——— ПРИБОРЫ —

УЛК 537.624.7

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА И МЕТАЛЛОВ ГРУППЫ ХРОМА ДЛЯ РАЗРАБОТКИ ЭЛЕМЕНТОВ МАГНИТНОЙ ПАМЯТИ

© 2022 г. А. В. Проказников^{1, *}, В. А. Папорков², Р. В. Селюков¹, С. В. Васильев¹, О. В. Савенко²

¹Ярославский филиал Физико-технологического института им. К.А. Валиева РАН, ул. Университетская, 21, Ярославль, 150007 Россия ²Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, ул. Советская, 14, Ярославль, 150003 Россия *E-mail: prokaznikov@mail.ru
Поступила в редакцию 28.06.2022 г.
После доработки 12.07.2022 г.
Принята к публикации 12.07.2022 г.

Исследованы магнитные структуры, сформированные методом магнетронного распыления, на основе кобальта и буферных слоев металлов группы хрома. Электронная микроскопия показывает однородность поверхности структур на основе Сг и Мо и неоднородности структур на основе W. Рентгеноструктурный анализ свидетельствует о присутствии α- и β-фаз в пленке W. Толщины пленок были определены с помощью рентгеновской рефлектометрии. Магнитооптические измерения свидетельствуют о наличии магнитной анизотропии в плоскости пленок в системах Co/Cr, Co/Mo и отсутствии таковой в системе Co/W. Перпендикулярная магнитная анизотропия обнаружена и исследована в многослойных структурах на основе кобальта и платины. Проведены оценки физических параметров, важных для формирования магнитной памяти на основе указанных систем.

Ключевые слова: кобальт, тонкие пленки, магнитная память, рентгеновская дифракция, рентгеновская рефлектометрия, магнитооптический эффект Керра, магнитная анизотропия, взаимодействие Дзялошинского-Мория

DOI: 10.31857/S0544126922700119

1. ВВЕДЕНИЕ

Металлические пленки кобальта являются предметом постоянного внимания с научной и технологической точки зрения с целью применения в большом количестве технологических приложений [1]. Во многом это обусловлено привлекательными электрическими, механическими и физическими свойствами кобальта, такими как большим сопротивлением к электромиграции и меньшей подверженностью диффузии по сравнению с медью при увеличении таких параметров как сила тока и температура [2]. Идеальная тонкопленочная магнитная записывающая среда состоит из высококоэрцитивных магнито-анизотропных зерен, размеры которых много меньше, чем размер ячейки, соответствующей биту информацию. Кроме того магнитные зерна должны быть однородными по размерам и магнитно изолированными (без обменного взаимодействия между отдельными зернами) [3]. Как правило, при изготовлении типичных магнитных носителей используются сплавы на основе кобальта (Со) (см., например, [3, 4] и ссылки в них). Эти сплавы кобальта (например, Со—Сг—Та, Со—Сг—Рt, Со—Сг—Рt—Та, Со—Сг—Та—В и др.) с различными веществами наносятся на слои хрома, которые задают определенную ориентацию роста магнитных кристаллитов, обогащенных кобальтом и окруженных немагнитными веществами с избытком хрома (см. [3, 4] и ссылки в них). Остальные элементы в составе сплавов улучшают микроструктуру системы и соотношение сигналшум. Типичным композитным сплавом, составляющим основу продольной магнитной записи является $Co_{64}Cr_{24}Pt_8B_4$ с гексагональной плотно упакованной структурой (ГПУ).

Наличие слоев таких металлов как хром, молибден, вольфрам интересны тем, что, во-первых, позволяют сформировать магнитные структуры на основе кобальта с осью анизотропии, расположенной в плоскости пленки кобальта, и, во-вторых, в этих материалах наблюдаются волны зарядовой и спиновой плотностей (см., на-

пример, [5-8]). Исследование хрома и металлов группы хрома (Cr, Mo, W) обусловлено наличием, в частности, в хроме волн зарядовой и спиновой плотностей, что определяет наблюдающиеся при комнатной температуре анитиферромагнитные (температура Нееля хрома $T_{\rm N}=311~{\rm K}$ [7]) свойства хрома (см., например, [7, 9–12] и ссылки в них). Формирование волн зарядовой и спиновой плотности связано с особым строением поверхностей Ферми (см., например, [13] и ссылки в ней). Подробный обзор исследований в этой области представлен, в частности, в работе [6]. Волны зарядовой плотности наблюдаются также в слоистых соединениях дихалькогенидов переходных элементов типа MX_2 , где M = Ta, Nb и X = Se, Te, S, в которых причина формирования волн зарядовой плотности связана с особыми геометрическими свойствами фермиевской поверхности электронов слоистых металлов [14].

Исследовательские работы в области создания высокоплотной памяти обуславливают поиск магнитных материалов с сильной магнитной анизотропией, имеющей одноосную анизотропию и нормальную по отношению к поверхности ориентацию оси легкого намагничивания [15]. Подобными материалами, в частности, являются сплавы элементов группы хрома (Cr, Mo, W) с кобальтом в различных пропорциях. В работе [15] указывается на возможность появления перпендикулярной анизотропии в поликристаллических пленках $Co_{100-x}W_x$ (0 < x < 30), а также в аморфных пленках Gd_xCo_{100-x} (17 < x < 25) [16]. Таким образом, научные исследования ведутся с целью получить возможность управления формированием магнитных структур для создания систем с заданным направлением оси легкого намагничивания: либо лежащей в плоскости тонкой магнитной пленки, либо перпендикулярно ее поверхности.

Исследованные в данной работе системы на основе указанных выше материалов имеют в настоящее время важное значение с точки зрения поиска подходящих материалов, в том числе для спинтроники, выбора оптимальной структуры, ее состава и технологии ее создания для формирования систем с заданными магнитными свойствами, в том числе на основе локализованных магнитных конфигураций (скирмионов).

2. ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК

Нанесение металлических пленок Cr, Mo, W и Co нанометровой толщины производилось методом магнетронного распыления. На подложки из Si, либо SiO_2 наносился слой металла нанометро-

вой толщины: для хрома толщина слоя составляла 50 нм, для молибдена — 50 нм, для вольфрама — 20 нм. Затем наносился слой кобальта толщиной 6 нм. Подложки из кремния и оксида кремния использовались в виду отсутствия на дифрактограммах широкого аморфного гало по сравнению с подложками из покровного стекла (см., например, [15]). В результате были сформированы три типа структур: Co/Cr/Si (толщина Co-6 нм, Cr-50 нм), $Co/Mo/SiO_2$ (толщина Co-6 нм, Mo-50 нм), $Co/W/SiO_2$ (толщина Co-6 нм, W-20 нм).

Съемка θ -2 θ дифрактограмм и полюсных фигур проводилась на дифрактометре ДРОН-3М с использованием излучения Си K_{α} при напряжении на трубке 30 кВ и анодном токе 30 мА. Монохроматизация излучения трубки обеспечена графитовым кристалл-монохроматором на первичном пучке.

Для уточнения характеристик нанесенных металлических покрытий производились исследования рентгеновских дифрактограмм на дифрактометре ARLX'TRA фирмы "Thermo Fisher Scientific".

3. МЕТОДИКА МАГНИТО-ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Исследования проводились при комнатной температуре согласно методике, детально изложенной в работе [17]. Образец помещался между полюсами электромагнита, создающего магнитное поле частотой 30 Гц с амплитудой до 400 Э, достаточной для магнитного насыщения образца [17]. Поляризованный в плоскости падения (р-волна) лазерный пучок света с длиной волны $\lambda = 633$ нм и диаметром 1 мм падал на поверхность пленки под разными углами и при разной ориентации образцов относительно плоскости падения и магнитного поля в стандартной конфигурации для измерений магнитооптического экваториального эффекта Керра (МОЭЭК), то есть внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости падения. Измерялась величина:

$$\delta = \Delta I/I(0),\tag{1}$$

где $\Delta I = I(H) - I(0)$. Здесь I(H) — интенсивность света, отраженного от намагниченной поверхности, а I(0) — интенсивность света, отраженного от ненамагниченной поверхности, H — напряженность магнитного поля. Значение ΔI пропорционально переменной составляющей тока фотоприемника, I(0) пропорционально постоянной составляющей тока. Коэффициент отражения определялся, как отношение постоянной составляющей интенсивности отраженной волны I(0) к интенсивности $I_{\rm in}$ падающей волны: $R = I(0)/I_{\rm in}$. Зависимость величины δ от напряженности маг-

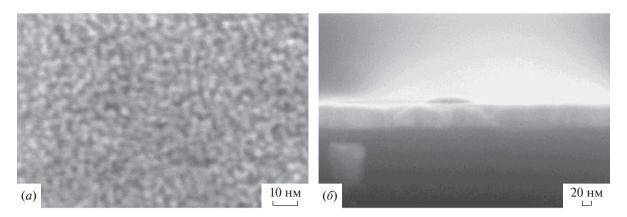


Рис. 1. Текстура поверхности образца Co/Cr/Si (толщина Co - 6 нм, Cr - 50 нм) (a), поперечный скол системы Co/Cr/Si (δ).

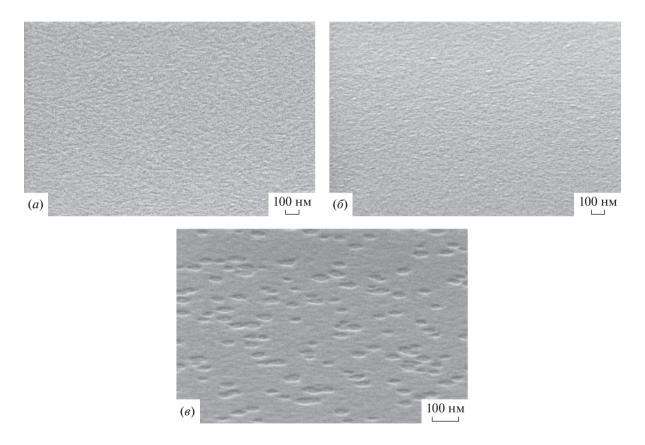


Рис. 2. Поверхности образцов: Co/Cr/Si (толщина Co - 6 нм, Cr - 50 нм) (a), образцов Co/Mo/SiO $_2$ (толщина Co - 6 нм, Mo - 50 нм) (δ), образцов Co/W/SiO $_2$ (толщина Co - 6 нм, W - 20 нм) (s).

нитного поля $\delta(H)$ представляла собой магнитооптическую петлю гистерезиса (МОПГ).

4. ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР

Поверхность сформированной структуры Co/Cr/Si и ее поперечный скол приведены на

рис. 1, на котором хорошо заметна поликристалличность верхней пленки.

На дифрактограмме структуры Co/Cr/Si (см. рис. 3a) кроме дифракционных пиков Si наблюдается только пик Cr (110) при $2\theta \sim 44.6^{\circ}$. Для структуры Co/Mo/SiO₂/Si кроме пиков подложки наблюдаются пик Mo (110) при $2\theta \sim 40.3^{\circ}$, а также широкий пик при $2\theta \sim 45^{\circ}$, который вероятно, яв-

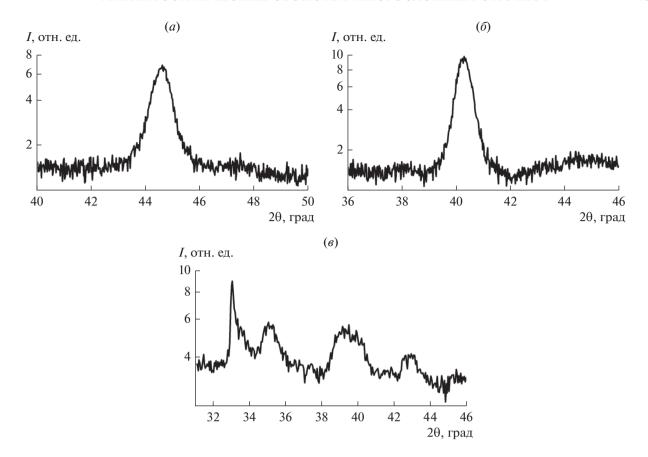


Рис. 3. Дифрактограммы для образцов Co/Cr/Si (толщина Co - 6 нм, Cr - 50 нм) (a), Co/Mo/SiO₂ (толщина Co - 6 нм, Mo - 50 нм) (δ), Co/W/SiO₂ (толщина Co - 6 нм, W - 20 нм) (ϵ).

ляется максимумом α-Co (002) (см. рис. 36). На дифрактограмме образца Co/W/SiO₂/Si присутствуют пики β-W (200), (210), (211), а также пик α-W (110) при $2\theta \sim 40^{\circ}$, который полностью не разрешается с пиком β-W (210) (см. рис. 36).

На основе анализа данных рентгеновских дифрактограмм можно сделать вывод, что все пленки на основе Cr, Mo, W являются поликристаллическими, текстурированными и содержат кристаллиты α-фазы, имеющей объемно-центрированной кубическую решетку (ОЦК). Слои вольфрама в нашем случае содержат различные фазы (а и в), причем В-фаза с решеткой типа А15 является метастабильной [18], нетекстурированной. Наличие α- или β-фазы определяется условиями роста пленки и ее толщиной [18]. Таким образом, сформированные посредством магнетронного распыления слои вольфрама неоднородны как с точки зрения морфологии, так и фазового состава. Это приводит к отсутствию анизотропии магнитных свойств у данных образцов, как показывают настоящие исследования.

Из анализа профиля дифракционного пика, проведенного по методу аппроксимаций [19] (см.

рис. 3), размер области когерентного рассеяния (ОКР) для структуры Co/Cr/Si получается порядка 9 нм. Размер ОКР для структуры $Co/Mo/SiO_2$ получается порядка 12 нм.

Для более детального изучения свойств сформированных структур было выполнено их исследование методом рентгеновской рефлектометрии. Исследования проводились на линии излучения $\mathrm{Cu}K_{\alpha 1}$ с длиной волны $\lambda=0.1541$ нм. На рентгенограмме (см. рис. 4) хорошо заметны осцилляции Киссига [20] от тонкой пленки металла на поверхности подложки. Осцилляции Киссига появляются только в однородных тонких пленках с малой поверхностной шероховатостью и являются результатом интерференции между отраженным рентгеновским лучом от поверхности и интерфейса с другим слоем или подложкой [21]. Наличие осцилляций демонстрирует хорошую интерференцию во всей структуре.

Общая толщина t слоя металла (кобальт и хром) оценивается по осцилляциям Киссига, согласно данным статьи [21] по формуле:

$$2t(\sin\theta_{n+1} - \sin\theta_n) = \lambda, \tag{2}$$

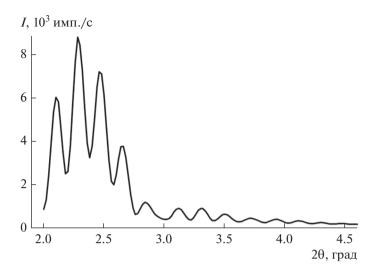


Рис. 4. Рентгенограмма системы Co/Cr/Si соответственно толщинами 6 нм/50 нм/0.4 мм при рассеянии на малые углы.

где $2\theta_n$ — угол, определяющий положение n-го экстремума на рис. 4. Оценки общей толщины металлической пленки по формуле (2) приблизительно по порядку дают величину 55 нм. Замечая, что каждый пятый минимум не является эквидистантным с остальными, можно получить приблизительную оценку слоя кобальта по формуле (2). Толщина слоя кобальта оценивается согласно формуле (2) приблизительно в 6.9 нм, и оценка ее имеет большую погрешность по сравнению с оценкой общей толщины.

В научной литературе приводятся также другие формулы, связывающие параметры осцилляций Киссига с толщиной металлической пленки. Из анализа положений экстремумов осцилляций Киссига может быть оценена толщина пленки *t* также согласно следующей формуле [22]:

$$\sin^2 \theta_n = n^2 \lambda^2 / 4t^2 + \sin^2 \theta_c, \tag{3}$$

где θ_n — угол, определяющий положение n-го максимума, n — порядковый номер максимума, θ_c — критический угол, от которого начинается отсчет порядкового номера максимума.

Для исключения неизвестных параметров строился график зависимости $\sin^2\theta_n$ от n^2 согласно формуле (3) и по наклону прямой оценивалась толщина металлической пленки. Оценка толщины металлических слоев, полученная по осцилляциям Киссига на основании выражения (3) с помощью быстрого Фурье-преобразования, дает соответственно для хрома 43.8 ± 4 нм, для кобальта — 8.1 ± 0.8 нм. Оценка общей суммарной толщины обоих слоев дает оценку — 52 ± 5 нм. Оценки по формулам (2) и (3) согласуются в пределах точности с величинами, полученными из технологических данных процессов магнетронного распыле-

ния (общая толщина — 56 нм, толщина слоя кобальта — 6 нм), а также с измерениями по поперечному сколу образцов Co/Cr/Si, представленному на рис. 16, который дает общую величину толщины пленки порядка 52 нм.

Полюсная фигура (110) для 50 нм пленки хрома со слоем кобальта 6 нм, осажденными последовательно на кремний, представлена на рис. 5а. В данном случае наклон оси текстуры слабый. Аппроксимация полюсной фигуры функцией псевдо-Фойгта показывает, что угол ее наклона от нормали к поверхности равен примерно 1°. Полюсная фигура (110) для пленки молибдена 50 нм со слоем кобальта 6 нм, осажденными на SiO₂, представлена на рис. 56 и показывает сравнительно слабую аксиальную текстуру (110). Аппроксимация дает значение угла наклона оси текстуры от нормали, равное 2°. Таким образом, сформированные методом магнетронного распыления текстуры для систем Co/Cr/Si и Co/Mo/SiO₂ имеют весьма слабое отклонение оси текстуры от вертикали.

Исследование магнитооптических свойств указанных трех типов структур представлено на рис. 6. Как это видно из рисунка, у образцов типа Co/W/SiO_2 отсутствует магнитная анизотропия, тогда как у образцов типа Co/Cr/Si, Co/Mo/SiO_2 постоянная анизотропии имеет порядок $K_{\text{u}}^{(\text{Co})} = 4 \times 10^5 \,\text{Дж/м}^3$, что характерно для кобальта.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Важным соотношением при разработке устойчивых систем магнитной памяти является следующее: $K_{\rm u}^{\rm (Co)} V > 40 k_{\rm B} T$ (см., например, [4]), обеспечивающее долговременное хранение информации,

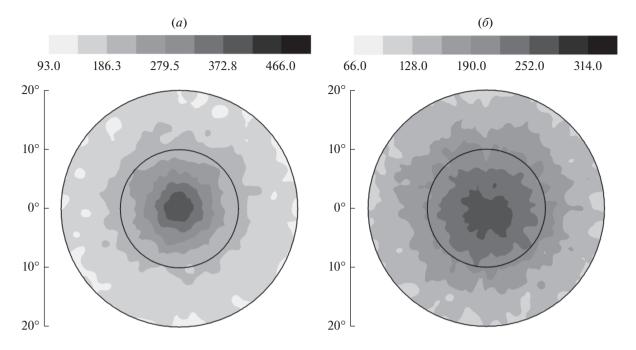


Рис. 5. Полюсная фигура для Co/Cr/Si (толщина Co - 6 нм, Cr - 50 нм) (a); полюсная фигура для Co/Mo/SiO₂ (толщина Co - 6 нм, Mo - 50 нм) (δ).

представленной в виде магнитных кластеров. Оценки по формуле $K_{\rm u}^{\rm (Co)} V > 40 k_{\rm B} T$ [4] дают для радиуса кристаллита r порядка 3 нм (диаметр — 6 нм) $K_{\rm u}^{\rm (Co)} = 4.4 \times 10^5~{\rm Дж/м^3} = 4.4 \times 10^6~{\rm эрг/см^3},~{\rm где}$ $V = (4\pi/3) \, r^3$.

В нашем случае область когерентного рассеяния (ОКР) для хрома (Ст) оценивается по порядку величины \sim 9 нм, а область когерентного рассеяния для молибдена (Мо) получается порядка \sim 12 нм, оцененные по методу аппроксимаций [19] (см. рис. 3a, δ). Эти величины (9, 12 нм) сравнимы с оценками размеров кристаллитов (6 нм), которые являются оптимальными для долговременного хранения информации в случае ферромагнитных материалов, представленной посредством магнитной записи [4]. Размеры кристаллитов, которые формируются при магнетронном распылении указанных металлов, имеют порядок ~10 нм. Увеличение размеров кристаллитов ведет к многодоменности магнитных областей [4] в случае ферромагнитных материалов. Для системы Co/Pd многодоменные структуры формируются при размерах d магнитных островков 5 мкм-50 нм, тогда как однодоменные структуры появляются при меньших $d \le 50$ нм размерах [4].

Отметим, что для формирования устойчивых, компактных, локализованных на нанометровых масштабах магнитных конфигураций (скирмионов) необходимо наличие перпендикулярной составля-

ющей намагниченности (см., например, [23]). Подбором соответствующих параметров (состава сплава, толщины пленки, соответствующего буферного слоя и др.) можно добиться в исследуемых в настоящей работе системах наличия перпендикулярной составляющей намагниченности [15, 16]. Требуются более детальные исследования в этой области, чтобы реализовать оптимальную технологию для формирования устойчивых при комнатной температуре магнитных конфигураций, локализованных на наномасштабах.

Важным фактом магнетизма пленок Со-W является значительная перпендикулярная составляющая в магнитной анизотропии, приводящая к "закритическому" магнитному состоянию [15]. Состояние с неколлинеарной магнитной структурой при толшинах тонкой магнитной пленки больше некоторой характерной величины часто называют "закритическим" или "страйп" состоянием [24]. Привлекательным в системе Со-W является зависимость магнитных свойств сплава от концентраций входящих в него компонентов, толщины магнитной пленки и типа интерфейса нижнего, буферного слоя [15]. Этот факт обуславливает выбор для исследования в настоящей работе всей группы металлов Сг, Мо, W с целью поиска оптимальных параметров системы с заданными магнитными свойствами и разработки технологии ее приготовления. Отметим, что имеется иная технология формирования магнитных пленок на основе Со-W, основанная на электрохимическом

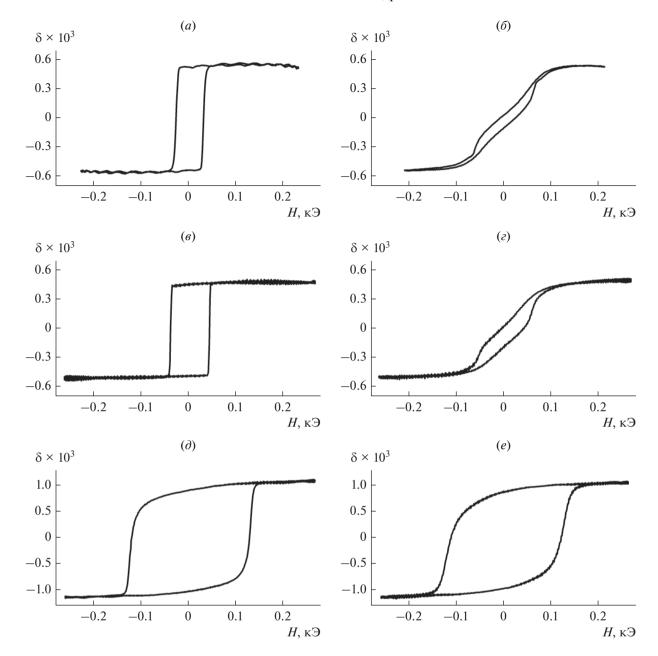


Рис. 6. Магнито-оптические петли гистерезиса в экваториальной конфигурации для образцов Co/Cr/Si (толщины: Co -6 нм, Cr -50 нм) (a, δ) , образцы Co/Mo/SiO $_2$ (толщины: Co -6 нм, Mo -50 нм) (a, ϵ) , образцы Co/W/SiO $_2$ (толщины: Co -6 нм, W -20 нм)) (a, ϵ) . Столбец слева - для осей легкого намагничивания, столбец справа - для осей тяжелого намагничивания.

осаждении (см., например, [25]), в отличии от описанного в работе [15] метода магнетронного распыления.

Для формирования скирмионов необходимо выполнение ряда физических условий. Как по-казали исследования [24, 25], параметрами, стабилизирующими формирование скирмионов, являются взаимодействие Дзялошинского-Мория (ДМ), анизотропия, обменная энергия, магнитостатическая энергия. Параметром,

описывающим относительный вклад взаимодействия ДМ, является следующий [26]:

$$k = \frac{D}{D_c} = \frac{\pi D}{4(AK_{\rm eff})^{1/2}},$$
 (4)

где D — параметр Дзялошинского-Мория, A — обменный параметр, D_c — критическое значение параметра ДМ, $K_{\rm eff} = K + K_d$, $K_{\rm eff}$ — эффективная константа анизотропии, K — константа анизотро-

пии, $K_d \sim \mu_0 M_s^2$, M_s — намагниченность насыщения, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \, \text{Гн/м}$ — магнитная постоянная. В тонких, магнитных многослойных пленочных системах подбором соответствующих параметров добиваются наличия существенного вклада ДМ взаимодействия [26]. Величину $K_{\rm eff}$, стоящую в знаменателе выражения (3), можно минимизировать посредством, в частности, уменьшения плотности магнитостатической энергии $E_{\rm st} = \mu_0 M_s^2/2$. Практически этого можно достигнуть путем подбора концентрации составляющих элементов в сплавах типа $Co_{100-x}W_x$ [15, 16]. Кроме того, в этих сплавах имеет место перпендикулярная поверхности пленки составляющая анизотропии, что также обеспечивает стабильность скирмионов [27, 28]. Существенными физическими величинами в этом случае являются свойства интерфейса и толщина магнитных пленок [24].

Направление оси анизотропии в системах на основе кобальта может быть различным. Технологические условия, среди которых можно выделить реализацию соотношения Питча-Шрадера (Pitsch-Schrader relationship) [3, 4], позволяют сформировать структуры с легкой осью магнитной анизотропии, лежащей в плоскости пленки кобальта. Этот факт широко используется для формирования записывающей магнитной среды с продольной намагниченностью. Соотношения Питча-Шрадера связывают определенные ориентации между граничащими слоями кобальта и хрома: $(11\overline{2}0)_{hcp} \| (001)_{bcc} \text{ и } [0001]_{hcp} \| [110]_{bcc} \text{ в "би-}$ кристалле" [3, 4]. Здесь аббревиатура *hcp* означает гексагональную плотно упакованную структуру (ГПУ), а аббревиатура bcc означает объемноцентрированную кубическую (ОЦК) решетку. Выполнение условий Питча-Шрадера приводят к хорошо известному соотношению для Co_{hcn} и Cr_{bcc}, обеспечивая направление оси легкого намагничивания (ОЛН) кобальта вдоль границы интерфейса Со/Ст.

При выполнении условий Питча-Шрадера ось легкого намагничивания для сплавов кобальта (Со) направлена вдоль двух направлений по отношению к ориентациям слоев атомов хрома (Сг) — вдоль Сг[110] и Сг[110], что приводит к формированию так называемого бикристалла (см., например, [3]). В исследуемом случае наносился слой чистого кобальта (толщиной 6 нм) на слой хрома (толщиной 50 нм) на кремниевой подложке. На представленном рис. 2 заметно преимущественное направление сформированной текстуры. Этот факт, по-видимому, определяет одноосную магнитную анизотропию в указанном образце с нанесенным сверху методом магнетронного распыления слоем кобальта. Подобного типа морфо-

логическая структура наблюдалась и у слоев молибдена (Мо толщиной 50 нм) на SiO₂, у которого также присутствовала одноосная магнитная анизотропия для нанесенных сверху слоев кобальта. Однако у слоев вольфрама (W толщиной 20 нм) на SiO₂ подобная морфологическая структура отсутствовала. Отсутствовала также и анизотропия магнитных свойств слоев напыленного методом магнетронного распыления кобальта. Кроме того, пленка W была сплошной, однако в матрице одной фазы присутствовали включения другой фазы на масштабах порядка 100 нм, и рентгеновские исследования зарегистрировали наличие двух фаз в пленке вольфрама (см., например, [18]). Все эти особенности морфологий различных сформированных структур представлены на рис. 2.

По сравнению со структурами на основе хрома и молибдена, структуры с нанесенным слоем вольфрама имеют неоднородную структуру (см. рис. 2). Вольфрам, в отличие от хрома и молибдена, имеет ряд особенностей в физических и химических свойствах, отмеченных в научной литературе. Как подчеркивалось в работе [29], вольфрам оказывается менее склонным, чем молибден, к образованию кластерных халькогенидов и халькогалогенидов, чего нельзя было ожидать, придерживаясь принципа простой аналогии в свойствах металлов одной группы. Такое положение объясняется меньшей изученностью к настоящему моменту химии вольфрама вообще, но с другой стороны, истоки отличий могут уходить в природу этих элементов, принадлежащих к разным *d*-переходным рядам [29]. Островковая структура формирования хрома на поверхности вольфрама отмечалась в работе [6], в которой приведены соответствующие фотографии поверхности структур со сформированными островками. В более ранних исследованиях также указывалось на разницу в поведении сплавов хрома с молибденом и сплавов хрома с вольфрамом [30]. При температурах 1700°C обе системы дают одинаковый результат в сплавах, тогда как при температурах ниже 1430°C система Cr-W распадается на два компонента с различными составами [28]. По этой причине структуры на основе вольфрама в настоящем исследовании представляют собой показательный пример того, как свойства материалов одной группы могут значительно отличаться друг от друга.

Отметим тот факт, что после отжига в вакууме при температуре 500° С в течение 30 мин структуры типа Co/Cr/Si стали магнитно однородными, то есть исчезла ось тяжелого намагничивания. Таким образом, имеется возможность управления магнитными свойствами исследуемых структур.

Таким образом, изготовление структур на основе сплавов кобальта с металлами группы хрома

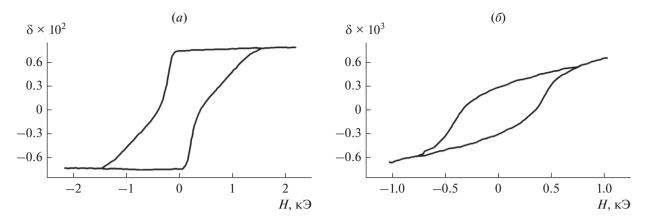


Рис. 7. Петля гистерезиса МОПЭК для многослойной пленки Co/Pt (a). Петля гистерезиса МОЭЭК для многослойной пленки Co/Pt при угле падения света 60° (δ).

(Сг, Мо, W), которые имеют ось анизотропии в плоскости пленки, хорошо изучено и технологически реализовано [3, 4]. Остается проблема реализации в этих соединениях перпендикулярной к поверхности пленки намагниченности [15]. Решение этой проблемы может быть представлено, в частности, методами электрохимического осаждения системы Со—W из соответствующих растворов [23].

Перпендикулярная плоскости пленки намагниченность была получена и исследована авторами в многослойных структурах со следующей конфигурацией слоев: $Al_2O_3(1 \text{ нм})/(Pt(0.5 \text{ нм})/Co(0.3 \text{ нм}))$ 10 слоев/Pt(0.5 нм)/кремниевая подложка. Проведенные исследования позволили оценить величину взаимодействия Дзялошинского-Мория (ДМ) в многослойной пленочной структуре Co/Pt. Вследствие интерфейсного взаимодействия ДМ образец обладал одноосной анизотропией с осью легкого намагничивания (ОЛН), ориентированной перпендикулярно плоскости. Намагничивание производилось двумя способами: в первом вдоль ОЛН, при этом измерялся полярный эффект Керра (МОПЭК), во втором – перпендикулярно ОЛН (в плоскости пленки), при этом измерялся экваториальный эффект Керра (МОЭЭК).

Для оценки постоянной взаимодействия ДМ исходим из соответствующего вклада в Гамильтониан взаимодействия между соседними спинами i-м i-м

$$H_{\rm DMI} = \vec{D}_{ij} \cdot \left[\vec{S}_i \times \vec{S}_j \right], \tag{5}$$

где \vec{D}_{ij} — постоянная взаимодействия ДМ размерности энергии, \vec{S}_i , \vec{S}_i — вектора соседних спинов.

Для слоистой системы Pt/Co/Pt с двумя атомными слоями Co соответствующая плот-

ность энергии определяется согласно следующему выражению:

$$E_{\rm DM} \approx -\left(D_{ij}^2 S^4\right) / \left(A t^2 a^2\right),\tag{6}$$

где D_{ij} — константа интерфейсного взаимодействия Дзялошинского-Мория размерности Дж, S — величина спина, A — параметр обменного взаимодействия, t — толщина пленки кобальта, a — межатомное расстояние для кобальта.

Результаты магнитооптических измерений при намагничивании в плоскости пленки (перпендикулярно ОЛН) и перпендикулярно ей (вдоль ОЛН) представлены на рис. 7. По петле гистерезиса для полярного эффекта определялась величина, соответствующая намагниченности насыщения. В эксперименте при намагничивании в плоскости (перпендикулярно ОЛН) путем линейной экстраполяции определялось поле, соответствующее насыщению. Приравнивая плотности энергий E_{\parallel} и E_{\perp} , получим:

$$E_{\rm DM} = -(M_s B_0 + \mu_0 M_s^2 / 2), \tag{7}$$

где M_s — намагниченность насыщения кобальта, B_0 — индукция поля, соответствующего намагниченности насыщения кобальта при намагничивании перпендикулярно ОЛН (поле анизотропии).

Из рис. 7 видно, что при намагничивании вдоль ОЛН величина МОПЭК, соответствующего намагниченности насыщения, составляет 0.0075, тогда как при намагничивании в перпендикулярном направлении величина МОЭЭК составляет 0.0006 в поле 1 кЭ. Принимая во внимание, что значения МОПЭК и МОЭЭК, соответствующие намагниченности насыщения, являются величинами одного порядка, линейно экстраполируем зависимость $\delta(H)$ на рис. 76 до значения 0.0075. В результате поле, соответствующее намагниченности насыщения, составит $H_0 \approx 12$ кЭ, что соответствует индукции $B_0 = 1.2$ Тл. На основании

формул (6) и (7) величина взаимодействия ДМ оценивается согласно выражению:

$$D_{ij} = \left(\frac{\mu_0 M_s^2 + 2M_s B_0}{2} \frac{A a^2 t^2}{2S^4}\right)^{1/2}.$$
 (8)

Подставляя в формулу (8) значения: $\mu_0 M_s =$ = 1.83 Тл, $B_0 \approx 1.2$ Тл, $A = 1.3 \times 10^{-11}$ Дж/м, $a \approx$ ≈ 0.22 нм. t = 0.5 нм — толицина пленки. $S \approx 3/2$. получим для величины постоянной взаимодействия Дзялошинского-Мория — $D_{ij} \approx 2.0 \times$ $\times 10^{-22}$ Дж = 1.3 мэВ. Для сопоставления с экспериментальными данными, приведенными в научной литературе, удобнее от значения D_{ii} для постоянной взаимодействия ДМ, определяющей влияние соседних спинов, перейти к значениям D, определяющим плотность энергии на единицу поверхности. Для этого воспользуемся тем, что концентрация атомов в твердом теле определяется согласно $n \sim 5 \times 10^{28} - 10^{29} \,\mathrm{m}^{-3}$, при этом поверхностная концентрация атомов соответствует $n_{\rm S} \sim 3.6 \times 10^{18} - 2.1 \times 10^{19} \ {\rm m}^{-2}$. Умножая полученную из формулы (8) оценку на соответствующие значения $n_{\rm S}$, получаем для константы взаимодействия ДМ: $D \sim 0.72-4.3$ мДж/м². Полученная оценка хорошо согласуется с оценками, приведенными в научной литературе (см., например, [23, 28]). В работе [23] приведена оценка $D \sim 0.19 \pm 0.05 \text{ мДж/м}^2$ для многослойной системы Pt/Co/W, при этом подчеркивается, что это значение занижено ввиду достаточно толстого слоя кобальта (порядка 2 нм) в то время как наша оценка соответствует двум атомарным слоям. В работе [28] приведена оценка для системы Pt/Co/Pt $D \sim 3$ мДж/м², которая хорошо согласуется с нашей оценкой на основе магнитооптических измерений.

Целью настоящего исследования является поиск возможностей создания структур с перпендикулярной к поверхности анизотропией. Разработка технологических методов создания структур с перпендикулярной анизотропией позволит продвинуться в области реализации систем магнитной памяти на локализованных магнитных вихрях, свойства которых исследовались в работах [31, 32]. Одним из направлений поисков формирования устойчивых магнитных вихревых структур является создание сложного рельефа различной кривизны, что способствует появлению эффективных сил, эквивалентных необходимым для поддержания устойчивого вихревого состояния [31–33]. Сочетание возможностей технологического синтеза материалов, имеющих перпендикулярную к поверхности анизотропию, с формированием структур с искривленной геометрией соответствующей кривизны позволит существенно продвинуться на пути реализации магнитной памяти и логических элементов на скирмионах.

выводы

Магнетронным распылением сформированы различные типы многослойных структур с различными буферными слоями, состоящие из поверхностного слоя кобальта, напыленного на пленки хрома (Co/Cr/Si), молибдена (Co/Mo/SiO₂), вольфрама (Co/Mo/SiO₂) различной толщины и морфологии. Полученные образцы исследовались посредством сканирующей электронной микроскопии, которая показала однородность морфологии поверхности для подложек с хромом, молибденом и неоднородность слоев с вольфрамом. Проведен рентгеноструктурный анализ сформированных структур, который показал однородность слоев хрома, молибдена и неоднородность слоев вольфрама по фазовому составу. На рентгенограммах обнаружены осцилляции Киссига, которые свидетельствуют о хорошей однородности сформированных пленок на основе хрома и молибдена. Анализ осцилляций позволил определить толщины нанометровых размеров для отдельных металлических слоев. Полюсные фигуры показывают отклонение оси текстуры от нормали к поверхности порядка $1^{\circ}-2^{\circ}$ для систем кобальт/хром, кобальт/молибден. Проведенные исследования магнитооптических свойств сформированных структур обнаруживают анизотропию магнитных свойств систем кобальт/хром, кобальт/молибден и отсутствие таковой у системы кобальт/вольфрам. Проведены оценки физических параметров, важных для формирования магнитной памяти на основе указанных систем, таких как размер металлических кристаллитов, направление их ориентации, фазовый состав металлических пленок. В многослойных структурах на основе нанослоев кобальта и платины обнаружена и исследована магнитооптическими методами перпендикулярная поверхности анизотропия магнитных свойств. На основе магнитооптических измерений проведены оценки постоянной взаимодействия Дзялошинского-Мория, которые показали хорошее соответствие данным, имеющимся в научной литературе. Полученные в работе результаты позволяют понять направление исследований для осуществления синтеза систем с перпендикулярной поверхности магнитной анизотропией, что необходимо для создания магнитной памяти на локализованных магнитных конфигурациях (скирмионах).

Авторы декларируют отсутствие конфликта интересов.

Авторы выражают искреннюю признательность И.И. Амирову за помощь в изготовлении структур, В.В. Наумову за нанесение пленок.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ЯФ ФТИАН им. К.А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме № FFNN-2022-0018 "Фундаментальные и поисковые исследования в области создания приборных структур и активных сред для хранения информации на основе элементов спинтроники и мемристорного эффекта" с использованием оборудования Центра коллективного пользования "Диагностика Микро- и Наноструктур".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Kaloyeros A.E., Pan Y., Goff J., Arkles B.* Cobalt thin films: trends in processing technologies and emerging applications // ECS Jour. Sol. State Sci. Techn. 2019. V. 8(2). P. 119–152.
- 2. Zanders D., Liu J., Obenluneschloss J., Bock C., Rogalla D., May L., Nolan M., Barry S.T., Devy A. Cobalt metal ALD: Understanding the mechanism and role the zinc alkyl precursors as reductant for low-resistivity Co thin films // Chem. Mater. 2021. V. 33. P. 5045–5057.
- 3. Wang S.X., Taratorin A.M. Magnetic information storage technology // Academic Press. London, UK, 1999.
- 4. *Krishnan K.M.* Fundamentals and applications of magnetic materials. Oxford University Press. NY, USA. 2016. 794 p.
- Rotenberg E., Freelon B.K., Koh H., Bostwick A., Rossnagel K., Schmid A., Kevan S.D. Electron states and spin density wave phase diagram in Cr(110) films // New Journal of Physics. 2005. V. 7. P. 114.
- 6. *Maurer T.* Ladungsdichtemodulationen an unterschiedlichen Probensystemen: Chrom an Wolfram (110), Irridiumditellurid und Eisen auf Rhodium, Dissertation zur Erlangung des naturwissenschaftlichen Doktorgrades der Julius-Maximilians-Universitat Wurzburg, Wurzburg, 2015, 102 S.
- 7. *Blundell S.* Magnetism in Condensed Matter. Oxford University Press Inc. Oxford, NY. 2001. 238 p.
- 8. Subhan M.K.B., Suleman A., Moore G., Phu P., Hoesch M., Kurebayashi H., Howard C.A., Schofield S.R. Charge density waves in electron-doped molybdenum disufide // Nano Lett. 2021. V. 21. P. 5516—5521.
- 9. *Kimball J.C., Falikov L.M.* Antiferromagnetism in an chromiumlike itinerant-electron model // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. № 21. P. 1164–1166.
- 10. Tsunoda Y., Kunitomi N., Teraoka Y., Kanamori Y. Strain wave in pure chromium // Sol. State Commun. 1974. V. 14. P. 287–289.
- 11. *Hill J.P., Helgesen G., Gibbs D.* X-ray scattering study of charge- and spin-density waves in chromium // Phys. Rev. B. 1995. V. 51. № 16. 10336–10344.
- 12. Hu Y., Zhang T., Zhao D., Chen C., Ding S., Yang W., Wang X., Li C., Wang H., Feng D., Zhang T. Real-space observation of incommensuarate spin density wave and

- coexisting charge density wave on Cr (001) surface // Nature Commun. 2022. V. 13. P. 445.
- 13. *Mattheiss L.F.* Fermi surface in tugsten // Phys. Rev. 1965. V. 139. № 6A. P. A1893–A1904.
- Булаевский Л.Н. Структурные переходы с образованием волны зарядовой плотности // УФН. 1976.
 Т. 120. Вып. 2. С. 259—271.
- Васьковский В.О., Волочаев М.Н., Горьковенко А.Н., Кравцов Е.А., Лепаловский В.Н., Фещенко А.А. Структурные особенности и магнитные свойства пленок Co–W // ФТТ. 2021. Т. 63. Вып. 7. С. 915—922.
- 16. Vas'kovskii V.O., Gor'kovenko A.N., Adanakova O.A., Svalov A.V., Kulesh N.A., Stepanova E.A., Kudjukov E.V., Lepalovskii V.N. Spontaneous reorientation in Gd—Co amorphous films // Phys. Metals and Metallography. 2019. V. 120. № 11. P. 1055—1062.
- 17. Бучин Э.Ю., Ваганова Е.И., Наумов В.В., Папорков В.А., Проказников А.В. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 13. С. 8—17.
- 18. *Karabacak T., Mallikarjunan A., Singh J.P., Ye D., Wang G.-C., Lu T.-M.* β-phase tungsten nanorod formation by oblique-angle deposition. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 83. № 15. P. 3096–3098.
- 19. De Keijser Th.T., Langford J.I., Mittemeijer E.J., Vogels A.B.P. Use of the Voigt function in a single-line method for the analysis of X-ray diffraction line broadening // J. Appl. Cryst. 1982. V. 15. P. 308–314.
- 20. *Kiessig H*. Interferenz von Roentgen Strahlen an dünnen Schichten // Annalen der Physik. 1931. B. 10. H. 7. S. 51–788.
- 21. Poulopoulos P., Grammatikopoulos S., Trachylis D., Bissas G., Dragatsikas I., Velgakis M.J., Politis C. Growth and optical properties of microcrystalline titania films for optoelectronics and photovoltaics // Journ. Surf. Interf. Mater. 2015. V. 3. P. 52–59.
- 22. *Miller A.M., Lemon M., Choffel M.A., Rich S.R., Harvel F., Johnson D.C.* Extracting information from X-ray diffraction patterns containing Laue oscillations // Zeitschrift für Naturforschung B. 2022. V. 77(4–5)b. P. 313–322.
- 23. Lin T., Liu H., Poellath S., Zhang Y., Ji B., Lei N., Yun J.J., Xi L., Yang D.Z., Xing T., Wang Z.L., Sun L., Wu Y.Z., Yin L.F., Wang W.B., Shen J., Zweck J., Back C.H., Zhang Y.G., Zhao W.S. Observation of room-temperature magnetic skyrmions in Pt/Co/W structures with large spin-orbit coupling. // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. P. 174425.
- 24. *Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш.* Физические свойства и применение магнитных пленок. Наука. Новосибирск. 1975. 223 с.
- 25. *Tsyntsaru N*. Electrodeposition of cobalt-tungsten alloys and their application for surface engineering. // Russian Journ. Electrochem. 2016. V. 52. № 11. P. 1041–1047.
- 26. Bogdanov A., Hubert A. The properties of isolated magnetic vortex // Phys. Stat. Sol. (b). 1994. V. 186. P. 527–543.
- 27. Zang J., Cros V., Hoffmann A. (eds). Topology in Magnetism. Springer series in Solid State Science. V. 192.

- Springer International Company. 2018. Springer. Schwitzerland. 416 p.
- 28. *Tejo F., Riveros A., Escrig J., Guslienko K.Y., Chubykalo-Fesenko O.* Distinct magnetic field dependence of Neel skyrmion sizes in ultrathin nanodots // Sci. Reports. 2018. V. 8. P. 6280.
- 29. Федоров В.Е. Халькогениды и халькогалогениды ниобия, молибдена, вольфрама и рения со связями металл-металл (синтез, строение, свойства). Автореферат на соискание ученой степени доктора химических наук. Новосибирск, 1990.
- 30. *Trzebiatovski W., Ploszek H., Lobzovski J.* X-ray analysis of chromium-molibdenum and chromium-tungsten alloys. // Analytical Chemistry. 1947. V. 19. № 2. P. 93–95.

- 31. *Prokaznikov A.V., Paporkov V.A.* Study of the Magneto-optical properties of structures on curved surfaces for creating memory elements on magnetic vortices // Russian Micrielectronics, 2020. V. 49. № 5. P. 358–371.
- 32. *Prokaznikov A.V., Paporkov V.A., Chirikov V.A.* Controlling the Position of a Magnetic Vortex on a Nanostructured Surface in Magnetic Memory Elements // Russian Micrielectronics. 2022. V. 51. № 1. P. 1–15.
- 33. *Prokaznikov A.V., Paporkov V.A.* Magnetooptical response of metallized nanostructural arrays with a complex relief on the surface of silicon wafers // Russian Micrielectronics. 2019. V. 48. № 1. P. 43–58.