

Магнитные и магнитооптические свойства эпитаксиальных пленок кобальта, выращенных на гофрированной поверхности CaF_2/Si

© Б.Б. Кричевцов, А.К. Кавеев, А. Баланев, Н.С. Соколов, J. Camarero*, R. Miranda*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Departamento de Fisica de la Materia Condensada y Instituto de Materiales „Nicolas Carbera“,
Universidad Autonoma de Madrid,
28049 Madrid, Spain

E-mail: Boris@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 16 октября 2006 г.)

Приведены результаты исследования магнитных свойств гетероструктур $\text{CaF}_2/\text{Co}/\text{CaF}_2(110)/\text{Si}(001)$, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии и имеющих гофрированную поверхность буферного слоя CaF_2 . Оптические и магнитооптические свойства исследованных структур отражают C_{2v} -симметрию поверхности гофрированной структуры. Изучение петель гистерезиса с помощью меридионального и экваториального магнитооптических эффектов Керра при наклонном падении, а также магнитооптических явлений в отражении при падении света, близком к нормальному, показало, что присутствие гофрированной структуры поверхности приводит к оптической и магнитооптической анизотропии. Процесс намагничивания таких структур в широком диапазоне магнитных полей происходит путем когерентного вращения намагниченности. Магнитная анизотропия структур описывается при учете гауссовского распределения осей легкого намагничивания в гранулах кобальта вокруг направления, параллельного направлению канавок. Показано, что асимметрия петель гистерезиса поворота плоскости поляризации, наблюдаемая при наклонном и нормальном падении света, связана с проявлением квадратичных по магнитному моменту вкладов в эффективную диэлектрическую проницаемость пленок.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-02-16451), а также программ Российской академии наук „Влияние атомно-кристаллической и электронной структуры на свойства конденсированных сред“ и „Спинтроники“.

PACS: 75.30.Gw, 78.20.Ls, 75.70.Cn, 75.60.Ej

В настоящее время большой интерес вызывает изучение упорядоченных магнитных наноструктур, таких как массивы точек или проводов, которые рассматриваются в качестве перспективных материалов для создания систем памяти высокой плотности и элементной базы спинтроники. Для создания таких наноструктур применяются различные методы, описание которых можно найти в обзоре [1]. Одним из направлений в этой области является использование подложек, в которых с помощью технологических приемов формируется гофрированная структура поверхности. Преимуществом этого направления является возможность создавать самоорганизующиеся упорядоченные массивы наночастиц такого размера, который пока недоступен методам фото-, рентгеновской и электронной литографии. В работах [2–4] гофрированные структуры были получены на поверхности монокристаллов NaCl с помощью отжига в вакууме. При использовании различных кристаллографических ориентаций монокристаллов в качестве подложек были синтезированы системы наноразмерных магнитных линий и точек. В [5] магнитные структуры создавались на гофрированной поверхности $\text{Ru}(0001)$. Гофрировка поверхности возникала в результате механической полировки. Полученные в [2–5] структуры обладали магнитной анизотропией в плоскости пленки.

Исследование магнитных и оптических свойств сплошных пленок, выращенных на наноразмерных гофрированных структурах, представляет интерес как для изучения влияния упорядоченных шероховатостей поверхности на процессы намагничивания и оптическую анизотропию, так и для исследования изменений магнитных свойств при переходе от системы отдельных нанонитей к системе связанных нитей и далее к сплошной пленке. В данной работе приводятся результаты исследования магнитных, оптических и магнитооптических свойств пленок кобальта, выращенных на подложках кремния Si , покрытых буферным слоем CaF_2 . Присутствие буферного слоя CaF_2 на поверхности кремния предотвращает прохождение в процессе роста химической реакции с образованием силицидов кобальта и позволяет выращивать монокристаллические пленки кобальта. Исследования морфологии структур $\text{CaF}_2(110)/\text{Si}(001)$ проводились в [6,7]. При определенных условиях роста CaF_2 и ориентации подложки Si поверхность буферного слоя является фасетированной, т.е. состоящей из упорядоченного набора канавок. Нанесение кобальта на такую поверхность в зависимости от количества напыляемого вещества позволяет создавать системы упорядоченных островков кобальта размерами порядка нескольких нанометров, системы упорядочен-

ных проводов, а также сплошные пленки с гофрированной поверхностью. Используемые в данной работе эффективные толщины слоев кобальта соответствуют случаю сплошной пленки на гофрированной поверхности. В таких структурах наблюдаются достаточно большие по величине магнитооптические явления, позволяющие проводить исследования при $T = 294$ К. Для сравнения мы исследовали также пленки кобальта, выращенные на подложках $\text{CaF}_2(100)/\text{Si}(111)$, в которых гофрировка поверхности буферного слоя отсутствовала.

1. Образцы и методы исследования

Для приготовления пленок с гофрированной поверхностью использовались полированные подложки Si, вырезанные в плоскости (001). На них с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии в сверхвысоком вакууме выращивался буферный слой CaF_2 . Рост CaF_2 происходил при температуре $750\text{--}800^\circ\text{C}$. В этих условиях CaF_2 кристаллизуется таким образом, что одно из направлений типа $\langle 110 \rangle$ ориентировано перпендикулярно поверхности подложки, а другое расположено в плоскости параллельно одной из осей типа $\langle 110 \rangle$ подложки кремния, о чем свидетельствуют результаты рентгенодифракционных исследований [6,7]. Выбор одного из двух возможных направлений типа $\langle 110 \rangle$ на поверхности Si(001) определяется небольшим отклонением физической плоскости подложки от кристаллографической плоскости (001). Буферный слой с гофрированной поверхностью имеет систему канавок, ориентированных вдоль направления $[1\text{--}10]$ слоя CaF_2 . Боковые стенки канавок фасетированы плоскостями типа $\{111\}$ так, что угол между ними составляет $\sim 110^\circ$, а средняя высота гофра при использовании описанных условий роста — $\sim 10\text{--}20$ nm. При увеличении температуры роста до 850°C средняя высота гофра может быть заметно увеличена и достигать величины $\sim 100\text{--}150$ nm. На рис. 1 представлены типичные профили поверхности структур $\text{CaF}_2/\text{Si}(100)$ с различной высотой гофра, полученные с помощью атомно-силового микроскопа.

Рост кобальта на CaF_2 имеет островковый характер, что связано со значительно большей величиной свободной энергии поверхности кобальта ($W = 2500\text{--}2900$ erg/cm²) по сравнению с поверхностью (111) CaF_2 ($450\text{--}550$ erg/cm²). На начальных стадиях роста образуются отдельные островки. Затем их количество увеличивается, и образуется система квазинитей кобальта. При последующем росте кобальт покрывает всю поверхность, морфология которой тем не менее отражает присутствие гофра буферного слоя. Для защиты от окисления слой кобальта покрывался пленкой CaF_2 толщиной около десяти монослоев. На рис. 2, *a* показана полученная с помощью атомно-силового микроскопии морфология поверхности слоя кобальта на образце, выращенном при температуре $T = 100^\circ\text{C}$. Отчетливо видна анизотропия поверхности, вызванная гофрировкой

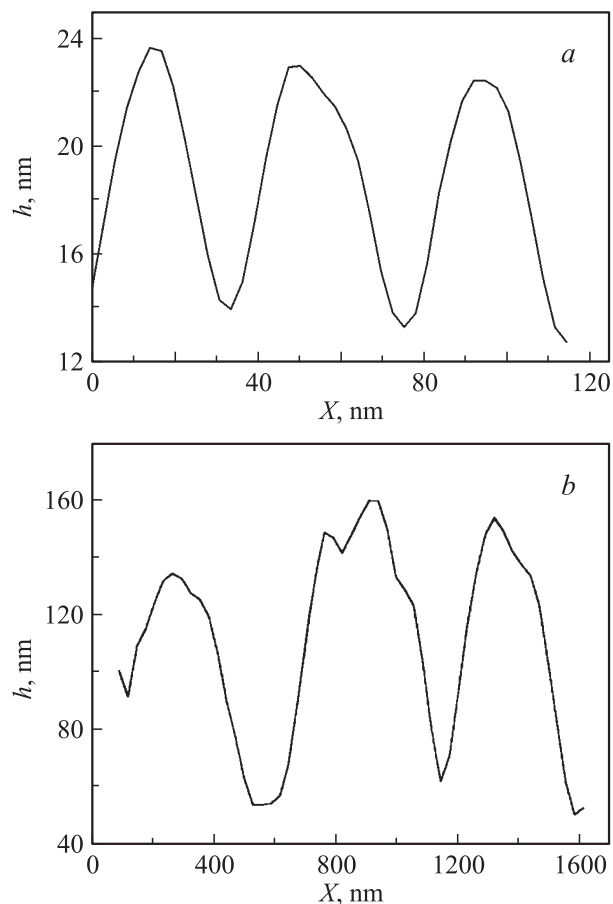


Рис. 1. Типичные профили структур $\text{CaF}_2/\text{Si}(100)$ с гофрированной поверхностью, полученные с помощью атомно-силового микроскопа. Высота гофра $h \sim 10$ (a) и ~ 100 nm (b).

поверхности буферного слоя $\text{CaF}_2(110)$, а также гранулярная структура пленки, связанная с различием в свободных энергиях поверхности кобальта и флюорита. Видимый размер гранул кобальта составляет ≈ 20 nm, что несколько превосходит латеральное разрешение микроскопа, определяемое остротой иглы кантилевера. Точечные рефлексы на картине дифракции быстрых электронов, представленной на рис. 2, *b*, указывают на наличие эпитаксиального роста кобальта, при котором плоскость $(110)_{\text{Co}}$ соответствует плоскости $(110)_{\text{CaF}_2}$, а направление $[-110]_{\text{Co}}$ соответствует направлению $[-110]_{\text{CaF}_2}$. В то же время присутствие относительно слабых дуг на этой картине показывает наличие разориентированных гранул или, другими словами, поликристаллической составляющей слоя кобальта. Было замечено, что в слоях, выращенных при температурах $150\text{--}200^\circ\text{C}$, она практически отсутствует. В таблице представлены основные параметры исследованных структур. Как показали результаты измерений методами дифракции быстрых электронов и EXAFS [8,9], на поверхности CaF_2 в основном ($\sim 90\%$) присутствует кобальт, кристаллизованный в метастабильной кубической границен-

Параметры исследованных пленок

Номер структуры	Состав и ориентация	Средняя толщина Co , nm	Средняя высота гофра, nm	Оптическая анизотропия B_i , deg
5404	$CaF_2(110)/Si(100)$	—	30	0.25
5402	$CaF_2(110)/Si(100)$	—	120	0.9
5349	$Co/CaF_2(110)/Si(100)$	30	20	2.5
5408	$Co/CaF_2(110)/Si(100)$	30	70	10
5315	$Co/CaF_2(111)/Si(111)$	15	—	0.03

трированной модификации. Ориентация кристаллографических направлений решетки кобальта совпадает с соответствующими направлениями решетки CaF_2 .

Петли магнитного гистерезиса в структурах исследовались с помощью магнитооптического эффекта Керра. Для этого использовались две магнитооптические установки. Одна позволяла одновременно измерять петли гистерезиса меридионального (МЭК) и экваториального (ЭЭК) эффектов Керра в диапазоне магнитных полей

до 2 кОе [10]. С помощью другой исследовался МЭК и магнитооптические явления при нормальном падении света в полях до 15 кОе [11]. Чувствительность измерений поворотов плоскости поляризации составляла $\sim 10''$. Магнитное поле H прикладывалось в плоскости пленки и в плоскости падения света. Угол падения φ выбирался в интервале от 0 до 60° . Измерения проводились в P -поляризации падающего света. Источником света служил гелий-неоновый лазер на длине волны 633 nm. При измерениях азимутальных зависимостей пленка поворачивалась в зазоре магнита вокруг нормали к поверхности с точностью 0.1° . Все измерения проводились при температуре 294 К.

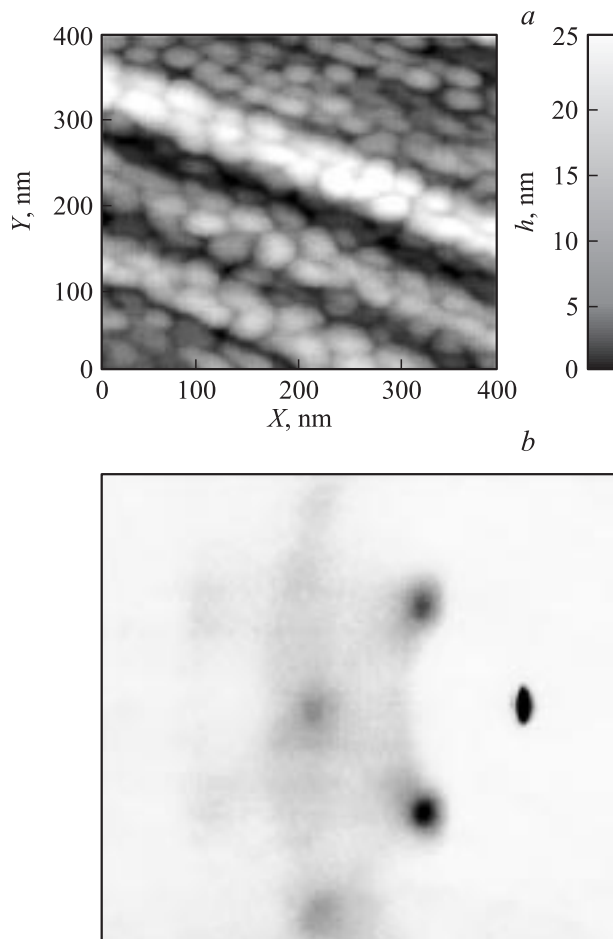


Рис. 2. *a*) Морфология поверхности слоя кобальта, выращенного на $CaF_2(110)/Si(001)$ при температуре $T = 100^\circ C$. *b*) Картина дифракции быстрых электронов, полученная для образца № 5349 при энергии электронов 15 keV и азимуте электронного луча, перпендикулярном направлению гофра CaF_2 .

2. Результаты эксперимента

Структуры с гофрированной поверхностью CaF_2 обладают сильной оптической анизотропией. Зависимости угла поворота плоскости поляризации α отраженного света от угла ξ между поляризацией падающего света E_{in} и направлением канавок u в отсутствие магнитного поля описываются функцией $\alpha(\xi) = B_i \sin 2\xi$, где i обозначает номер структуры (см. таблицу). Величина B_i зависит от высоты гофра и состава структуры. В структурах, содержащих кобальт (структуры № 5349 и 5408), и в структурах без кобальта (структуры № 5404 и 5402) параметр B_i в пленках с высотой гофра $h \sim 150$ nm оказывается примерно в 4 раза больше, чем в пленках с гофром высотой $h \sim 20$ nm. Если же сравнивать пленки с одинаковой высотой гофра (№ 5404 и 5349 или № 5402 и 5408), отличающиеся наличием или отсутствием кобальта на поверхности CaF_2 , видно, что при напылении кобальта величина параметра B_i увеличивается примерно на порядок. В пленках, выращенных на изотропных подложках $CaF_2(111)/Si(111)$ (структура № 5315), диапазон изменений $\alpha(\xi)$ существенно меньше, чем в гофрированных структурах, и не превышает $\sim 2'$.

На рис. 3 представлены петли гистерезиса, полученные при одновременном измерении полевых зависимостей МЭК и ЭЭК в структуре № 5349 при различных значениях азимута пленки ξ ($\xi = 0^\circ$ соответствует $u \parallel H$). При направлении магнитного поля вдоль направления гофра u ($\xi = 0^\circ$) ЭЭК отсутствует, а петля гистерезиса МЭК имеет вид, близкий к прямоугольному.

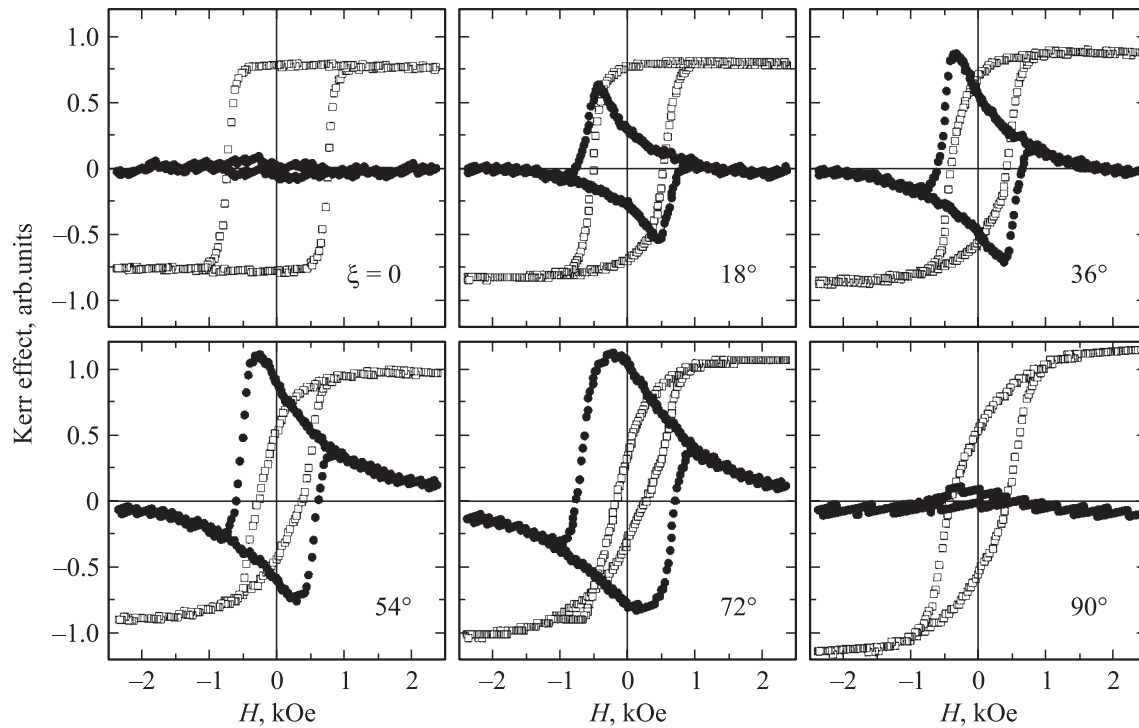


Рис. 3. Петли гистерезиса меридионального (квадраты) и экваториального (кружки) эффекта Керра в структуре № 5349 при различных углах ξ между направлениями \mathbf{u} и \mathbf{H} . Величины МЭК и ЭЭК нормированы к их максимальным значениям при $\xi = 72^\circ$.

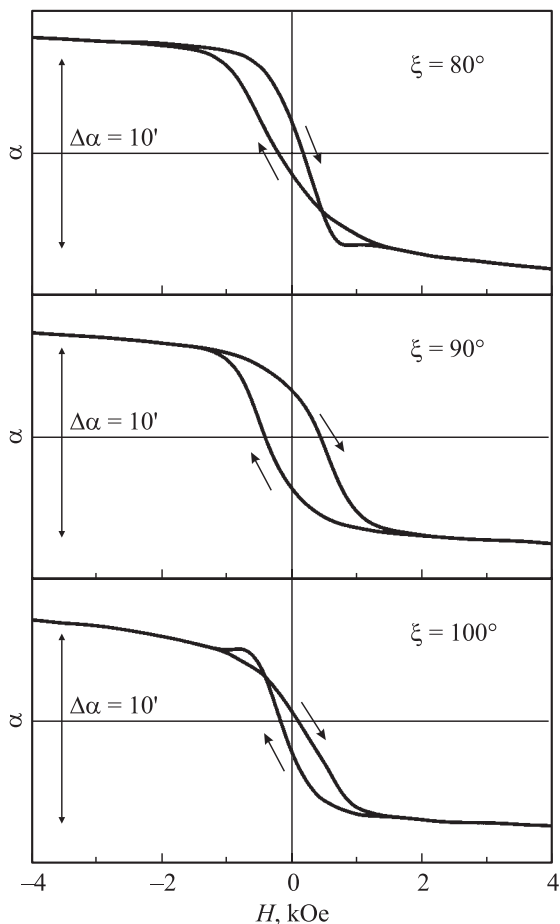


Рис. 4. Петли гистерезиса МЭК в структуре № 5349 при значениях $\xi = 80, 90$ и 100° и угле падения $\varphi = 45^\circ$.

При увеличении угла между направлением магнитного поля \mathbf{H} и направлением канавок \mathbf{u} петля МЭК постепенно сужается и появляется петля гистерезиса ЭЭК. При приближении направления \mathbf{u} к направлению, перпендикулярному \mathbf{H} , величина ЭЭК увеличивается, но при значении $\xi = 90^\circ$ ЭЭК исчезает.

Петли гистерезиса МЭК при значениях ξ , близких к 90° ($\xi \sim 80$ или 100°), обладают выраженной асимметрией, однако при значении $\xi = 90^\circ$ петля симметрична. На рис. 4 представлены петли гистерезиса в структуре № 5349 при указанных значениях ξ . Пересечение ветвей прямого и обратного хода петли при $\xi = 80^\circ$ наблюдается в магнитном поле $H = 0.5$ kOe. В отличие от этого при $\xi = 100^\circ$ такое пересечение происходит при $H = -0.5$ kOe. Поворот пленки на 180° не изменяет асимметрии петли, т.е. петля, наблюдаемая при $\xi = 80^\circ$, совпадает с петлей для $\xi = 260^\circ$, а при $\xi = 100^\circ$ — с петлей для $\xi = 280^\circ$. Асимметрия петель при значениях ξ , близких к 90° , проявляется также и в структуре № 5408.

На рис. 5 представлены угловые зависимости коэрцитивного поля H_c и остаточной намагниченности M_{rem} , полученные из полевых зависимостей МЭК, для структур № 5349 и 5408. Видно, что зависимости в этих структурах подобны. Величина H_c в структуре № 5408 оказывается примерно на 20% больше, чем в структуре № 5349. В пленках, выращенных на подложках $\text{CaF}_2(111)/\text{Si}(111)$, H_c и M_{rem} практически не зависят от ориентации пленки относительно магнитного по-

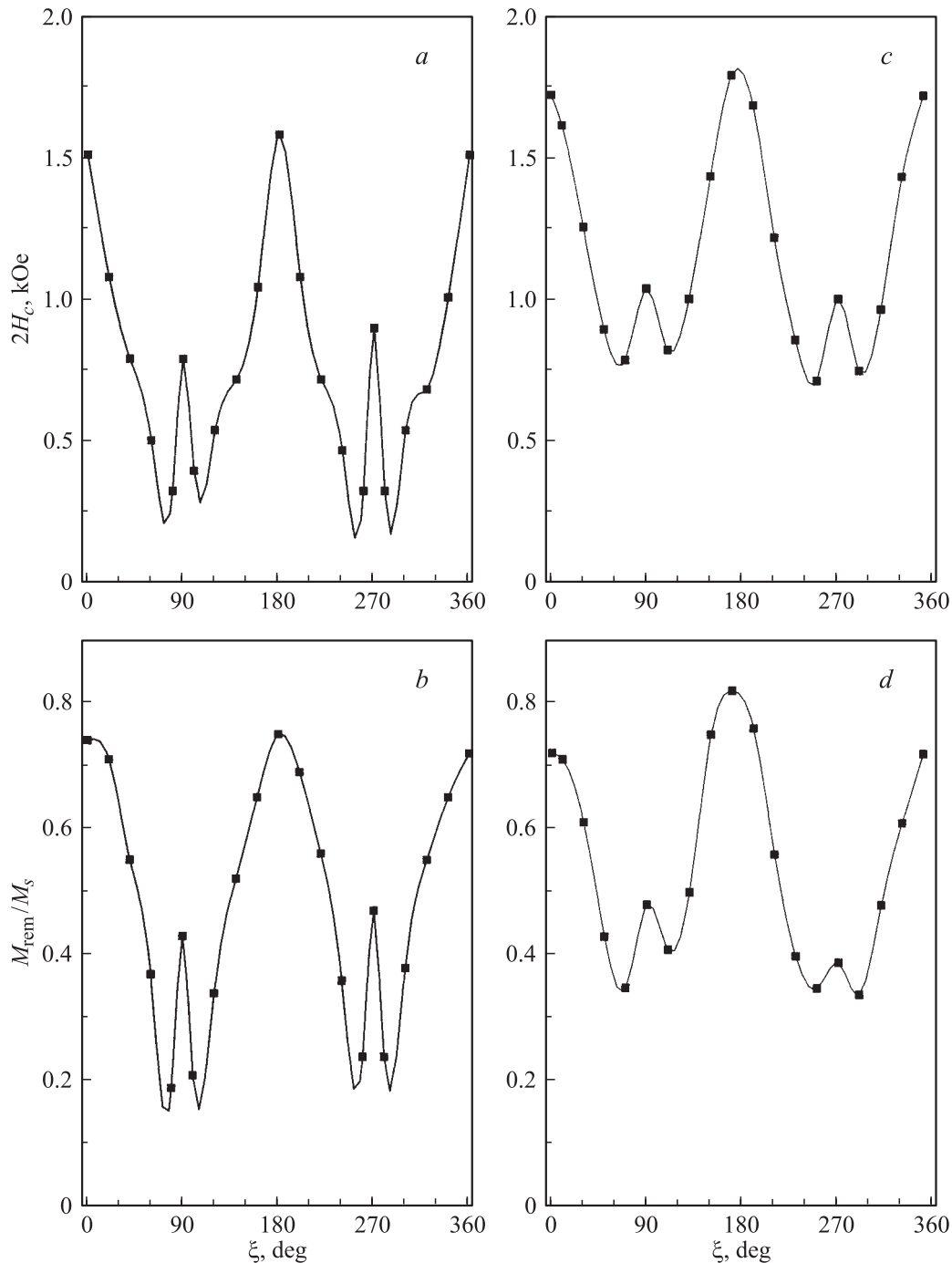


Рис. 5. Зависимости коэрцитивного поля H_c (a, c) и остаточной намагниченности M_{rem} (b, d) от угла ξ в структурах № 5349 (a, b) и 5408 (c, d), полученные из измерений МЭЖ. Для удобства восприятия точки соединены сплошными линиями.

ля и имеют характерные величины $2H_c \sim 0.4$ kOe и $M_{rem}/M_s \sim 0.5$.

Рис. 6 иллюстрирует процесс образования петли МЭЖ для случаев $\mathbf{H} \parallel \mathbf{u}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{u}$ на примере структуры № 5349. В этих измерениях начальное поле H_{start} соответствовало насыщенному состоянию пленки в направлении приложенного поля ($\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}_{start}$). Затем магнитное поле изменялось до величины H_{fin} и после этого снова возвращалось к значению H_{start} . На рис. 6 представлены

петли гистерезиса, получаемые при различных значениях полей H_{start} и H_{fin} . В случае $\mathbf{H} \parallel \mathbf{u}$ (петли прямоугольного типа на рис. 6, a, b) петля на зависимости $\alpha(H)$ не появляется до величины $H_{fin} = \pm 0.7$ kOe (знаки + и - соответствуют отрицательному и положительному значению H_{start}). При увеличении H_{fin} выше этого значения начинается образование петли, которое заканчивается при $H_{fin} \sim \pm 1.2$ kOe. При $\mathbf{H} \perp \mathbf{u}$ (рис. 6, c, d) образование петли начинается при $H_{fin} = \pm 0.4$ kOe и

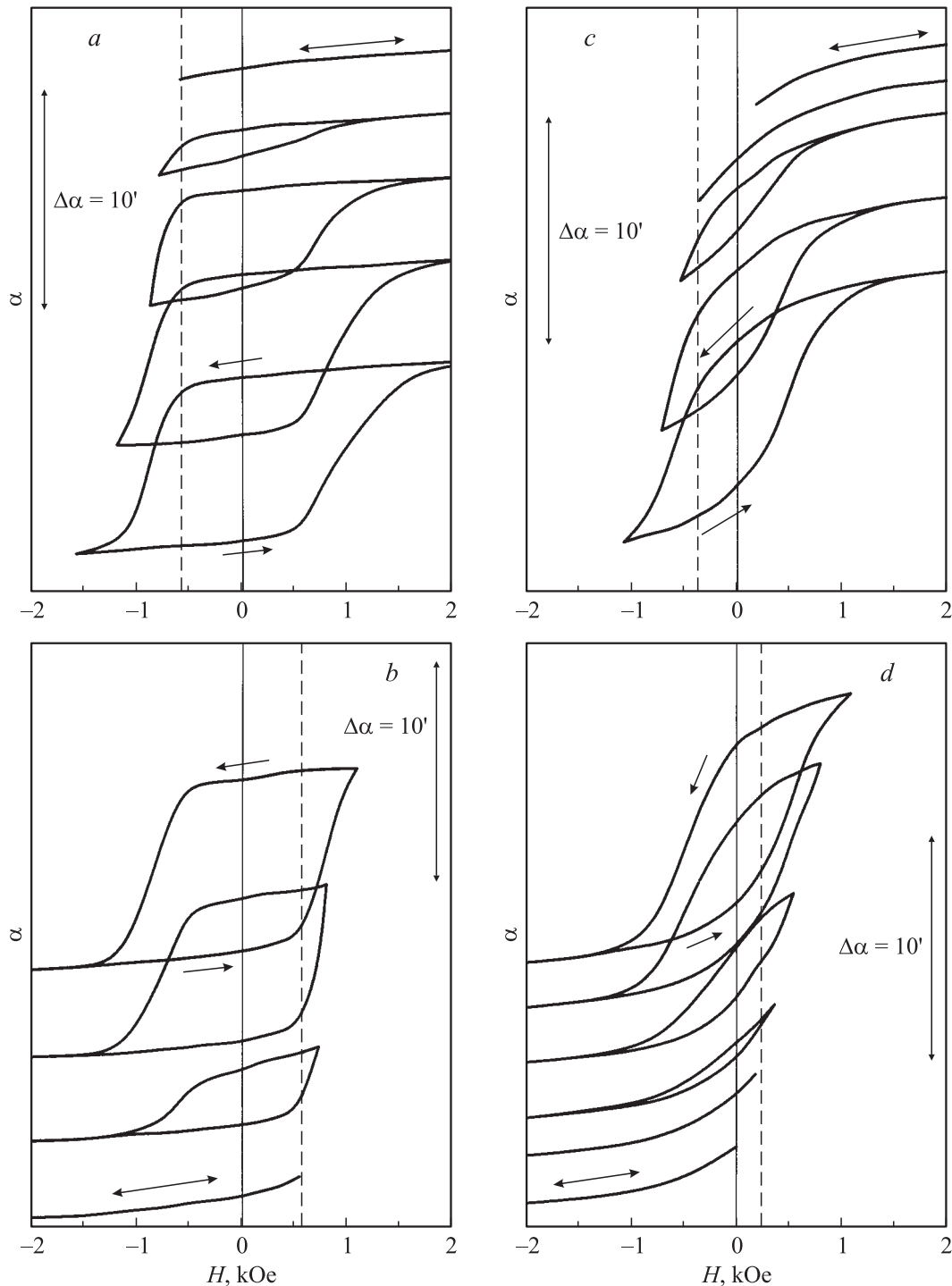


Рис. 6. Образование петли гистерезиса МЭК в структуре № 5349 для случаев $\mathbf{H} \parallel \mathbf{u}$ (*a, b*) и $\mathbf{H} \perp \mathbf{u}$ (*c, d*). Представлены зависимости $\alpha(H)$ при изменении магнитного поля от H_{start} до H_{fin} и обратно для различных значений H_{fin} . $H_{\text{start}} = +5$ (*a, c*) и -5 kOe (*b, d*).

заканчивается при $H_{\text{fin}} \sim \pm 1.1$ kOe. Таким образом, в довольно широких диапазонах магнитных полей процесс намагничивания определяется обратимыми изменениями намагниченности. Как видно из рис. 6, *c* и *d*, при $\mathbf{H} \perp \mathbf{u}$ почти половина петли гистерезиса, т.е. около 50% изменений $\alpha(H)$, является обратимой.

На рис. 7 представлены петли гистерезиса поворота плоскости поляризации $\alpha(H)$ в структуре № 5349, полученные при падении света, близком к нормальному ($\varphi \sim 3^\circ$), для азимута пленки $\xi = 80^\circ$ и различных азимутах ψ поляризации падающего света \mathbf{E}_{in} относительно направления магнитного поля \mathbf{H} . При значениях

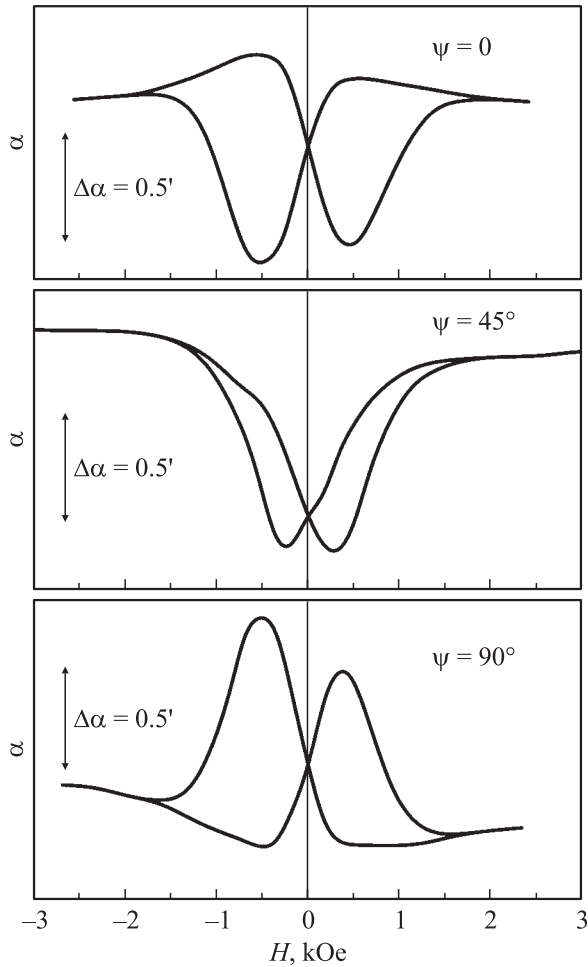


Рис. 7. Петли гистерезиса $\alpha(H)$ в структуре № 5349, полученные при нормальном падении света ($\varphi \sim 3^\circ$), для азимута пленки $\xi = 80^\circ$ и азимута поляризации падающего света $\psi = 0, 45$ и 90° .

$\psi = 0^\circ$ ($\mathbf{E}_{\text{in}} \parallel \mathbf{H}$) и $\psi = 90^\circ$ ($\mathbf{E}_{\text{in}} \perp \mathbf{H}$) наблюдаются петли типа „бабочка“ различного знака. При отклонении \mathbf{E}_{in} от направления поля происходит изменение зависимостей $\alpha(H)$. При $\psi = 45^\circ$ различие в зависимостях $\alpha(H)$ прямого и обратного хода становится меньше, чем при $\psi = 0$ и 90° , а симметричный по магнитному полю вклад усиливается.

При азимуте поляризации света $\psi = 0^\circ$ и азимутах пленки (№ 5349) $\xi = 80$ и 100° наблюдаются зависимости типа „бабочка“ разного знака. При уменьшении поля из области положительных значений при $\xi = 80^\circ$ угол α сначала возрастает, а затем уменьшается, достигая минимального значения при $H = -0.6$ kOe. При обратном ходе магнитного поля минимальное значение α достигается в положительном поле $H = 0.6$ kOe. Наоборот, при $\xi = 100^\circ$ в этом поле α достигает своих максимальных значений. Изменение азимута пленки на 180° не приводит к изменению петли. Таким образом, асимметричные зависимости $\alpha(H)$ наблюдаются как при наклонном, так и при нормальном падении света. Знак

этих зависимостей зависит от взаимной ориентации векторов \mathbf{u} и \mathbf{H} , а также от поляризации падающего света.

3. Обсуждение результатов

Как показывают результаты эксперимента, наличие гофрированной поверхности CaF_2 в исследованных гетероструктурах $\text{Co}/\text{CaF}_2(110)/\text{Si}(100)$ приводит к появлению оптической, магнитной и магнитооптической анизотропии. Зависимость поворота плоскости поляризации отраженного света от азимута пленки при нормальном падении $\alpha(\xi) = B_N \sin 2\xi$ характерна для сред, обладающих оптической анизотропией в плоскости, т.е. таких, в которых величины показателя преломления N света, поляризованного вдоль определенного направления в плоскости и перпендикулярно этому направлению, различны [12]. В исследованных структурах это направление параллельно направлению канавок \mathbf{u} . Оптическую анизотропию можно описать феноменологически, если принять, что симметрия пленок определяется симметрией гофрированной структуры C_{2v} , где ось C_2 , направлена вдоль нормали к плоскости подложки \mathbf{n} , одна из плоскостей σ_{v1} содержит векторы \mathbf{u} и \mathbf{n} , а вторая плоскость σ_{v2} перпендикулярна σ_{v1} . В этом случае полярный тензор второго ранга α_{ij} , описывающий индикатрису, имеет три различные компоненты α_{11} , α_{22} и α_{33} в системе координат с осями вдоль \mathbf{u} , $[\mathbf{un}]$, \mathbf{n} . Разность показателей преломления N_1 и N_2 для света, поляризованного вдоль и перпендикулярно \mathbf{u} , обусловлена различием α_{11} и α_{22} . Амплитуда поворота плоскости поляризации $B_i = \text{Re} [\Delta N / (N^2 - 1)]$ определяется величинами двупреломления ΔN и показателя преломления N . Оценка показывает, что поворот плоскости поляризации $\alpha \sim 10^\circ$, наблюдаемый в структуре № 5408, соответствует разности показателей преломления $|\Delta N| \sim 10^{-1}$.

Следует отметить, что, если пленка кубического материала выращена на плоской подложке типа (110), оптическая анизотропия в плоскости может появиться из-за различия параметров решетки подложки и пленки. Это различие может приводить к появлению растягивающих или стягивающих деформаций пленки и двупреломления в плоскости за счет пьезооптического эффекта [13]. В случае гофрированной поверхности ситуация несколько иная, поскольку плоскостями, на которых происходит рост кобальта, являются плоскости типа (111). В этих плоскостях оптическая анизотропия отсутствует вследствие того, что перпендикулярно плоскости (111) расположена ось симметрии C_3 . Оптическая анизотропия структуры может возникать из-за того, что плоскости (111) направлены под углом к плоскости подложки и падение света на них является наклонным. При этом поляризация света $\mathbf{E}_{\text{in}} \parallel \mathbf{u}$ соответствует S -, а $\mathbf{E}_{\text{in}} \perp \mathbf{u}$ — P -поляризации. Различие в коэффициентах рассеяния S - и P -волн на плоскостях, образующих гофрированную структуру, проявляется после образования отраженного луча в результате интерференции рассеянных волн в

виде оптической анизотропии. В принципе, исследованные гофрированные структуры можно рассматривать как дифракционные решетки с периодом, меньшим длины волны света, которые отражают свет только в нулевом порядке. Отмеченное выше различие параметров B_N в пленках с разной высотой гофра показывает определяющую роль гофрировки в появлении оптической анизотропии. Нанесение кобальта на гофрированную поверхность может приводить к сильному увеличению параметра B_N за счет изменения эффективного показателя преломления пленки и изменения граничных условий [14].

Угловые зависимости петель гистерезиса МЭК и ЭЭК (рис. 3) указывают на проявление одноосной магнитной анизотропии в плоскости пленок. В модели одноосной анизотропии процесс намагничивания и соответственно образование петли гистерезиса состоят из трех этапов. Вначале при уменьшении поля от значения, соответствующего насыщенному состоянию H_{sat} , до $-H_{\text{nr}}$, происходит вращение намагниченности от направления магнитного поля \mathbf{H}_{sat} к ближайшему направлению оси легкого намагничивания (ОЛН) \mathbf{U} . Затем при определенном значении поля $H = -H_{\text{nr}}$ происходит скачкообразное изменение направления намагниченности, сопровождающееся изменением знака компоненты M_t , перпендикулярной направлению магнитного поля. Последующее насыщение в поле $-H_{\text{sat}}$ достигается путем вращения намагниченности в противоположном направлении. При обратном ходе магнитного поля эти процессы повторяются с заменой знаков у H_{sat} и $-H_{\text{nr}}$ на противоположные. Величина поля H_{nr} зависит от угла между направлением магнитного поля \mathbf{H} и ОЛН \mathbf{U} , величины параметра одноосной анизотропии K_u и намагниченности насыщения M_s . При $\mathbf{H} \parallel \mathbf{U}$ петля прямоугольна и компонента M_t не появляется. При направлении магнитного поля $\mathbf{H} \perp \mathbf{U}$ скачок намагниченности отсутствует, перемагничивание осуществляется только вращением намагниченности. В таком процессе коэрцитивное поле и остаточная намагниченность равны нулю. Типичные зависимости продольной (M_l) и поперечной (M_t) компонент намагниченности при различных углах между \mathbf{H} и \mathbf{U} можно найти в [15]. Процесс вращения намагниченности обратим, поэтому при изменении магнитного поля в диапазонах $(H_{\text{sat}}, -H_{\text{nr}})$ и $(-H_{\text{sat}}, H_{\text{nr}})$ зависимость $\mathbf{M}(H)$ при прямом и обратном ходе магнитного поля должна быть одна и та же.

Полевые зависимости ЭЭК (рис. 3) показывают, что процесс перемагничивания структур при $\xi \neq 0$ и 90° сопровождается появлением поперечной компоненты M_t . Обратимое поведение МЭК в широких диапазонах полей (рис. 6) $\mathbf{H} \perp \mathbf{u}$ свидетельствует о том, что в этих полях действительно происходит вращение намагниченности. Уменьшение коэрцитивного поля H_c и остаточной намагниченности M_{rem} при приближении угла между \mathbf{u} и \mathbf{H} к 90° также соответствует модели одноосной анизотропии. Однако ненулевая ширина петли гистерезиса ($H_c = 0.25$ кОе) при $\mathbf{H} \perp \mathbf{u}$, а также относительно

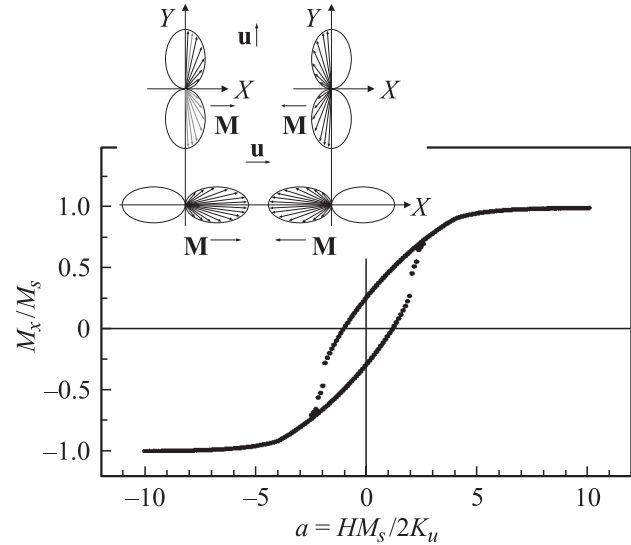


Рис. 8. Петля гистерезиса продольной компоненты намагниченности для $\mathbf{H} \perp \mathbf{u}$, рассчитанная в модели одноосной анизотропии при учете случайного разброса направлений оси легкого намагничивания. Величина параметра $W = 30^\circ$ (см. текст). На вставке схематически показано распределение локальных намагниченностей в пленке после выключения насыщающего поля $+H_{\text{sat}}$ (слева) и $-H_{\text{sat}}$ (справа), направленного вдоль оси X , при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{u}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{u}$ с учетом разброса направлений оси легкого намагничивания.

большой диапазон полей $\Delta H = (0.5-0.7)$ кОе, в которых происходит образование петли, не описываются в простой модели одноосной анизотропии. Эти несоответствия можно объяснить, если предположить, что магнитная система неоднородна и представляет собой набор областей с различными направлениями ОЛН $\mathbf{U}_i = \mathbf{U}_0 + \delta\mathbf{U}_i$, где \mathbf{U}_0 ориентирована вдоль направления канавок \mathbf{u} , а $\delta\mathbf{U}_i$ характеризует отклонение от этого направления для области i . Разброс в направлениях ОЛН приведет к размытию скачка намагниченности из-за появления разброса величины H_{nr} . На рис. 8 показана петля гистерезиса M_l для $\mathbf{H} \perp \mathbf{u}$, рассчитанная в модели одноосной анизотропии, в предположении, что объем V_i области i с направлением ОЛН \mathbf{U}_i описывается гауссовским распределением случайных величин: $V_i = V_0 \exp[-(\Delta\xi_i)^2/W^2]$, где $\Delta\xi_i$ — угол между \mathbf{U}_i и \mathbf{u} , параметр W характеризует ширину распределения. В расчетах проводилось суммирование гистерезисных зависимостей $M_{l(i)}(H)$, полученных в модели одноосной анизотропии, с весом V_i , шагом угла $\Delta\xi = 5^\circ$ и $W = 30^\circ$. Распределение намагниченности в пленке, состоящей из областей с различным направлением ОЛН, после выключения насыщающего магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{u}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{u}$ показано на вставке рис. 8. Учет разброса направления ОЛН позволяет объяснить отсутствие ЭЭК и ненулевые значения H_c и M_{rem} при $\xi = 90^\circ$ ($\mathbf{H} \perp \mathbf{u}$), а также нестрого прямоугольную форму петли при $\xi = 0^\circ$. Отметим, что возможный разброс величины параметра одноосной анизотропии K_u или величины намагниченно-

сти насыщения M_s также может приводить к размытию скачка намагниченности, но не к отличным от нуля значениям H_c и M_{rem} при $\mathbf{H} \perp \mathbf{u}$.

Наблюдаемая асимметрия петель МЭК при значениях угла ξ , близких к 90° , также свидетельствует о проявлении процесса вращения намагниченности в плоскости пленки. Как следует из работ [16,17], полевая зависимость поворота плоскости поляризации $\alpha(H)$ света, отраженного от оптически изотропной магнитной пленки, в продольной геометрии (магнитное поле \mathbf{H} расположено одновременно в плоскости падения и в плоскости пленки) при произвольной ориентации азимута поляризации падающего света ψ и угле падения φ может быть представлена в виде

$$\alpha(H, \psi, \varphi) = a_1(\psi, \varphi)M_1(H) + a_2(\psi, \varphi)M_t(H) + a_3(\psi, \varphi)M_1(H)M_t(H) + a_4(\psi, \varphi)(M_1^2 - M_t^2), \quad (1)$$

где M_1 и M_t — соответственно продольная ($\mathbf{M}_1 \parallel \mathbf{H}$) и поперечная ($\mathbf{M}_t \perp \mathbf{H}$) компоненты магнитного момента \mathbf{M} в плоскости пленки. Предполагается, что нормальная к плоскости пленки компонента \mathbf{M} отсутствует. Как видно из (1), в том случае, когда магнитный момент \mathbf{M} параллелен магнитному полю \mathbf{H} ($M_t = 0$), зависимость $\alpha(H, \psi, \varphi)$ определяется только компонентой M_1 . Если же присутствуют обе компоненты M_1 и M_t , зависимость $\alpha(H)$ может содержать вклад от поперечной компоненты M_t , произведения M_1M_t и комбинации $M_1^2 - M_t^2$. Последние два члена в правой части (1) связаны с влиянием квадратичных по компонентам магнитного момента членов на оптическую анизотропию пленок [17].

Коэффициенты $a_1(\psi, \varphi)$ и $a_2(\psi, \varphi)$ равны нулю при нормальном падении ($\varphi = 0^\circ$), в то время как $a_3(\psi, \varphi)$ и $a_4(\psi, \varphi)$ отличны от нуля при $\varphi = 0^\circ$ и слабо зависят от φ . Если поляризация падающего света перпендикулярна плоскости падения ($\psi = 90^\circ$, S -поляризация), коэффициент $a_2(90^\circ, \varphi) = 0$ и $\alpha(H)$ определяется только $M_1(H)$. Однако при отходе от S -поляризации коэффициент $a_2 \neq 0$, что позволяет, сравнивая петли гистерезиса при различных поляризациях падающего света ψ , получать полевые зависимости $M_1(H)$ и $M_t(H)$ [16]. В P -поляризации коэффициент $a_2 \neq 0$, однако величина его очень мала по сравнению с $a_1(\psi, \varphi)$.

Присутствие в (1) членов, квадратичных по компонентам магнитного момента, может приводить к тому, что петли гистерезиса $\alpha(H)$ будут асимметричны, т.е. $\alpha_-(+H) \neq -\alpha_-(-H)$, где стрелки обозначают ветви петли гистерезиса при прямом и обратном ходе магнитного поля. Эта асимметрия обусловлена нелинейной связью между $\alpha(H)$ и компонентами \mathbf{M} и может проявляться даже в том случае, когда петля гистерезиса магнитного момента $\mathbf{M}(\mathbf{H})$ будет абсолютно симметричной.

В случае изотропной пленки при нормальном падении света зависящую от магнитного поля часть α можно

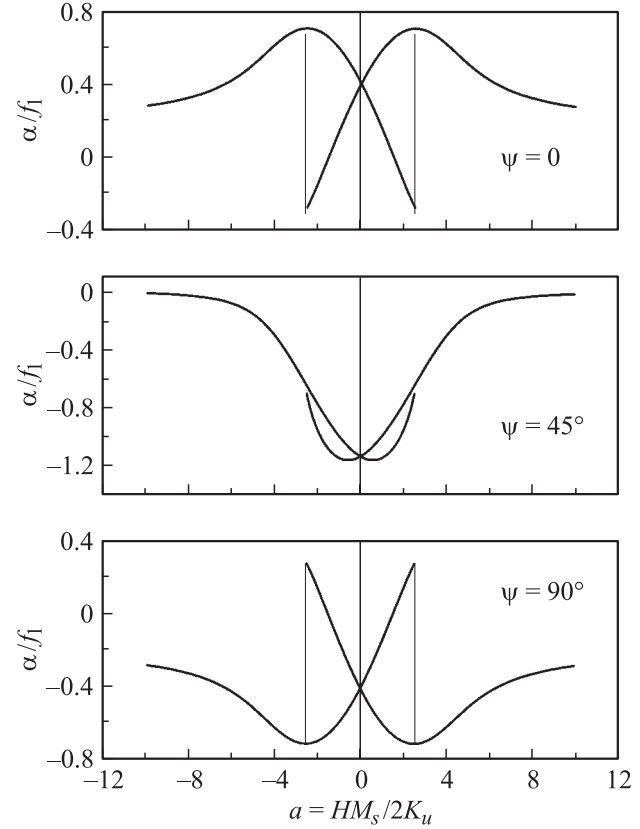


Рис. 9. Петли гистерезиса $\alpha(H)$ при нормальном падении света для азимута поляризации падающего света $\psi = 0, 45$ и 90° , рассчитанные с использованием выражения (3) и зависимостей $M_1(H)$ и $M_t(H)$, полученных в модели одноосной анизотропии.

представить в виде

$$\alpha(H) = f (\sin 2\psi M_t^2 + \cos 2\psi M_1 M_t), \quad (2)$$

где $f = \text{Re} [(p_{2211} - p_{1111})/N_0(N_0^2 - 1)]$, p_{ijkl} — компоненты тензора четвертого ранга, симметричного по двум парам индексов. Тензор p_{ijkl} описывает вклад квадратичных по M членов в диэлектрическую проницаемость $\delta\epsilon_{ij}(M) = p_{ijkl}M_kM_l$. В случае изотропной пленки он имеет две, а в классе C_{2v} — двенадцать независимых компонент. Зависимость $\alpha(H)$ в случае анизотропной пленки, например, класса C_{2v} может быть приближенно описана выражением

$$\alpha(H) = f_1 \sin 2(\xi - \psi)M_2^2 + f_2 \cos 2(\xi - \psi)M_1M_2, \quad (3)$$

где параметры f_i выражаются через компоненты тензора p_{ijkl} и показатели преломления N_1 и N_2 , а M_1 и M_2 — компоненты намагниченности в системе координат, связанной с пленкой (1 — \mathbf{u} , 2 — $[\mathbf{nu}]$). В случае изотропной пленки выполняется соотношение $f_1 = -f_2$ и выражение (3) переходит в (2). На рис. 9 представлены зависимости $\alpha(H)$, рассчитанные по формуле (3) для различных азимутов ψ поляризации падающего света и соотношении между параметрами

$f_1 = -1.2f_2$. В расчетах использовались полевые зависимости $M_i(H)$, вычисленные в модели одноосной анизотропии, при значении $\xi = 80^\circ$. Как видно из сравнения рис. 7 и 9, полевые зависимости $\alpha(H)$ при различных поляризациях \mathbf{E}_{in} могут быть описаны, если учесть, что скачок намагниченности происходит в некотором диапазоне полей. Как показал расчет, нарушение условия $f_1 = -f_2$ приводит к различию в амплитудах изменений $\alpha(H)$ ($\max[\alpha(H)] - \min[\alpha(H)]$) для $\psi = 0$ и 45° . Такое различие действительно наблюдается, однако его относительная величина не превышает 20%.

Зависимости $\alpha(H)$, рассчитанные при использовании выражений (2) или (3), при $\xi = 100$ и 80° имеют разный знак. При изменении ξ на 180° они не меняются, что и наблюдается в эксперименте. Поскольку параметры $a_3(\psi, \varphi)$ и $a_4(\psi, \varphi)$ в (1) слабо зависят от φ , квадратичные по M_i вклады проявляются в измерениях МЭК и при наклонном падении света. Они определяют асимметрию петель гистерезиса при значениях ξ , близких к 90° (рис. 4). При $\xi = 90^\circ$ поперечная компонента M_t отсутствует (рис. 3), МЭК связан только с продольной компонентой M_l , поэтому петля симметрична. Квадратичные по M_i вклады приводят также к появлению минимумов на угловых зависимостях коэрцитивного поля и остаточной намагниченности, полученных из полевых зависимостей МЭК, при значениях ξ , близких к 90° (рис. 5).

Отметим здесь другую возможную причину возникновения петель гистерезиса $\alpha(H)$ при нормальном падении света. Поскольку МЭК и ЭЭК в этом случае отсутствуют, появление зависимости $\alpha(H)$ может быть связано с выходом намагниченности из плоскости пленки и возникновением вследствие этого полярного эффекта Керра. Величина последнего в исследованных пленках при насыщении в поле $H \sim 10$ кОе, приложенном нормально к плоскости пленки ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$), составляет $\sim 0.5^\circ$. Выход намагниченности из плоскости при вращении намагниченности может происходить из-за присутствия в энергии магнитной анизотропии членов типа $\gamma M_x M_y M_z$, которые не запрещены пространственными преобразованиями группы C_{2v} . Существование таких членов, однако, запрещено требованием инвариантности энергии по отношению к обращению времени, и их появление возможно только в том случае, когда магнитное состояние пленки не может быть описано одним параметром порядка \mathbf{M} . Если в системе присутствует дополнительная магнитная структура, например антиферромагнитная, члены типа $\gamma M_x M_y M_z$ разрешены. Расчет показал, что учет этого вклада в энергии действительно приводит к появлению зависимостей $\alpha(H)$ типа „бабочка“, причем их изменения от угла ξ соответствуют наблюдаемым в эксперименте. Поляризационные же зависимости $\alpha(H)$ в этом случае и в случае проявления квадратичных по M_i членов принципиально отличаются. Если в первом случае зависимость от поляризации должна быть очень слабой, как и у полярного эффекта Керра, то во втором случае эти зависимости очень сильные (рис. 7

и 9). Проявления членов типа $\gamma M_x M_y M_z$ можно ожидать в обменно-связанных структурах ферромагнетик–антиферромагнетик, выращенных на гофрированных поверхностях, если ориентация антиферромагнитного момента параллельна или перпендикулярна направлению канавок. В энергии магнитной анизотропии такие члены можно рассматривать как члены следующего порядка по сравнению с однонаправленной магнитной анизотропией.

Присутствие в гофрированных структурах одноосной магнитной анизотропии может быть связано с ориентацией и формой поверхности буферного слоя. При эпитаксиальном росте кубического кобальта на гладкой поверхности тип магнитной анизотропии определяется в основном симметрией подложки. Если плоскость подложки (110) и намагниченность ориентированы в плоскости пленки, энергия магнитной анизотропии может содержать члены, соответствующие одноосной анизотропии ($\sim K_u \cos^2 \theta$, где θ — угол между \mathbf{M} и направлением [1-10]) и двухосной анизотропии ($\sim K_b \cos^2 2\theta$) [14]. В рассматриваемых структурах, несмотря на то что рост кобальта происходит на плоскостях типа (111), в которых одноосная магнитная анизотропия отсутствует, буферный слой CaF_2 , а также слой кобальта ориентированы так, что их кристаллографическое направление типа {110} перпендикулярно плоскости подложки. Поэтому в таких структурах можно ожидать присутствия как одноосной, так и двухосной магнитной анизотропии. Как теоретически показано в [18], присутствие гофрировки также может приводить к появлению двухосной магнитной анизотропии. Следует отметить, что двухосная магнитная анизотропия может существенно образом изменять тип петли гистерезиса по сравнению с одноосной. При достаточно больших значениях K_b петля гистерезиса $M_l(H)$ при $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ может стать похожей на прямоугольную и даже двухступенчатую [19], в отличие от линейной безгистерезисной зависимости, соответствующей одноосной анизотропии. Петли гистерезиса, наблюдаемые в исследованных структурах, не показывают явного проявления двухосной анизотропии.

Другой механизм образования одноосной анизотропии связан с анизотропией формы. Даже если магнитная пленка изотропна, размагничивающие факторы гофрированной структуры для случаев $\mathbf{H} \parallel \mathbf{u}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{u}$ различны. Причиной этого является отклонение намагниченности от плоскостей, образующих гофрированную структуру, при $\mathbf{H} \perp \mathbf{u}$. Известно, что размагничивающий фактор бесконечно тонкой пластины равен нулю при намагничивании в плоскости и имеет максимальное значение при перпендикулярном намагничивании. В случае $\mathbf{H} \parallel \mathbf{u}$ намагниченность не имеет компоненты, нормальной к поверхности гофрированной структуры, а при $\mathbf{H} \perp \mathbf{u}$ такая компонента возникает. Энергия полей рассеяния во втором случае больше, поэтому ориентация $\mathbf{M} \parallel \mathbf{u}$ оказывается выгоднее, что и обуславливает появление одноосной анизотропии с ОЛН, параллельной \mathbf{u} . Как отмечалось выше, в пленках с большей высотой гофр

величина коэрцитивного поля больше (рис. 5), что свидетельствует о проявлении этого механизма в образовании одноосной анизотропии.

Присутствие разброса в направлениях оси легкого намагничивания может быть связано с процессом островкового роста кобальта на поверхности CaF_2 . Непрерывная пленка кобальта, покрывающая в основном всю поверхность подложки, состоит из многослойного массива наноразмерных кристаллических островков кобальта магнитные моменты которых определяют макроскопическую намагниченность пленки. Статистические флуктуации размеров и расположения островков могут приводить к отклонению направления ОЛН от направления канавок **и**. Кроме того, нельзя исключать присутствия в пленке случайным образом распределенных островков с гексагональной структурой, в которых направление легкой оси не совпадает с направлением канавок.

Таким образом, присутствие гофрированной поверхности буферного слоя CaF_2 , на котором выращивается слой кобальта, проявляется в оптической, магнитооптической и магнитной анизотропии. Феноменологически оптические свойства таких структур описываются, если принять, что эффективный тензор диэлектрической проницаемости, включающий линейные и квадратичные по намагниченности вклады, соответствует симметрии гофрированной структуры C_{2v} . Оптическая и магнитооптическая анизотропия магнитных гофрированных структур обусловлена особенностями рассеяния света на плоскостях типа (111), образующих гофр. Магнитный момент исследованных структур расположен в плоскости пленки. Магнитная анизотропия характеризуется присутствием ОЛН, совпадающей с направлением канавок в большей части пленки, однако в структуре имеются также области, в которых направление легкой оси отклонено от этого направления. В измерениях МЭЖ проявляются линейные и квадратичные по магнитному моменту вклады в эффективную диэлектрическую проницаемость. Квадратичные по намагниченности вклады аномально велики и только на порядок меньше, чем линейные.

Авторы выражают благодарность Н.Ф.Картенко за проведение рентгенодифракционных исследований.

Список литературы

- [1] J.I. Martin, J. Nogues, Kai Liu, J.L. Vicent, I.K. Schuller. *J. Magn. Magn. Mater.* **256**, 449 (2003).
- [2] A. Sugawara, G.G. Hembree, M.R. Scheinfein. *J. Appl. Phys.* **82**, 5662 (1997).
- [3] A. Sugawara, M.R. Scheinfein. *Phys. Rev. B* **56**, R 8499 (1997).
- [4] A. Sugawara, D. Streblechenko, M. McCartney, M.R. Scheinfein. *IEEE Trans. Magn.* **34**, 1081 (1997).
- [5] Chengato Yu, Dongqi Li, J. Pearson, S.D. Bader. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3948 (2001).
- [6] N.S. Sokolov, S.M. Sutorin. *Appl. Surf. Sci.* **175–176**, 619 (2001).
- [7] A.K. Kaveev, O.V. Anisimov, A.G. Bانشchikov, N.F. Kartenko, V.P. Ulin, N.S. Sokolov. *J. Appl. Phys.* **98**, 013 519 (2005).
- [8] K.M. Pavlov, Ya.I. Nesters, C.M. Kewish, J.R. Hester, A.K. Kaveev, N.S. Sokolov, H. Ofuchi, M. Tabuchi, Y. Takeda. In: *Proc. of 13th Int. Symp. on Nanostructures: Physics and Technology. St. Petersburg* (2005). P. 330.
- [9] L. Pasquali, B.P. Doyle, F. Borgatti, A. Giglio, N. Mahne, M. Pedio, S. Nannarone, A.K. Kaveev, A.S. Balanев, B.B. Krichevtsov, N.S. Sokolov. *Surf. Sci.* **600**, 4170 (2006).
- [10] J. Camarero, J. Sort, A. Hoffmann, J.M. Garcia-Martin, B. Dieny, R. Miranda, J. Nogues. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 057 204 (2005).
- [11] А.Г. Баншиков, А.В. Кимель, Б.Б. Кричевцов, А.А. Ржевский, Н.С. Соколов, О.Я. Якубцов. *ФТТ* **41**, 110 (1999).
- [12] Р. Аззам, Н. Бошара. *Эллипсометрия и поляризованный свет. Мир, М.* (1981). С. 583.
- [13] Т. Нарасимхамутри. *Фотоупругие и электрооптические свойства кристаллов. Мир, М.* (1984). С. 621.
- [14] A.K. Zvezdin, V.A. Kotov. *Modern magneto-optics and magneto-optical materials. Institute of Physics Publ., Bristol, Philadelphia* (1997). P. 386.
- [15] Г.С. Кринчик. *Физика магнитных явлений. Изд-во МГУ, М.* (1985). С. 321.
- [16] H. Ohldag, N.B. Weber, F.U. Hillebrecht, E. Kisker. *J. Appl. Phys.* **91**, 2228 (2002).
- [17] R.M. Osgood III, B.M. Klemens, R.L. White. *Phys. Rev. B* **55**, 8990 (1997).
- [18] R. Heinrich, T. Monchesky, R. Urban. *J. Magn. Magn. Mater.* **236**, 339 (2001).
- [19] G. Counil, Joo-Von Kim, T. Devolder, P. Crozat, C. Chappert, A. Cebollada. *J. Appl. Phys.* **98**, 023 901 (2005).