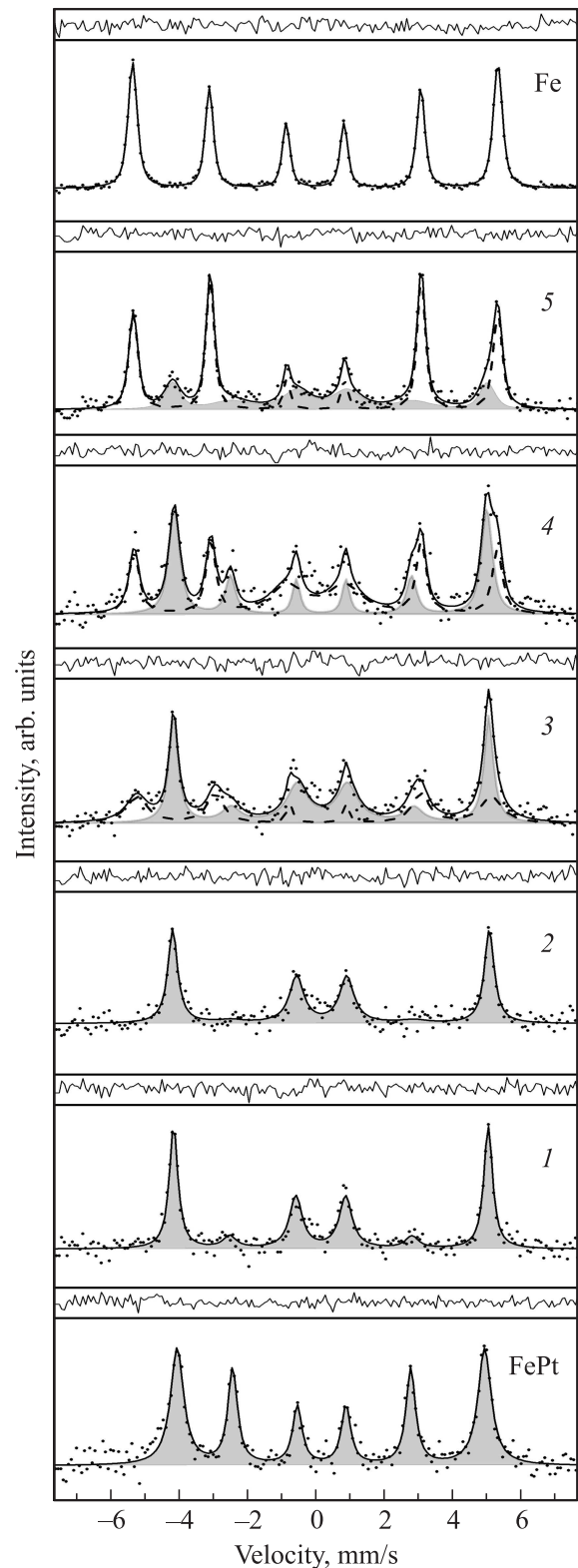


Рис. 6. Мессбауэровские спектры пленки сплава FePt, магнитных многослойных структур $L1_0$ -FePt(10 nm)/Fe(t , nm)/Ta(2 nm) при толщинах слоя Fe, равных 0 (1), 1 (2), 3 (3), 5 (4) и 15 nm (5), а также пленки Fe. Над каждым фрагментом показаны разностные кривые между экспериментальными и модельными спектрами.

Параметры сверхтонких взаимодействий пленок FePt, Fe и многослойных структур FePt/Fe/Ta

Образец	FePt						Fe			
	IS	QS	H_{eff}	$S, \%$	θ_1	θ_2	IS	QS	H_{eff}	$S, \%$
Пленка сплава FePt	0.3	0.27	279	100	61	51	—	—	—	—
FePt(10 nm)/Fe(0 nm)/Ta(2 nm)	0.29	0.3	286	100	22	23	—	—	—	—
FePt(10 nm)/Fe(1 nm)/Ta(2 nm)	0.3	0.27	288	100	12	17	—	—	—	—
FePt(10 nm)/Fe(3 nm)/Ta(2 nm)	0.32	0.26	286	62	26	29	0	-0.1	322	38
FePt(10 nm)/Fe(5 nm)/Ta(2 nm)	0.29	0.28	284	62	41	43	0	0	330	38
FePt(10 nm)/Fe(15 nm)/Ta(2 nm)	0.29	0.23	286	36	38	43	0	0	331	64
Fe	—	—	—	—	—	—	0	0	330	100

Примечание. Величины изомерных сдвигов (IS) и квадрупольных расщеплений (QS) даны в mm/s, эффективных магнитных полей H_{eff} — в кОе, площадей линий S — в %. Углы отклонения магнитных моментов θ_1 и θ_2 от нормали к поверхности многослойной структуры даны в угловых градусах и рассчитаны с использованием интенсивностей и площадей зеемановских секстиплетов соответственно.

спектров слоя FePt залиты серым цветом, а компоненты слоя металлического Fe показаны штриховой линией. Величины квадрупольных расщеплений (QS), рассчитанные из мессбауэровских спектров для слоя FePt (рис. 6) с использованием математической обработки, близки к 0.3 mm/s. Такие значения QS соответствуют пленкам FePt, находящимся в гранецентрированной тетрагональной (ГЦТ) фазе, тогда как величины QS для гранецентрированного кубического (ГЦК) состояния в FePt близки к нулю [12]. Это означает, что после отжига в магнитном поле в слое FePt наблюдается только ГЦТ-фаза, а ГЦК-фаза отсутствует. Полуширины линий спектров слоя Fe (~0.4–0.5 mm/s) несколько больше, чем полуширины линий спектра фольги чистого железа α -Fe (0.23 mm/s). Это означает присутствие небольшого разброса эффективных магнитных полей на ядрах ионов железа, что обычно наблюдается в тонких пленках. Величины эффективных магнитных полей на ядрах ионов железа в пленках FePt составляют ~285 кОе, что меньше значения 330 кОе для чистого железа. Такое понижение эффективных полей связано с замещением ионов железа в структуре FePt ионами Pt.

Направление магнитных моментов определяется в мессбауэровской спектроскопии с помощью соотношения интенсивностей вторых (пятых) и первых (шестых) 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 H_{eff} (или магнитного момента) на ядре мессбауэровского изотопа относительно направления волнового вектора γ -излучения. В наших экспериментах волновой вектор γ -излучения был ориентирован по нормали к поверхности исследуемого образца; следовательно, θ — это угол отклонения магнитных моментов от нормали к поверхности пленки.

С использованием данных математической обработки спектров структур FePt/Fe/Ta, показанных на рис. 6, были рассчитаны углы отклонения θ . Значению угла θ

может соответствовать один из трех вариантов ориентации магнитных моментов: 1) это средний угол θ , суммарный по направлениям магнитных моментов от параллельного нормали к поверхности пленки до параллельного поверхности пленки; 2) это максимальный угол в случае его равновероятного по направлению распределения в виде „зонтика“; 3) угол θ является суммарным для магнитных моментов ионов железа в пленке, ориентированных перпендикулярно и параллельно поверхности пленки. В случае исследуемых структур наиболее вероятным является третий вариант, когда одна часть магнитных моментов в пленке направлена перпендикулярно, а другая — параллельно поверхности пленки. Суммарные величины углов θ , полученные для последнего варианта, приведены в таблице.

На рис. 7 представлена зависимость угла отклонения θ магнитных моментов от нормали к поверхности пленки от толщины слоя Fe. Экспериментальные точки на рис. 7 соединены линиями для наглядности. Из таблицы видно, что в пленках сплава FePt магнитные моменты отклонены от нормали к поверхности пленки на угол 61°.

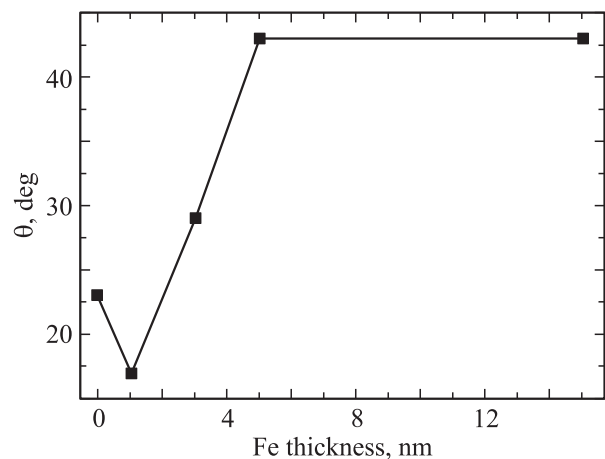


Рис. 7. Углы отклонения θ магнитных моментов от нормали к поверхности многослойной структуры в зависимости от толщины слоя Fe.

В многослойных пленках, полученных в помощью описанной в настоящей работе методики, при отсутствии слоя Fe магнитные моменты отклонены от нормали на угол $\theta = 22^\circ$. Слой Fe толщиной 1 nm на FePt приводит к минимальному отклонению магнитных моментов от нормали к поверхности многослойной структуры. Увеличение толщины слоя ведет к росту угла отклонения θ магнитных моментов, который достигает значения $\sim 40^\circ$ при толщине слоя Fe, равной 15 nm.

4. Заключение

В трехслойных пленках $L1_0$ -FePt/Fe/Ta, в которых слой Ta толщиной 2 nm нанесен для предотвращения коррозии, изучены магнитные свойства, структура и процессы перемагничивания. На основании экспериментальных данных, анализа кривых размагничивания и остаточной намагниченности установлено, что при толщинах магнитомягкого слоя Fe менее 3 nm обменное взаимодействие между слоями FePt и Fe сильнее, чем в случае, когда толщина слоя Fe больше 3 nm. Объяснить это можно ограничением длины обменных связей между слоями FePt и Fe. Измеренные значения коэрцитивности оптимизированы при $1/t_{Fe}^{1,15}$ и $C_1 = 1.17$. В том случае, когда магнитомягкий слой очень тонкий, структура $L1_0$ -FePt/Fe/Ta ведет себя как однофазный материал. При увеличении толщины слоя Fe до 10 nm возникает обменный упругий эффект и направление намагниченности Fe переориентируется к плоскости пленки, что приводит к обратимому процессу намагниченности, как в случае двухфазного материала. Мессбауэровские исследования показали, что минимальное отклонение магнитных моментов (θ) от нормали к поверхности многослойной структуры наблюдается, когда толщина слоя Fe составляет 1 nm. Увеличение толщины t слоя Fe до значений более 1 nm приводит к росту угла отклонения θ до $\sim 40^\circ$ при $t = 15$ nm.

Список литературы

- [1] X. Wu, F. Wang, C. Wang. *J. Magn. Magn. Mater.* **384**, 40 (2015).
- [2] B. Ma, H. Wang, H. Zhao, C. Sun, R. Acharya, J.P. Wang. *J. Appl. Phys.* **109**, 083 907 (2011).
- [3] J.W. Cao, J. Cai, Y. Liu, Z. Yang, F.L. Wei, A. Xia, B.S. Han, J.A. Bai. *J. Appl. Phys.* **99**, 08F901 (2006).
- [4] D. Suess, J. Lee, J. Fidler, T. Schrefl. *J. Magn. Magn. Mater.* **321**, 545 (2009).
- [5] G.P. Zhao, L. Chen, C.W. Huang, N.L. Guo, Y.P. Feng. *Solid State Commun.* **150**, 1486 (2010).
- [6] G. Asti, M. Ghidini, R. Pellicelli, C. Pernechele, M. Solzi, F. Albertini, F. Casoli, S. Fabbri, L. Pareti. *Phys. Rev. B* **73**, 094 406 (2006).
- [7] Z. Xu, S.M. Zhou, J.J. Ge, J. Du, L. Sun. *J. Appl. Phys.* **105**, 0021 (2009).
- [8] D. Makarov, J. Lee, C. Brombacher, C. Schubert, M. Fuger, D. Suess, J. Fidler, M. Albrecht. *Appl. Phys. Lett.* **96**, 0003 (2010).
- [9] J.U. Thiele, S. Maat, E.E. Fullerton. *Appl. Phys. Lett.* **82**, 2859 (2003).
- [10] Z. Qiu, H. Yu, Z. Liu, D. Zeng, J.P. Liu. *Appl. Phys. A* **122**, 350 (2016).
- [11] J. Li, Z.L. Wang, H. Zeng, S.H. Sun, J.P. Liu. *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3743 (2003).
- [12] K.W. Lin, J.Y. Guo, C.Y. Liu, H. Ouyang, J. van Lierop, N.N. Phuoc, T. Suzuki. *Phys. Status Solidi A* **204**, 3991 (2007).
- [13] M. Daniila, P.A. Farbera, H. Okumuraa, G.C. Hadjipanayisa, D. Wellerb. *J. Magn. Magn. Mater.* **246**, 297 (2002).
- [14] D. Goll, A. Breitling, S. Macke. *IEEE Trans. Magn.* **44**, 3472 (2008).
- [15] A. Breitling, T. Bublath, D. Goll. *Phys. Status Solidi (RRL)* **3**, 130 (2009).
- [16] D. Goll, A. Breitling. *Appl. Phys. Lett.* **94**, 052 505 (2009).
- [17] Developments in data storage: materials perspective / Eds S.N. Piramanayagam, T.C. Chong. John Wiley & Sons (2011). 352 p.
- [18] F. Casoli, F. Albertini, L. Nasi, S. Fabbri, R. Cabassi, F. Bolzoni, C. Bocchi, P. Luches. *Acta Mater.* **58**, 3594 (2010).
- [19] L.S. Huang, J.F. Hu, G.M. Chow, J.S. Chen. *J. Appl. Phys.* **114**, 173 903 (2013).
- [20] J.L. Tsai, H.T. Tzeng, B.F. Liu. *J. Appl. Phys.* **107**, 113 923 (2010).
- [21] B. Ma, H. Wang, H.B. Zhao, C.J. Sun, R. Acharya, J.P. Wang. *IEEE Trans. Magn.* **46**, 2345 (2010).
- [22] L.W. Liu, W. Sheng, J.M. Bai, J.W. Cao, Y.F. Lou, Y. Wang, F.L. Wei, J. Lu. *Appl. Surf. Sci.* **258**, 8124 (2012).
- [23] В.Г. Семенов, В.В. Панчук. Программа обработки мессбауэровских спектров MossFit. Частное сообщение.
- [24] A.C. Sun, F.T. Yuan, J.H. Hsu, Y.H. Lin, P.C. Kuo. *IEEE Trans. Magn.* **45**, 2709 (2009).
- [25] J.P. Wang, W.K. Shen, J.M. Bai. *IEEE Trans. Magn.* **41**, 3181 (2005).
- [26] D. Goll. *Int. J. Mater. Res.* **100**, 652 (2009).