

ОСОБЕННОСТИ АНИЗОТРОПИИ УЗКИХ ПОЛОСОК ИЗ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК, ОСАЖДЕННЫХ В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Б. А. Беляев ^{a,b*}, Н. М. Боев ^{a,c}, Г. В. Скоморухов ^a, П. Н. Соловьев ^a,
А. В. Лукьяненко ^{a,c}, А. А. Горчаковский ^a, И. В. Подшивалов ^a, А. В. Изотов ^{a,c}

^a Институт физики им. Л. В. Киренского
Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия

^b Сибирский государственный университет науки и технологий им. М. Ф. Решетнева
660014, Красноярск, Россия

^c Сибирский федеральный университет
660041, Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 24 ноября 2023 г.,
после переработки 29 декабря 2023 г.
Принята к публикации 29 декабря 2023 г.

Из пермалловых ($\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$) пленок толщиной 50, 100 и 200 нм, полученных магнетронным напылением на подложки из кварцевого стекла, методом лазерной литографии изготавливались полоски длиной 20 мм и шириной от 0.1 до 2 мм. В первой серии образцов одноосная магнитная анизотропия, наведенная присутствием во время напыления постоянного магнитного поля в плоскости пленок, ориентирована вдоль длинных осей полосок, а во второй серии ортогонально им. Анизотропные свойства образцов определялись из угловых зависимостей полей ферромагнитного резонанса, измеряемых на сканирующем спектрометре. Обнаружено, что в первой серии образцов с уменьшением ширины полосок анизотропия монотонно увеличивается в несколько раз, почти не изменяя своего направления. У образцов второй серии она сначала уменьшается почти до нуля при определенной ширине полоски, а затем быстро растет, одновременно поворачиваясь на $\sim 90^\circ$. Феноменологический расчет одноосной анизотропии однородно намагниченных пленочных полосок хорошо согласуется с экспериментом.

DOI: 10.31857/S0044451024050092

1. ВВЕДЕНИЕ

Тонкие магнитные пленки (ТМП) на протяжении многих лет привлекают внимание исследователей не только уникальными свойствами [1–3], но и возможностью создания на их основе различных устройств СВЧ-электроники [4–6], а также чувствительных элементов для датчиков слабых магнитных полей [7–9]. Важно отметить, что частотный диапазон работы таких СВЧ-устройств, как правило, ограничивается частотой ферромагнитного резонанса (ФМР) [10]. Однако, согласно уравнению Кит-

теля [11], частота ФМР для тонких пленок с одноосной магнитной анизотропией H_a для случая, когда направление внешнего поля H совпадает с осью легкого намагничивания, определяется выражением

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{(H + H_a)(H + H_a + 4\pi M_s)},$$

где γ — гиромагнитное отношение, а M_s — намагниченность насыщения. Заметим, что в общем случае, для выбранного магнитного материала величина M_s остается практически неизменной в широком диапазоне частот. Следовательно, частоту ФМР можно изменять либо внешним магнитным полем, либо полем одноосной анизотропии. Однако использование подмагничивающей системы для создания магнитного поля на практике приводит к увеличению размера и веса конструкции, и, соответственно, к усложнению и удорожанию конечного магнитоэлек-

* E-mail: belyaev@iph.krasn.ru

тронного СВЧ-устройства. Поэтому весьма перспективным подходом является исследование возможностей создания магнитных пленок с заданной величиной поля одноосной магнитной анизотропии под требуемый диапазон рабочих частот магнитоэлектронных устройств. Как известно, существует множество методов формирования одноосной магнитной анизотропии в пленках. Например, она может быть индуцирована внешним магнитным полем, приложенным в плоскости пленки во время осаждения [12, 13] или после ее осаждения в процессе термообработки [14]. В широких пределах можно управлять магнитной анизотропией используя метод наклонного осаждения образцов [15, 16], а также, создавая различными способами упругие напряжения в пленках из магнитострикционных материалов [17, 18].

В последнее время большое внимание исследователей привлекают пленочные структуры, состоящие из полосок микро- и наноразмеров [9, 19–26], получаемых современными литографическими методами. В ряде работ показано, что в микроэлементах вытянутой формы появляется дополнительный вклад в энергию одноосной магнитной анизотропии, обусловленный размагничивающими полями [22, 23, 25]. Исследования особенностей поведения анизотропии от формы полосок и расстояния между ними продемонстрировали возможность управления в таких структурах величиной магнитной анизотропии и, соответственно, частотой естественного ФМР (без постоянного магнитного поля) в широких пределах [21, 26]. Однако размагничивающие поля в таких микрополосках неоднородны, что приводит к возбуждению в них множества дополнительных магнитостатических мод колебаний намагниченности [19, 20, 24], которые не позволяют напрямую использовать исследуемые структуры в магнитоэлектронных устройствах.

В настоящей работе нами исследуются анизотропные свойства локальных участков отдельных пермалловых полосок прямоугольной формы, имеющих различные толщины и различные соотношения их длинных и коротких осей. Такие исследования позволяют не только изучать закономерности поведения анизотропии от ширины полосок, но и продемонстрировать возможности изготовления образцов ТМП с заданной величиной магнитной анизотропии, изменяемой в широких пределах. Особенность работы заключается в том, что исследуемые полоски заданной толщины изготавливались из одной магнитной пленки, а измерение их магнитных характеристик выполнялось с помощью локальной ФМР спектроскопии. Данный подход гарантирует,

что наблюдаемые изменения в магнитных характеристиках полосок различной ширины обусловлены только их геометрией.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Магнитные пленки осаждались на подложки из кварцевого стекла марки JGS1 толщиной 0.5 мм, шероховатость поверхности которых менее 1 нм. Напыление проводилось на установке «ORION-40 TM» (Южная Корея) методом магнетронного распыления пермалловой мишени $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ производства компании «Kurt J. Lesker» с чистотой состава 99.95 %. Как известно, такой пермаллой имеет близкую к нулю магнитострикцию, поэтому в образцах почти не возникает упругих напряжений при их намагничивании в любых направлениях. При напылении пленок давление паров аргона в камере установки составляло 1.8 мбар, а плотность тока магнетрона на мишени составляла 21 мА/см² и обеспечивала скорость осаждения 2.34 Å/с. Скорость осаждения определялась по результатам измерений толщины контрольных пленок с использованием рентгеноспектрального флуоресцентного анализа [27], позволяющего определять толщины образцов с точностью не хуже ± 1 нм, а толщина получаемых пленок рассчитывалась по времени осаждения.

Для создания одноосной магнитной анизотропии в образцах подложки размещались в специальной рамке, собранной из кобальт-самариевых магнитов в медной оправе, создающих однородное магнитное поле в плоскости пленок величиной $H_0 \sim 200$ Э. Это поле в области расположения подложек в ~ 30 раз превышает поле магнетрона, благодаря сравнительно большому расстоянию от мишени до подложек ~ 150 мм. Важно отметить, что подложки во время напыления подогревались до 200° С, что обеспечивало не только высокую адгезию, но и минимальную ширину линии ферромагнитного резонанса в образцах.

Исследования влияния формы пленок на их анизотропные свойства в первом эксперименте проводились на прямоугольных образцах размерами 5×10 мм², осажденных по центру квадратных подложек размерами 12×12 мм². В каждом цикле напыления осаждались одновременно по два образца через соответствующие окна в подложкодержателе. При этом длинная ось одного из окон была ориентирована вдоль постоянного магнитного поля, а другого — перпендикулярно ему (рис. 1 а). В результате одноосная магнитная анизотропия, наведенная в

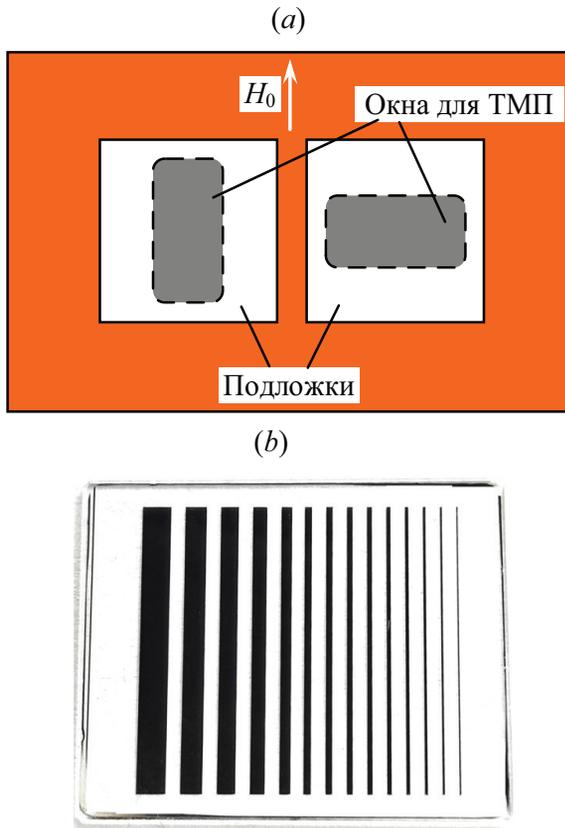


Рис. 1. Вид сверху подложкодержателя — (a) и фотография 14 полосок ТМП, изготовленных лазерной литографией — (b)

плоскости первой пленки (*L*-образец), ориентирована вдоль ее длинной оси, а второй (*S*-образец) — вдоль короткой. Описанным способом были изготовлены образцы с толщинами от 20 до 250 нм.

Во втором эксперименте исследовались образцы, осажденные на подложки размерами $24 \times 30 \text{ мм}^2$, двух серий с толщинами в каждой серии 50, 100 и 200 нм. В первой серии во время напыления длинные оси подложек, как и в первом эксперименте, ориентировались вдоль магнитного поля, а второй — перпендикулярно ему. Затем методом лазерной литографии на установке $\mu\text{PG 101}$ фирмы «Heidelberg Instruments» (Германия) на каждой пленке изготавливались химическим травлением 14 полосок одинаковой длины 20 мм, но с убывающей шириной от 2.0 до 0.1 мм, параллельных короткой стороне подложек и расположенных друг за другом с зазорами 1 мм (рис. 1 b). Такие зазоры между полосками с толщинами до 200 нм практически исключают их взаимодействие.

Анизотропные свойства пленочных образцов исследовались методом ферромагнитного резонанса

(ФМР), обладающего высокой точностью особенно в дециметровом диапазоне длин волн [28]. Измерения проводились на сканирующем спектрометре [29, 30], в котором использовались новые измерительные головки [31], значительно увеличивающие его чувствительность. Локальность измерений определяется размером отверстия в головке диаметром 0.8 мм, то есть сигнал ФМР снимается с участка пленки площадью $\sim 0.5 \text{ мм}^2$. Развертка планарного магнитного поля в спектрометре осуществляется с помощью колец Гельмгольца, а спектры записывались на обратном ходе развертки, чтобы исключить гистерезисные явления, причем после каждого поворота образца производилась его намагничивание полем 300 Э. Важно отметить, что направление поля развертки в экспериментах совпадает с направлением лабораторного поля (определяемого в основном полем Земли), которое автоматически учитывается при записи спектров.

По зависимостям резонансного поля H_R , снятым от угла направления постоянного магнитного поля развертки θ_H , определялась эффективная намагниченность насыщения M_{eff} , а также величина H_a и угол направления θ_a поля одноосной магнитной анизотропии измеряемого участка пленки. Для этого использовалась формула, связывающая поле H_R при фиксированной частоте f конкретной измерительной головки с магнитными характеристиками образца [13], исключив из нее ничтожно малое в исследуемых образцах поле однонаправленной анизотропии:

$$\left(\frac{2\pi f}{\gamma}\right)^2 = [H_R \cos(\theta_H - \theta_M) + H_a \cos 2(\theta_a - \theta_M)] \times [4\pi M_{eff} + H_R \cos(\theta_H - \theta_M) + H_a \cos^2(\theta_a - \theta_M)], \quad (1)$$

где равновесное направление θ_M эффективной намагниченности насыщения пленки M_{eff} определяется с учетом уравнения

$$H_R \sin(\theta_H - \theta_M) + \frac{1}{2} H_a \sin 2(\theta_a - \theta_M) = 0, \quad (2)$$

полученного из условия минимума плотности свободной энергии пленки [13].

Для определения параметров магнитных пленок использовалась программа «FMR-extractor» [32], которая позволяет автоматически вычислять магнитные характеристики образцов по измеренным зависимостям $H_R(\theta_H)$, снятым на частоте f СВЧ-колебаний. Эксперименты по исследованию магнитных характеристик ТМП проводились на

измерительной головке с частотой генератора $f = 1.840$ ГГц, при которой H_R превышает поле анизотропии при развертке магнитного поля вдоль оси легкого намагничивания.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 2 представлены типичные угловые зависимости $H_R(\theta_H)$ двух пленок размерами 5×10 мм² и толщиной $d = 100$ нм, снятые с локальных участков в центре и вблизи края образцов, обозначенных на вставках рисунка белыми точками. Как показал эксперимент, пленки имеют различную одноосную магнитную анизотропию, так как они осаждались в планарном магнитном поле, направленном либо вдоль их длинных, либо вдоль коротких осей. Поле анизотропии в центре L -образца $H_a^L = 3.8$ Э ($\theta_a^L = 0^\circ$), а в центре S -образца $H_a^S = 3.5$ Э ($\theta_a^S = 90^\circ$).

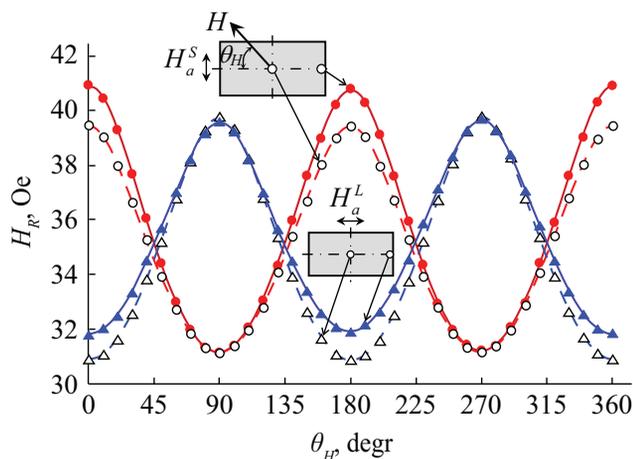


Рис. 2. Угловые зависимости поля ФМР для пленок толщиной 100 нм (точки — эксперимент, линии — расчет)

Наблюдаемое в каждой пленке значительное различие резонансных полей центральных и крайних участков, при ориентации магнитного поля развертки вдоль длинных осей образцов, связано с размагничивающими полями, возникающими на краях пленок, которые, очевидно, в этих точках приводят к увеличению резонансного поля H_R . Учитывая тот факт, что при направлении поля развертки вдоль коротких осей пленок резонансные поля в центре и на краю образцов почти не отличаются, из-за отсутствия в этом случае полей размагничивания, в результате анизотропия для S -образца в крайней точке увеличивается по сравнению с центральной точкой, а для L -образца — уменьшается.

На рис. 3 представлены распределения неоднородностей полей анизотропии (a) и эффективной намагниченности насыщения (b), измеренные по площади этих же образцов с одинаковым шагом 0.5 мм по координатам x и y . Видно, что у пленок такой толщины краевые эффекты, связанные с полями размагничивания, хорошо проявляются на расстояниях более 1 мм. При этом в центре пленок поле одноосной магнитной анизотропии, как уже отмечалось, у L -образца больше, чем у S -образца.

Интересно, что распределения эффективной намагниченности насыщения по площади обоих образцов слабо отличаются друг от друга, а в центрах пленок они абсолютно совпадают и равны $M_{eff} = 994$ етч/см³. Важно отметить, что углы направления одноосной магнитной анизотропии очень слабо изменяются по площади, и лишь вблизи углов пленок они достигают своих максимальных отклонений от средних значений с чередованием знаков этих отклонений на смежных углах образцов $\theta_a^L = 0^\circ \pm 0.9^\circ$, $\theta_a^S = 90^\circ \pm 0.8^\circ$.

Как показали исследования, поле анизотропии, измеренное в центре у L -образцов, всегда больше, чем у S -образцов при любых толщинах пленок d (табл. 1). Из таблицы не только видно, что поле одноосной анизотропии $H_a^L > H_a^S$ для всех толщин пленок, но и что с увеличением d эти поля монотонно уменьшаются, однако их относительное различие увеличивается. Видно также, что эффективная намагниченность пленок с увеличением d монотонно растет. Заметим, что уменьшение поля одноосной магнитной анизотропии и рост M_{eff} с увеличением толщины ТМП ранее было обнаружено на пленках кобальта [13].

Очевидно, что наблюдаемое сравнительно небольшое различие одноосной магнитной анизотропии L - и S -образцов связано с анизотропией прямоугольной формы пленок, у которой длинная сторона l всего в два раза больше короткой стороны s . Поэтому представляет большой интерес исследовать поведение анизотропии образцов с увеличением отношения l/s . С этой целью были рассмотрены две серии прямоугольных образцов-полосок, изготовленных, как уже отмечалось, лазерной литографией по 14 штук в каждой серии с толщинами пленок 50, 100 и 200 нм. Образцы имели одинаковую длину $l = 20$ мм, но различную ширину s , изменяемую в пределах от 2 до 0.1 мм (см. рис. 1 b), для которых отношение l/s изменяется от 10 до 200. При этом в первой серии образцов (L -образцы) наведенная однородным магнитным полем во время напыления одноосная магнитная

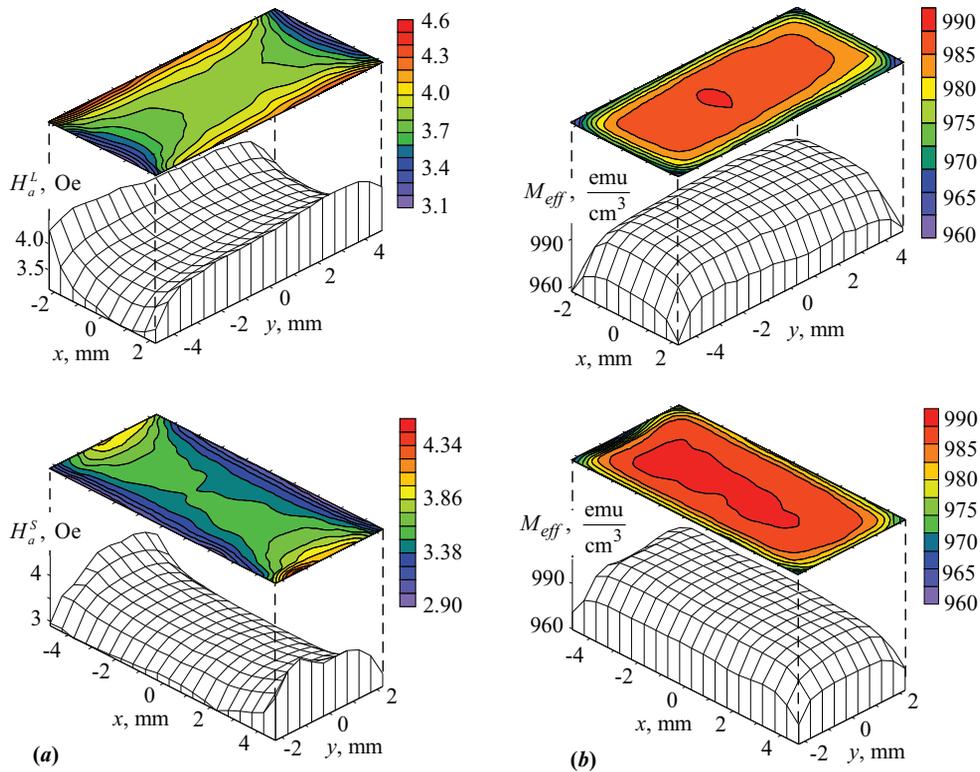


Рис. 3. Распределение неоднородностей одноосной магнитной анизотропии (a) и эффективной намагниченности насыщения (b) по площади для S- и L-образцов толщиной 100 нм

Таблица 1. Параметры одноосной магнитной анизотропии, эффективной намагниченности насыщения и относительной разности полей анизотропии в центре пленок размерами $5 \times 10 \text{ мм}^2$

$d, \text{ нм}$	20	30	70	100	150	200	250
$H_a^L/H_a^S,$	5.9/5.8	5.2/5.0	4.4/4.1	3.8/3.5	3.7/3.0	4.0/3.2	3.9/3.1
$M_{eff}, \text{ е.м.у./см}^3$	913	935	979	994	1010	1110	1170
$(H_a^L - H_a^S)/H_a^L, \%$	1.6	3.8	6.8	7.9	19	20	21

анизотропия направлена вдоль полосок ТМП, а во второй (S-образцы) — перпендикулярно полоскам. Важно отметить, что магнитные характеристики образцов определялись по угловым зависимостям поля ФМР, снятым с локальных участков в центре полосок. При этом в данном эксперименте образцы были ориентированы так, что при $\theta_H = 0$ внешнее магнитное поле направлено вдоль ширины полосок.

На рис. 4 приведены зависимости $H_R(\theta_H)$, снятые для L- и S-образцов с толщиной пленок $h = 100 \text{ нм}$, имеющих максимальную 2 мм и минимальную 0.1 мм ширину полосок, а также для S-образца при ширине полоски с минимальной одноосной магнитной анизотропией $H_a^S = 0.2 \text{ Э}$. Видно, что для L-образцов сужение полосок при-

водит к резкому увеличению одноосной магнитной анизотропии. Для S-образцов при сужении полосок анизотропия сначала падает почти до нуля при $s = 0.3 \text{ мм}$, а затем увеличивается одновременно с поворотом оси легкого намагничивания на 90° . Отметим, что в образце при $s = 0.3 \text{ мм}$ отчетливо проявляется эффективная кубическая анизотропия (анизотропия 4-порядка) $H_4 = 0.3 \text{ Э}$, немного превышающая одноосную.

В табл. 2 для всех образцов L- и S-серий с толщиной магнитной пленки 100 нм представлены результаты измерений полей анизотропии и эффективной намагниченности насыщения на их центральных участках. Видно, что с уменьшением ширины полосок L-образцов поле H_a^L растет сначала медлен-

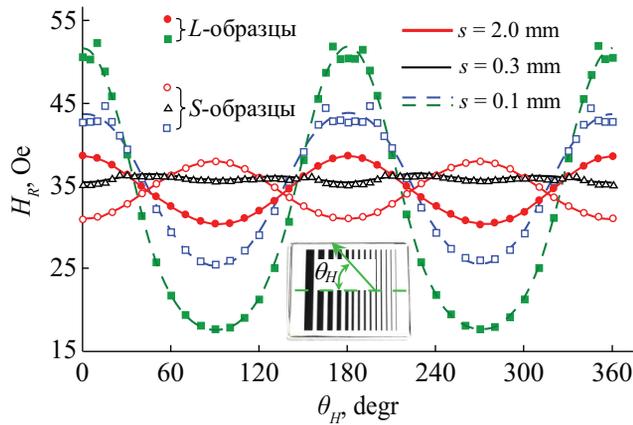


Рис. 4. Угловые зависимости поля ФМР для L- и S-образцов из пленок толщиной 100 нм с различной шириной полосок s (точки — эксперимент, линии — расчет). На вставке показана ориентация поля развертки

но, а начиная с $s < 0.75$ мм, рост ускоряется, и при $s = 0.1$ мм H_a^L превышает поле анизотропии при $s = 2$ мм более, чем в 4 раза. Для S-образцов, напротив, H_a^S сначала уменьшается до минимального значения при $s = 0.3$ мм, а затем быстро увеличивается с одновременным поворотом оси легкого намагничивания на 90° . При этом H_a^S при $s = 0.1$ мм превышает поле анизотропии при $s = 2$ мм более, чем в 2.5 раза. Эффективная намагниченность для каждой пары пленок из обеих серий практически одинакова, и она монотонно уменьшается всего на $\sim 4\%$ с уменьшением ширины полосковых проводников.

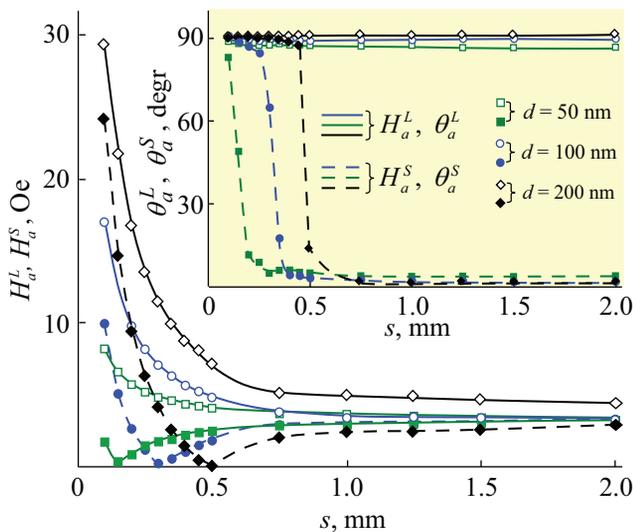


Рис. 5. Зависимости параметров одноосной магнитной анизотропии от ширины полосок s для L- и S-образцов с различной толщиной пленок d

Закономерности поведения полей анизотропии от ширины полосок для образцов с пленками различных толщин хорошо просматриваются на рис. 5. Как и следовало ожидать, анизотропия с уменьшением ширины полосок L-образцов почти не изменяет свое направление при любой толщине пленок, однако ее величина при этом растет, причем чем толще пленка, тем сильнее.

Анизотропия S-образцов при уменьшении ширины полосок изменяет свое направление при определенной ширине, одновременно монотонно поворачиваясь на 90° . При этом величина анизотропии S-образцов сначала уменьшается почти до нуля, а затем вновь растет. Важно отметить, что минимум H_a^S для образца толщиной 50 нм наблюдается при ширине полоски 0.15 мм, для образца толщиной 100 нм, как уже называлось, при ширине полоски 0.30 мм и, наконец, для образца толщиной 200 нм при ширине полоски 0.50 мм.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ

Очевидно, что результаты всех проведенных экспериментов можно объяснить размагничивающими полями, существующими на краях пленок. Поэтому рассчитаем эти поля и связанную с ними анизотропию формы реального тонкопленочного образца, аппроксимируя его форму для простоты эллипсоидом. Из магнитостатики хорошо известно, что размагничивающее поле намагниченного эллипсоида однородно во всем его объеме, и при совпадении осей эллипсоида с осями координат, это поле описывается диагональным тензором размагничивающих коэффициентов с компонентами N_x , N_y , и N_z . В общем случае величины этих компонент могут быть рассчитаны только численно. Рассмотрим эллипсоид с осями $2a$, $2b$, и $2c$, лежащими вдоль координатных осей x , y , и z соответственно. Для расчета размагничивающих коэффициентов удобно воспользоваться выражением, полученным Ландау и Лифшицем [33]:

$$N_x = \frac{1}{2} \frac{b}{a} \frac{c}{a} \int_0^\infty \frac{dt}{(t+1)R(t)}, \quad (3)$$

где

$$R(t) = \sqrt{(t+1) \left(t + \frac{b^2}{a^2}\right) \left(t + \frac{c^2}{a^2}\right)}. \quad (4)$$

Таблица 2. Величины одноосной магнитной анизотропии, эффективной намагниченности насыщения и относительной разности полей анизотропии, измеренные в центре полосок толщиной 100 нм от их ширины

$s, \text{мм}$	2.0	1.5	1.25	1.0	0.75	0.5	0.45	0.4	0.35	0.3	0.25	0.2	0.15	0.1
$H_a^L/H_a^S, \text{Э}$	4.1	4.1	4.3	4.3	4.4	5.4	5.7	6.1	6.7	7.4	8.3	9.8	12.1	17.2
$M_{eff}, \text{е.м.у./см}^3$	3.5	3.3	3.2	3.2	3.1	2.1	1.9	1.4	0.9	0.2	0.9	2.3	4.8	9.2
$(H_a^L - H_a^S)/H_a^L, \%$	990	989	988	980	966	959	958	955	953	952	951	951	952	959
	15	20	26	26	30	61	67	77	87	97	89	77	60	47

Формулы для размагничивающих факторов вдоль двух других направлений N_y и N_z имеют аналогичный вид, но с заменой в формуле (3) члена $(t + 1)$ на $[t + (b/a)^2]$ для определения N_y и на $[t + (c/a)^2]$ для определения N_z .

Магнитную анизотропию формы эллипсоидального образца с намагниченностью насыщения M_{eff} в плоскости xy можно рассчитать по формуле

$$H_d = 4\pi M_{eff}(N_x - N_y), \quad (5)$$

где знак будет показывать направление оси легкого намагничивания этой анизотропии, либо вдоль оси x , либо вдоль оси y .

Результаты проверки применимости приведенных формул для расчета параметров исследуемых полосок представлены на рис. 6 для магнитных пленок толщиной 100 нм. Линиями показаны зависимости параметров одноосной анизотропии от ширины полосок, построенные по формулам (3)–(5). В расчетах эффективная намагниченность насыщения для каждой полоски была взята из табл. 2, а величина наведенной магнитной анизотропии была измерена после напыления пленок на подложки размерами $24 \times 30 \text{ мм}^2$ вдоль их длинных осей в точках, где впоследствии будут располагаться центры полосок. Результаты измерений параметров анизотропии в этих точках представлены треугольными маркерами на рис. 6. Заметим, что величины наведенной одноосной анизотропии у обоих образцов совпадают $H_a^L = 3.7 \text{ Э}$ и $H_a^S = 3.7 \text{ Э}$, так как отношение размеров длинной к короткой оси пленки не превышает 1.2. При этом углы направления осей анизотропии для L -образца близки к 90° , а для S -образца к 0° . Важно также отметить, что отступы от краев подложки крайних полосок более 3.5 мм (см. рис 1b), поэтому краевые эффекты на измерениях параметров анизотропии не проявляются.

Необходимо отметить, что для S -образца расчет показывает изменение направления анизотропии в точке компенсации скачком от 0 до 90° , а в экспериментах (см. рис. 5 и 6) этот угол изменяется плавно,

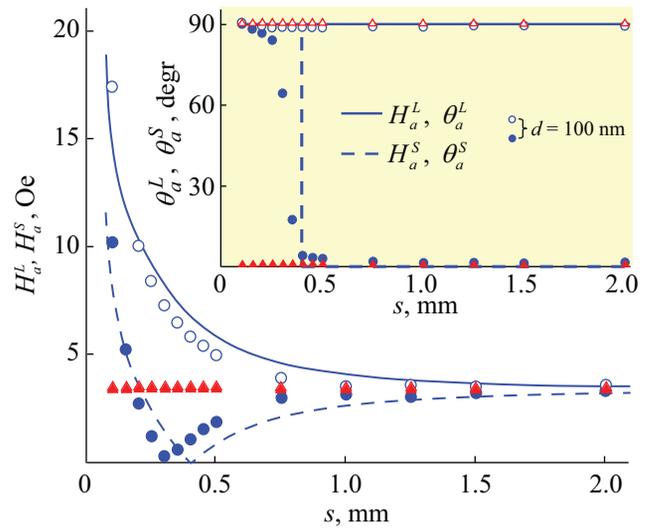


Рис. 6. Зависимости параметров одноосной магнитной анизотропии от ширины полосок s для L - и S -образцов (точки — эксперимент, линии — расчет). Треугольные маркеры показывают параметры анизотропии сплошной пленки (до изготовления полосок), измеренные в тех же точках, где впоследствии будут находиться центры полосок

но, начиная поворачиваться еще до точки компенсации. Очевидно, это связано с тем, что в расчете направление оси легкого намагничивания наведенной магнитной анизотропии совпадает с осью пленки ($\theta_a = 0^\circ$), а в реальных образцах в измеряемых точках θ_a немного больше 0° (см. рис. 5 и 6).

Наблюдаемое на рис. 6 качественное согласие результатов расчета и результатов эксперимента доказывают правомерность использования формул (3)–(5) для описания анизотропии формы исследуемых образцов, в которых, как уже отмечалось, отношение длинных к коротким осям изменяется от 10 до 200. Небольшое различие точки компенсации наведенной магнитной анизотропии при напылении пленок анизотропией формы для S -образца в эксперименте 0.3 мм, а в теории ~ 0.4 мм обусловлено, очевидно, простотой расчетной модели. Отметим, что расчеты, проведенные для образцов с толщиной пле-

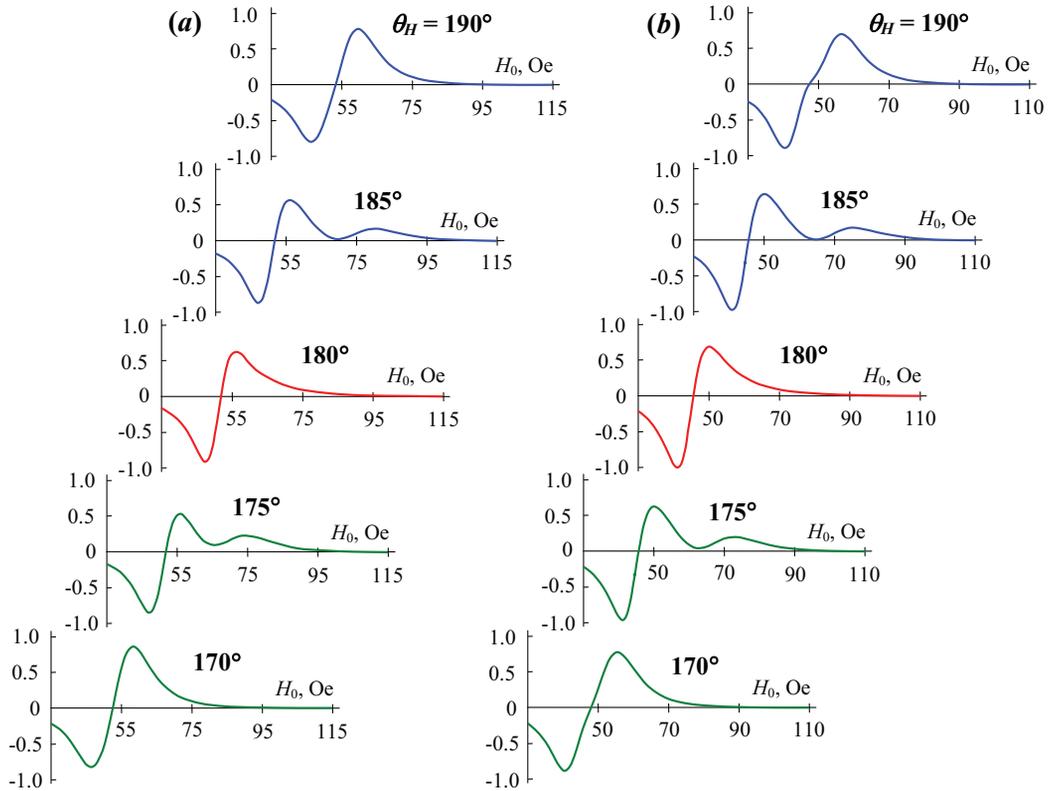


Рис. 7. Спектры ФМР полосок толщиной 100 нм и шириной 0.1 мм, снятые для нескольких углов направления магнитного поля развертки θ_H вблизи трудной оси намагничивания, для L -образца — (а) и для S -образца — (б)

нок 50 и 200 нм, показали такое же качественное согласие теории и эксперимента. Однако в них рассчитанная точка компенсации для образца с $d = 50$ нм равна ~ 0.2 мм (измеренная 0.15 мм), а для образца с $d = 200$ нм равна ~ 0.7 мм (измеренная 0.5 мм). Эти факты говорят о том, что расчет по формулам (3–5), полученным для эллипсоидальной формы образца, завышает поле размагничивания реального образца, причем, чем толще пленка, тем больше это завышение.

Природа наблюдаемых небольших «провалов» резонансного поля на угловых зависимостях узких полосок вблизи осей трудного намагничивания (см. рис. 4) связана с возбуждением некоторого дополнительного резонанса, который и понижает $H_R(\theta_H)$. Положение и амплитуда этого резонанса сильно зависит от угла направления магнитного поля развертки, что хорошо видно на рис. 7. Здесь представлены спектры ФМР, снятые для L - и S -образцов ($d = 100$ нм, $s = 0.1$ мм) при нескольких углах θ_H . Возможно, дополнительный резонанс связан с возбуждением магнитостатических колебаний, которые могут образовывать стоячие волны, за счет отражений волн от противоположных стенок, но только

в узких полосках из-за сравнительно большой величины затухания в исследуемых пленках. Например, для пленки толщиной 100 нм усредненная по углу θ_H ширина линий ФМР, измеренная на частоте 1.840 ГГц, равна 7.06 Э, что соответствует параметру затухания $\alpha = 0.0093$. Выдвинутое предположение подтверждают эксперименты на матрице из пермаллоевых полосок микронной длины и субмикронной ширины [20, 24], в которых наблюдается множество резонансов магнитостатических волн.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что анизотропия формы тонких магнитных пленок проявляется даже на прямоугольных образцах размерами 5×10 мм² при толщине ТМП всего 20 нм. Как и следовало ожидать, с увеличением толщины пленки эффект растет. Из этих экспериментов возник интерес исследовать влияние анизотропии образцов прямоугольной формы различной толщины при изменении соотношения их осей в широких пределах.

В результате была исследована анизотропия образцов из пермаллоевых пленок толщиной 50, 100

и 200 нм, изготовленных магнетронным распылением мишени состава $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$. Напыление пленок проводилось на подложки из кварцевого стекла размером $24 \times 30 \text{ мм}^2$, а затем методом лазерной литографии изготавливались 14 полосок одинаковой длины 20 мм, но с убывающей шириной от 2 до 0.1 мм, параллельных короткой стороне подложек и расположенных друг за другом с зазорами 1 мм (рис. 1 б). Исследовались две серии образцов. В первой серии одноосная магнитная анизотропия, наведенная присутствием во время напыления постоянного магнитного поля в плоскости пленок, ориентирована вдоль длинных осей полосок (L -образцы), а во второй серии ортогонально им (S -образцы). Анизотропные свойства образцов определялись на локальных участках в центрах полосок по угловым зависимостям полей ферромагнитного резонанса $H_R(\theta_H)$, измеряемых на сканирующем спектрометре.

С уменьшением ширины полосок s от 2 до 0.1 мм в первой серии образцов обнаружено монотонное увеличение анизотропии в несколько раз, так как при этом нарастающая анизотропия формы суммируется с наведенной магнитной анизотропией, благодаря совпадению их осей легкого намагничивания. Поэтому направление суммарной анизотропии в образцах первой серии почти не изменяется. У образцов второй серии наведенная магнитная анизотропия ортогональна анизотропии формы образцов, и она в образцах с $s = 2 \text{ мм}$ превышает анизотропию формы. Поэтому с уменьшением s суммарная анизотропия, сначала уменьшается почти до нуля при определенной ширине полоски, а затем быстро растет, одновременно поворачиваясь на $\sim 90^\circ$.

Для определения параметров одноосной анизотропии пленочных полосок использовался феноменологический расчет, в котором рассматривалась модель однородно намагниченного эллипсоида. Результаты расчета качественно согласуются с экспериментом для всех L - и S -образцов. Небольшое различие расчета и эксперимента в ширине полосок, при которых наблюдается взаимная компенсация наведенной магнитной анизотропии и анизотропии формы S -образцов, обусловлено простотой используемой в расчете модели. Показано, что феноменологический расчет для эллипсоидальной формы образца, завышает поле размагничивания, по сравнению с реальным образцом, и при увеличении толщины пленок это завышение растет.

Финансирование. Работа выполнена в рамках научной тематики Госзадания Института физики им. Л. В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Суху, *Магнитные тонкие пленки*, Мир, Москва (1967).
2. Н. М. Саланский, М. Ш. Ерухимов, *Физические свойства и применение магнитных пленок*, Наука, Новосибирск (1975).
3. K. Barmak, K. Coffey, *Metallic Films for Electronic, Optical and Magnetic Applications: Structure, Processing and Properties*, Woodhead Publ, Oxford (2014).
4. В. А. Беляев, А. О. Афонин, А. В. Угрюмов et al., *Rev. Sci. Instrum.* **91**, 114705 (2020).
5. A. N. Lagarkov, K. N. Rozanov, *J. Magn. Magn. Mater.* **321**, 2082 (2009).
6. R. E. Camley, Z. Celinski, T. Fal et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **321**, 2048 (2009).
7. А. Н. Бабицкий, Б. А. Беляев, Г. В. Скоморохов и др., *Письма в ЖТФ* **41**, 36 (2015).
8. А. Н. Бабицкий, Б. А. Беляев, Н. М. Боев и др., *ПТЭ* **3**, 96 (2016).
9. G. Yu. Melnikov, I. G. Vazhenina, R. S. Iskhakov et al., *Sensors* **23**, 6165 (2023).
10. А. Н. Лагарьков, С. А. Маклаков, А. В. Осипов и др., *РЭ* **5**, 625 (2009).
11. C. Kittel, *Phys. Rev.* **73**, 155 (1948).
12. J. Han-Min, C.-O. Kim, T.-D. Lee et al., *Chinese Phys.* **16**, 3520 (2007).
13. Б. А. Беляев, А. В. Изотов, С. Я. Кипарисов и др., *ФТТ* **50**, 650, (2008).
14. Y. Yang, B. Liu, D. Tang et al., *J. Appl. Phys.* **108**, 073902 (2010).
15. P. N. Solovev, A. V. Izotov, and B. A. Belyaev, *J. Magn. Magn. Mater.* **429**, 45 (2017).
16. Z. Ali, D. Basaula, K. F. Eid et al., *Thin Solid Films* **735**, 138899 (2021).
17. Б. А. Беляев, А. В. Изотов, *ФТТ* **49**, 1651 (2007).
18. Z. K. Wang, E. X. Feng, Q. F. Liu et al., *Physica B: Cond. Matt.* **407**, 3872 (2012).
19. C. Bayer, J. P. Park, H. Wang et al., *Phys. Rev. B* **69**, 134401 (2004).
20. С. Л. Высоцкий, С. А. Никитов, Ю. А. Филимонов и др., *Письма в ЖЭТФ* **88**, 534 (2008).

21. B. K. Kuanr, V. Veerakumar, L. M. Malkinski et al., *IEEE Trans. Magn.* **45**, 3550 (2009).
22. A. Garcia-Arribas, E. Fernandez, A. V. Svalov et al., *Eur. Phys. J. B* **86**, 136 (2013).
23. A. G. Kozlov, M. E. Stebliy, A. V. Ognev et al., *IEEE Trans. Magn.* **51**, 2301604 (2015).
24. E. V. Skorohodov, R. V. Gorev, R. R. Yakubov et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **424**, 118 (2017).
25. A. G. Kozlov, M. E. Stebliy, A. V. Ognev et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **422**, 452 (2017).
26. Z. Zhu, H. Feng, X. Cheng et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51**, 045004 (2018).
27. M. Haschke, J. Flock, and M. Haller, *X-ray Fluorescence Spectroscopy for Laboratory Applications*, Wiley-VCH, Weinheim (2021).
28. Б. А. Беляев, А. В. Изотов, *Письма в ЖЭТФ* **103**, 44 (2016).
29. Б. А. Беляев, А. А. Лексиков, И. Я. Макиевский и др., *ПТЭ* **3**, 106 (1997).
30. B. A. Belyaev, A. V. Izotov, and A. A. Leksikov, *IEEE Sensors J.* **5**, 260 (2005).
31. Б. А. Беляев, Н. М. Боев, А. А. Горчаковский и др., *ПТЭ* **2**, 107 (2021).
32. А. В. Изотов, Б. А. Беляев, Свид. о гос. рег. прогр. для ЭВМ №2009616881 (2009).
33. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).