

Л. В. КИРЕНСКИЙ, В. Г. ПЫНЬКО, Г. П. ПЫНЬКО, А. С. КОМАЛОВ, Н. И. СИВКОВ,
Г. Н. РУСОВ, П. С. ГАЛЕНОВ, М. А. ОВСЯННИКОВ и С. Г. РУСОВА

НЕКОТОРЫЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЭПИТАКЦИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ЖЕЛЕЗА, НИКЕЛЯ, КОБАЛЬТА И ИХ СПЛАВОВ

Данная статья представляет собой дополнение к уже опубликованным ранее работам [1, 2] по исследованию таких свойств монокристаллических пленок, как намагниченность, анизотропия, коэрцитивная сила, доменная структура, перемагничивание, а также содержит первые результаты изучения электрических свойств пленок.

1. Методика эксперимента

Выращиванию монокристаллических пленок и изучению их строения посвящена работа [3].

Измерение намагниченности насыщения и магнитной анизотропии

Для измерения намагниченности насыщения (I_s) и константы анизотропии перпендикулярной плоскости пленки ($K_N = 2\pi I_s^2 + K_1 + K_\perp$, где K_1 — первая константа кристаллографической анизотропии, K_\perp — константа анизотропии, создаваемой напряжениями и другими эффектами) применялись два метода: механических моментов и ферромагнитного резонанса (ФМР). При определении механических моментов использовался крутильный анзиметр с вольфрамовой нитью в качестве измерительного элемента. Диаметр нити 0,08 мм, длина 300 мм. Максимальное поле магнита анзиметра 12 000 э.

Применявшаяся методика определения I_s и K_\perp монокристаллических пленок по величине механических моментов, действующих на них в магнитном поле, была предложена Чиказуми [4]. Суть методики сводится к следующему. Если в магнитное поле анзиметра поместить пленку вертикально (рис. 1), то энергия единицы ее объема запишется следующим образом:

$$E = -I_s H \cos \theta + (2\pi I_s^2 + K_\perp) \sin^2 (\psi - \theta) + K_1 \sin^2 (\psi - \theta) \cos^2 (\psi - \theta). \quad (1)$$

Условие равновесия пленки определится минимумом этой энергии:

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0 = I_s H \sin \theta - 2(2\pi I_s^2 + K_\perp) \sin (\psi - \theta) \cos (\psi - \theta) - K_1 \sin 2(\psi - \theta) \cos 2(\psi - \theta). \quad (2)$$

Для малых углов ψ выражение (2) примет вид

$$I_s H \theta - 2(2\pi I_s^2 + K_\perp) (\psi - \theta) - 2K_1 (\psi - \theta) = 0. \quad (3)$$

Из последнего выражения можно определить угол θ :

$$\theta = -2K_N\phi / (HI_s + 2K_N). \quad (4)$$

Принимая во внимание, что момент, действующий на пленку в магнитном поле, равен

$$L = VI_s H \sin \theta \quad (5)$$

(V — объем пленки), и учитывая малую величину θ , получим для L выражение

$$L = VI_s H \theta. \quad (6)$$

Подстановка в эту формулу значения θ дает

$$L = -2I_s H K_N V \phi / (HI_s + 2K_N). \quad (7)$$

Если полученное выражение записать в следующем виде:

$$\phi H / L = (1/I_s V) + (H/2K_N V), \quad (8)$$

то станет явной линейная зависимость $(\phi H / L)$ от H . Строя график этой зависимости и экстраполируя его к $H = 0$, получим на оси ординат значение $\phi H / L = 1/I_s V$, из которого (при известном V) определяется I_s . Затем из выражения (8) находим K_N .

Погрешность этих измерений, видимо, высока из-за неровностей пленки, связанных с наличием ступенек на подложке пленки. Другой причиной неточности измерений может быть непараллельность отдельных участков пленки на поверхности скола. Учитывая это, для измерений отбирали пленки на подложках, поверхность которых была наиболее ровной, не имела непараллельных между собой участков.

Значение K_1 пленок определялось по величине механических моментов, действующих на пленку, расположенную горизонтально в магнитном поле анизометра. Наблюдавшаяся во многих пленках одноосная компонента анизотропии в плоскости пленки определялась с помощью 36-ординатного анализа Фурье.

Намагниченность насыщения пленок никеля также определялась методом ФМР. Измерения производились на частоте 9,1 Гц. В пленках Fe и β -Co величина H_K определялась при частоте переменного поля 35 Гц. Следует отметить, что при измерении I_s пленок Ni этим методом не учитывалось влияние на резонансные условия K_1 . При наличии напряжений в пленке это обстоятельство должно приводить к завышенным или заниженным значениям I_s .

Измерение H_c

Измерение коэрцитивной силы производилось по петлям гистерезиса, снимаемым с помощью магнитооптического эффекта Керра при частоте перемагничивающего поля 50 Гц.

Измерение ширины междоменных границ

Ширина междоменных границ измерялась по дефокусированным изображениям пленки в электронном микроскопе УЭМБ-100А методом, предложенным Мичалаком и Гленном [5]. Измерение ширины «изображения» границ производилось по фотоснимкам с применением микрофотометрирования. На рис. 2 представлена микрофотометрическая запись распре-

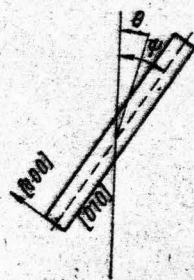


Рис. 1. Положение пленки относительно магнитного поля при измерениях K_N . Поле горизонтально

деления электронной интенсивности внутри изображения параллельных «светлой» и «темной» 180-градусных границ монокристаллической пленки железа.

Точность измерений этим методом ширины доменных границ значительно ограничивается тем, что измеряемая величина сильно зависит от температуры пленки. Контролировать же температуру «освещаемого» в электронном микроскопе участка пленки затруднительно. Нагревание пленок при исследовании зависимости ширины границы от температуры производилось с помощью прилагаемой к УЭМВ-100А специальной приставки.



Рис. 2. Микрофотометрическая запись распределения электронной интенсивности внутри изображений 180-градусных границ монокристаллической пленки железа

Измерение электрического сопротивления пленок

Сопротивление пленок измерялось методом мостовой схемы. Пленки имели форму полос размером 18×5 мм. На концы полос напылялись серебряные контакты толщиной 3000—4000 Å. К контактам припаивались тонкие проводники при помощи сплава Вуда.

2. Магнитная анизотропия пленок

Пленки чистых металлов

Анизотропия, перпендикулярная плоскости пленки ($K_N = 2\pi I_s^2 + K_{\perp} + K_1$). Так как K_1 обычно на два порядка величины меньше $2\pi I_s^2$, то практически ($K_N = 2\pi I_s^2 + K_{\perp}$). В табл. 1 приведены значения I_s пленок, измеренные методами вращающих моментов и ферромагнитного резонанса.

Из таблицы видно, что намагниченность пленок, измеренная методом вращающих моментов, в пределах погрешности измерений равна I_s мас-

Таблица 1

Металл	Подложка	Толщина пленки d , Å	$t_{\text{подл}}$ при напылении, °C	Значения I_s (эс), измеренные методами	
				вращающих моментов	ФМР
Fe	LiF	300	140	1640	—
Ni	LiF	1050	120	470	~660
Ni	MgO	1000	120	500	~500

сивных образцов. Это дает основание считать, что применяемый метод измерения I_s и K_N является хотя и грубым, но правильным. Метод ФМР, как и можно было ожидать, в некоторых случаях дает завышенные значения I_s .

В табл. 2 представлены значения K_{\perp} пленок, выращенных на разных подложках.

Из таблицы следует, что K_{\perp} определяется не только макронапряжениями, вызываемыми разными коэффициентами теплового расширения пленки и подложки, но и другими факторами. Этими факторами могут быть величина и знак магнитострикции, структура пленок.

Так как коэффициент теплового расширения у кристалла MgO меньше, чем у кристалла LiF, можно было ожидать в пленках на кристаллах MgO и меньшие значения K_{\perp} . Однако пленки никеля на MgO имеют $K_{\perp} \leq 0$.

Объяснение этому можно найти, если предположить, что коэффициент теплового расширения никеля больше, чем MgO (в литературе значение коэффициента теплового расширения MgO найти не удалось). В этом случае пленка в результате охлаждения после напыления окажется под напряжениями растяжения, а не сжатия, как это имеет место на кристалле LiF. При отрицательной магнитострикции никеля напряжения растяже-

Таблица 2

Металлы	Подложка	d, Å	$t_{\text{подл}}$ при напылении, °C	$K_1 \cdot 10^{-3}$, эрг·см ⁻³	$K_1 \cdot 10^{-3}$, эрг·см ⁻³
Fe	LiF	300	140	~0	4,05
Fe	MgO	450	140	~0	4,0
Ni	LiF	1050	120	6	0,83,3
Ni	MgO	1000	120	-2	1,18
β -Co	LiF	740	230	-20	5,4
β -Co	MgO	400	230	35	11,9

ния облегчат намагничивание пленки перпендикулярно ее плоскости [6], чему соответствует отрицательный знак K_1 . Магнитострикция β -Co, видимо, имеет положительный знак.

Кристаллографическая анизотропия. В табл. 3 приводятся наблюдавшиеся значения первой константы кристаллографической анизотропии в пленках на разных подложках.

Таблица 3

Металл	$t_{\text{подл}}$, °C	Подложка	Значения $K_1 \cdot 10^{-3}$ эрг·см ⁻³ , полученные методами		$K_1 \cdot 10^{-3}$ эрг·см ⁻³ массивного материала
			вращающих моментов	ФМР*	
Fe	140	NaCl	—	4,3	4÷5
		LiF	3÷5	3,5÷4,0	
		MgO	3,0÷5,0	3,5÷4,5	
Ni	120	LiF	-0,5÷1,0	-0,5÷1,10	0,4÷0,5
		MgO	-0,6÷1,2	-0,9÷1,10	
β -Co	230	NaCl	—	-4,6**	Неизвестна
		LiF	-5,0÷5,5	-5,0÷5,5	
		MgO	-6,5÷12,0	-6,5÷12,0	

* При вычислении K_1 использовалось значение I_s массивного материала.

** Измерения производились после кратковременного отжига пленки в вакууме при температуре 500 °C.

Как видно из этих данных, значения K_1 пленок Fe, выращенных на разных подложках, в пределах погрешностей измерений одинаковы. Значения K_1 в пленках никеля на LiF отклоняются от значений K_1 массивного никеля в сторону увеличения в широких пределах. K_1 пленок Ni на MgO, как правило, выше, чем K_1 у пленок на LiF. В отличие от Ni, пленки β -Co на LiF имеют всегда почти одно и то же значение K_1 . Величина K_1 пленок β -Co на MgO может превышать K_1 пленок на LiF в два раза.

Причины завышенных значений K_1 в пленках Ni, выращенных на кристаллах NaCl, были объяснены макронапряжениями, возникающими в результате разницы между коэффициентами теплового расширения пленки и подложки [7]. Естественно считать, что напряжения такого же характе-

ра ответственны за аномально большие значения K_1 в пленках Ni и β -Co на кристаллах MgO.

Тот факт, что значения K_1 пленок Ni, выращенных на кристаллах LiF и MgO, а также пленок β -Co на кристаллах MgO, могут колебаться в широких пределах от пленки к пленке, на наш взгляд, объясняется различиями в механизмах их роста, а также различиями в силе сцепления пленок с подложкой, что, в свою очередь, определяется трудно контролируемым состоянием поверхности кристалла-подложки перед напылением.

Таблица 4

Металл	Подложка	$K_u \cdot 10^{-4}$, эрг·см ⁻²
Fe {	NaCl	~0
	LiF	10÷14
	MgO	5÷25
Ni {	NaCl	2,4÷4,0
	LiF	0,5÷10,0
	MgO	10,5÷11,0
β -Co {	LiF	10÷98
	MgO	1÷27

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что механические напряжения влияют на величину анизотропии пленок с объемноцентрированной кубической решеткой значительно слабее, чем на анизотропию пленок с гранецентрированной кубической решеткой.

Одноосная составляющая анизотропии в плоскости пленки. В табл. 4 приведены значения константы одноосной анизотропии

K_u , действующей в плоскости пленки, измеренные на большом количестве образцов, выращенных без приложения внешнего магнитного поля и при незначительных углах падения пара на подложку.

Как видим, в пленках Fe на кристаллах NaCl K_u , в пределах погрешностей измерения, равна нулю. Так как легчайшая ось в пленках Fe на LiF и MgO всегда совпадает со средним направлением ступенек поверхности подложки, то естественно считать причиной одноосной компоненты в этих пленках анизотропию формы плоских участков пленки, заключенных между соседними ступеньками. Расстояние между ступеньками на поверхности кристаллов NaCl значительно больше, чем на кристаллах LiF и MgO. Поэтому в пленках Fe на кристаллах NaCl $K_u = 0$.

Одноосная компонента по этой причине в пленках Ni на NaCl, а также на LiF и MgO должна быть очень малой. Фактически же на этих пленках часто наблюдается сильная одноосная компонента, причем легчайшая ось в пленке не совпадает с направлением ступенек поверхности подложки. Одноосная анизотропия пленок Ni на NaCl может сильно меняться с течением времени при хранении пленок на воздухе. Это дает основание считать, что причиной одноосной анизотропии в таких пленках являются макронапряжения, которые могут стать анизотропными вследствие действия на подложку паров воды и в результате деформаций при неосторожном обращении с подложкой и пленкой.

В пленках β -Co на кристаллах LiF и MgO имеются, вероятно, две причины, вызывающие одноосную компоненту: анизотропные напряжения и наличие густо расположенных ступенек на поверхности подложек.

Влияние на анизотропию монокристаллических пленок неровностей подложек и неконтролируемых напряжений затрудняет изучение I_s индуцированной анизотропии, определенный вклад в которую в пленках, не отделенных от подложки, могут вносить магнитострикционные эффекты.

Пленки сплавов

Анизотропия, перпендикулярная плоскости пленки. Для того чтобы выяснить, как влияет величина и знак магнитострикционной константы на значения K_{\perp} , были выбраны три сплава: с нулевой

магнитострикцией (80Ni—20Fe), с положительной (50Ni—50Fe) и с отрицательной (75Ni—25Co). В качестве подложек использовался кристалл NaCl. Полученные значения (табл. 5) подтверждают сделанное выше заключение о том, что знак K_1 определяется знаком магнитострикции. Во всяком случае, пленка сплава с положительной магнитострикцией обладает K_1 , по величине близкой к $2\pi I_s^2 = 5,08 \cdot 10^6$.

Кристаллографическая анизотропия. Установлено, что область положительных значений K_1 сплавов Ni—Co в пленках на LiF значительно шире, чем в массивных образцах (рис. 3). Причина несовпадения неясна.

3. Коэрцитивная сила Пленки чистых металлов

Пленки Fe. На рис. 4 приводятся графики зависимости H_c от толщины d монокристаллических пленок Fe, выращенных на кристаллах LiF и MgO. Пленки осаждались при одной и той же температуре подложки 140° С. Ряд напыленный, сделанных при более высокой температуре, показал, что подъем кривой I в этом случае приходится на область больших толщин. Снижение температуры подложки при напылении до

Сплав*	$d, \text{Å}$	Магнитострикция	$K_1 \cdot 10^{-3}, \text{эрг}\cdot\text{см}^{-3}$
80Ni—20Fe	570	0	~0
50Ni—50Fe	780	$7 \cdot 10^{-6}$	-0,17
75Ni—25Co	880	$\sim -24 \cdot 10^{-6}$	0,39

* Температура подложки при напылении 120° С.

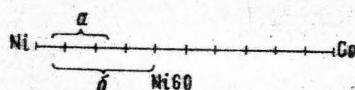


Рис. 3. Области сплавов Ni—Co с положительной константой K_1 анизотропии: a — в массивных образцах, $б$ — в пленках

100° С производит обратный эффект, кроме того, наблюдается общее небольшое снижение H_c . Пленки Fe на MgO даже при толщинах 50—70 Å имеют H_c 5—10 э.

Как видно из рис. 4, значения H_c пленок на LiF имеют сильный разброс в диапазоне толщин 300—500 Å. Связать эти отклонения H_c от среднего значения с какими-либо условиями напыления не удалось.

Пленки Ni. Графики зависимости H_c пленок от толщины при выращивании их на разных подложках представлены на рис. 5. Пленки, выращенные на кристаллах LiF, начиная от толщины 70—80 Å, имеют в среднем одно и то же значение H_c . Более тонкие пленки исследовать не удалось.

Неожиданной оказалась зависимость H_c от толщины у пленок на MgO. При толщине пленок ~ 100 Å H_c их мало отличается от H_c пленок на LiF. С увеличением же толщины коэрцитивная сила быстро возрастает. Пленки толщиной более 900 Å в полях до 250 э не перемагничивались. В пленках, напылявшихся на MgO при температурах, меньших 120° С, подъем кривой происходит еще более круто.

Пленки Co. Для выяснения зависимости H_c пленок Co от содержания в них α -фазы был проделан следующий эксперимент. Пленка, напыленная на NaCl и состоящая из ориентированных кристаллитов α - и β -фаз, отделялась от подложки, переносилась на слюду и кратковременно нагревалась до 500° С в вакууме. В результате количество гексагональной фазы в пленке резко сокращалось. Коэрцитивная сила после этого уменьшилась с 56 до 40 э.

Пленки β -Co на LiF и MgO могут иметь примерно одинаковые значения H_c (30–50 э), однако часто пленки на MgO имеют $H_c > 100$ э, причем с увеличением толщины H_c имеет тенденцию возрастать. Заметим, что константа кристаллографической анизотропии K_1 таких пленок тоже велика и имеет ту же тенденцию возрастать с увеличением толщины.

Пленки сплавов

Пленки Ni—Fe. Исследовалась зависимость H_c пленок сплава 80Ni—20Fe и 50Ni—50Fe от толщины. Пленки напылялись на кристаллы LiF при температуре 120° С. Результаты представлены на рис. 6. На пленках сплава 50Ni—50Fe наблюдается рост H_c с увеличением толщины. Для пленок сплава 80Ni—20Fe аналогичного подъема кривой не наблюдается.

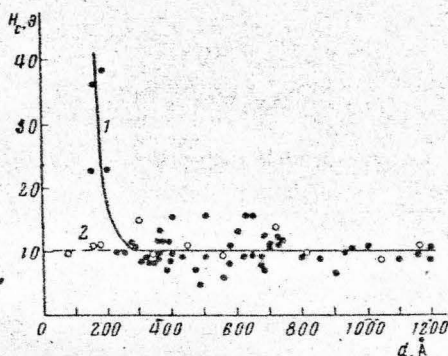


Рис. 4. Зависимость H_c пленок железа, выращенных на кристаллах LiF (1) и MgO (2) от толщины пленок

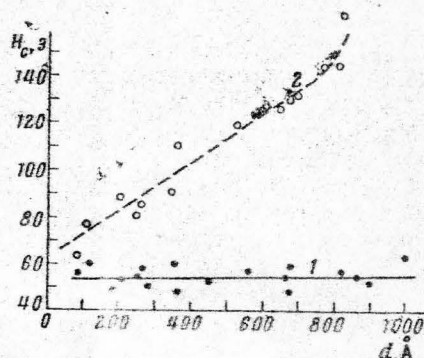


Рис. 5. Зависимость H_c пленок никеля от толщины. Подложки: 1 — LiF, 2 — MgO. Температура подложек при напылении 120° С

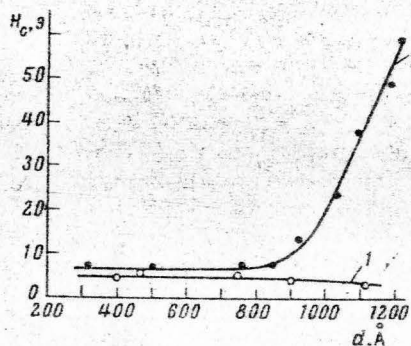


Рис. 6. Зависимость H_c пленок 80Ni—20Fe (1), 50Ni—50Fe (2) от толщины пленки

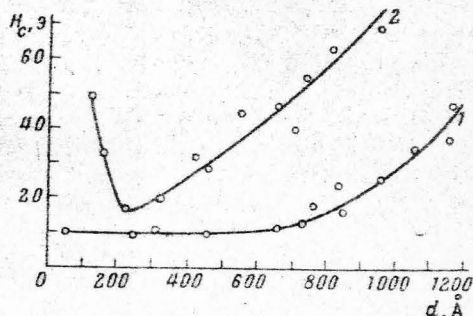


Рис. 7. Зависимость H_c пленок 75Ni—25Co (1) и 50Ni—50Co (2) от толщины пленки

При измерении H_c пленок сплава 50Ni—50Fe толщиной ~ 1000 Å обнаружилось, что петля гистерезиса таких пленок «расхлопывается» в полях, превышающих H_c . «Захлопывается» петля также в полях, превышающих коэрцитивную силу. Ориентация толстых пленок этого сплава была несовершенной. Получить монокристаллические пленки обоих сплавов на кристаллах MgO не удалось.

Пленки Ni—Co. Результаты исследований зависимости пленок сплава 75Ni—25Co и 50Ni—50Co от толщины представлены на рис. 7. Температура подложки при напылении 120° С. Пленки сплава 75Ni—25Co напылялись одновременно на подложки LiF и MgO. Кривые зависимости H_c от толщины пленок для обеих подложек совпали. Пленки сплава 50Ni—50Co на кристалле MgO получаются лишь частично ориентированными.

Коэрцитивная сила пленок сплава 50Ni—50Co имеет минимум при толщине ~ 200 Å. Рост H_c с толщиной этих пленок происходит быстрее, чем у пленок сплава 75Ni—25Co.

Обсуждение результатов

Рассмотрим основные характерные черты толщинной зависимости H_c монокристаллических пленок чистых металлов и сплавов.

а) У пленок железа на LiF и пленок сплава 50Ni—50Co в области толщин 100—200 Å наблюдается резкое возрастание H_c с уменьшением толщины. У пленок Fe на MgO и пленок других исследованных сплавов этот эффект если может наблюдаться, то, видимо, в области очень малых толщин. Причина эффекта вполне ясна. Так как рост пленок всегда начинается с образования зародышей роста [3], то естественно, что до определенных толщин пленка не является сплошной и имеет высокую коэрцитивную силу. Толщина, при которой наблюдается этот эффект, зависит как от вида подложки, так и от материала пленки при одинаковых температурах подложек и скорости напыления. Зависимость ее от подложки определяется тем, что со стороны подложек на атомы металла действуют разные силы [3]; чем больше эти силы, тем тоньше пористый слой с высокой коэрцитивной силой. То, что на кристалле LiF пористый слой Fe получается до толщины ~ 200 Å, а слой Ni, видимо, до толщины 50 Å, можно объяснить либо зависимостью сил взаимодействия атома металла с подложкой от «сорта» атома, либо разным поверхностным натяжением у зародышей разных металлов, либо, наконец, разными температурами кристаллизации зародышей. Роль этих, очевидно, связанных между собой, факторов понять пока трудно из-за недостаточности сведений о них.

Причина того, что с повышением температуры подложки при напылении увеличивается толщина, до которой пленка остается высококоэрцитивной, заключается в увеличении возможности миграции атомов по подложке и образовании более редких и крупных зародышей роста, зазоры между которыми сохраняются до больших толщин.

б) На графиках зависимости H_c от d у пленок Fe на LiF и MgO, Ni на LiF, 80Ni—20Fe на LiF, 50Ni—50Fe на LiF, 75Ni—25Co на LiF и MgO имеется участок, практически параллельный оси абсцисс. Наличие этого участка противоречит предложенному Неелем [8] закону $4/3$, согласно которому $H_c = C/D^{4/3}$, где C — константа, а D — толщина пленки. При выводе этой формулы Неель исходил из наличия неоднородностей пленки по толщине. Если формула Нееля справедлива, то надо полагать, что на определенном интервале толщин указанных выше монокристаллических пленок эта неоднородность не уменьшается с увеличением толщины: либо особым образом меняется ее характер, либо действие уменьшающейся неоднородности компенсируется каким-то другим фактором, и коэрцитивная сила остается постоянной.

Вероятность того, чтобы влияние на H_c толщинной неоднородности пленки точно компенсировалось изменением характера неоднородности или действием какого-либо другого фактора, мала. Скорее всего, зависи-

мость H_c от толщинной неоднородности пленки в определенном интервале толщин отсутствует.

Из наличия горизонтального участка на графике можно сделать и другой вывод. Кристаллическое строение пленки в определенном интервале толщин с увеличением толщины не меняется. Сохраняется при этом, видимо, и строение междоменных границ.

Таблица 6

Состав пленки*	$t_{\text{подл}}$ при напылении, °C	H_c , э (горизонтальный участок)	I_s , эс	$\lambda_s \cdot 10^6$	H_K , э
Fe	140	10	~1700	4	500
Ni	120	50	~ 500	-35	200
80Ni—20Fe	120	5	~ 800	0	0
50Ni—50Fe	120	10	~1300	7	~9
75Ni—25Co	120	10	~1200	-24	—

* Подложка из LiF.

В табл. 6 представлены значения ординат, соответствующие горизонтальным участкам графиков зависимости H_c от d у пленок металлов и сплавов, а также их некоторые магнитные характеристики.

Данная таблица подтверждает обратно пропорциональную зависимость H_c от I_s . Однако на эту зависимость накладывается более сложная зависимость H_c от λ_s .

в) У пленок Ni и β -Co на MgO и у пленок многих сплавов наблюдается возрастание H_c с увеличением толщины (начиная с определенного ее значения).

Причину роста H_c с увеличением толщины у пленок никеля, выращенных на MgO, можно объяснить следующим образом. Константа кристаллографической анизотропии пленок очень велика. Так как легкой осью в монокристаллах Ni является направление [111], то уже при малых толщинах в отдельных участках пленки с ориентацией плоскостью (100), параллельной подложке, намагниченность может выходить из плоскости пленки. Способствовать этому могут и различные неоднородности, и дефекты пленки. Вследствие того, что намагниченность не лежит в плоскости пленки, образуются мелкие домены, смещение границ которых затруднено.

В пленках никеля на кристаллах LiF роста H_c с толщиной не наблюдается, хотя кристаллографическая анизотропия пленок бывает тоже велика. Объяснить это можно наличием анизотропии, перпендикулярной плоскости пленки, константа которой имеет положительный знак. Действие этой анизотропии дополняет действие анизотропии формы пленки, и намагниченность не выходит из плоскости пленки. При перемангничивании пленка разбивается на крупные домены, смещение границ которых требует полей порядка 50 э.

В пленках β -Co на MgO намагниченность с увеличением толщины также может выходить из плоскости пленки, так как направление [111] не лежит в ней, а величина кристаллографической анизотропии высока.

Возрастания H_c с толщиной не наблюдается у пленок Fe. Это вполне понятно; оси легкого намагничивания [100] лежат в плоскости пленки, кристаллографическая анизотропия велика.

У пленок сплавов 50Fe—50Ni кристаллографическая анизотропия положительна, зато K_{\perp} отрицательна; последнее обстоятельство облегчает выход вектора намагниченности на неоднородностях из плоскости пленки. Однако под действием сильного переменного поля намагниченность

постепенно «укладывается» в плоскость пленки, и процесс перемангничивания облегчается. Петля гистерезиса в это время «расхлопывается».

У пленок с отрицательной кристаллографической анизотропией такого эффекта не наблюдается. Очевидно, полностью «уложить» намагниченность в плоскость таких пленок переменным полем нельзя. Таким образом, действием напряжений можно снизить толщины, при которых пленки становятся закритическими.

Тот факт, что подъем кривой зависимости H_c от d у пленок Ni на MgO идет более круто в случае, когда напыление производится при более низких температурах подложки, можно объяснить уменьшением размеров зародышей роста, в результате чего прилегающий к подложке слой пленки делается менее пористым и разницы в коэффициентах теплового расширения пленки и подложки приводит к большим напряжениям в пленке.

4. Ширина междоменных границ

Результаты сделанных более тщательно, чем в [2], измерений ширины границ в монокристаллических пленках Fe, Co, Ni представлены в табл. 7.

Значения, занесенные в таблицу, были получены на пленках толщиной 400—800 Å. Обнаружить в этом диапазоне толщин зависимость ширины границ от толщины не удалось.

Качественно объяснить разную ширину границ в пленках разных металлов можно, исходя из следующих соображений. Согласно расчетам Миддлхука [9], минимум поверхностной плотности энергии 180-градусной границы в одноосной поликристаллической пленке определяется следующим выражением:

$$-\frac{A\pi^2}{a^2} + \frac{1}{2}K + \frac{\pi D^2}{(a+D)^2}I_s^2 = 0, \quad (9)$$

где a — ширина границ, K — константа одноосной анизотропии, D — толщина пленки.

Аналогичный расчет для двухосной монокристаллической пленки дает выражение:

$$-\frac{A\pi^2}{a^2} + \frac{\pi K_1}{4} + \frac{\pi D^2}{(a+D)^2}I_s^2 = 0, \quad (10)$$

K_1 — первая константа анизотропии.

И в том и в другом случае получить простое аналитическое выражение для ширины границы невозможно.

Учитывая, что в изучаемом диапазоне толщин пленок ширина границ соизмерима с толщиной пленки и мало изменяется с изменением толщины, можно получить для ширины границы в поликристаллической пленке

$$a = 2\pi \sqrt{\frac{A}{2K_u + \pi I_s^2}}, \quad (11)$$

Таблица 7

Металл	Ширина границ, Å	
	180-градусных	90-градусных
Fe	1300	700
β -Co	1050	550
Ni	—	900

Примечание. Измерить ширину 180-градусных границ в пленках Ni не удалось из-за неровности их «изображения» на электрономикроскопической картине.

в монокристаллической пленке

$$a = 4\pi \sqrt{\frac{A}{\pi K_1 + \pi I_s^2}} \quad (12)$$

Так как K_1 и K_2 малы по сравнению с I_s^2 , получаем для обоих случаев одно и то же выражение:

$$a = 2\pi \sqrt{\frac{A}{\pi I_s^2}} \quad (13)$$

Пользуясь этой формулой, находим для ширины 180-градусной границы моно- и поликристаллических пленок следующие значения:

Fe	$a \approx 300 \text{ \AA}$	$(A = 2,0 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-1}, \quad I_s = 1700 \text{ эс}),$
β -Co	$a \approx 250 \text{ \AA}$	$(A = 1,0 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-1}, \quad I_s = 1400 \text{ эс}),$
Ni	$a \approx 700 \text{ \AA}$	$(A = 1,0 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-1}, \quad I_s = 500 \text{ эс}).$

При сделанных Миддлхуком приближениях и невысокой точности измерений лучшее совпадение экспериментальных и расчетных данных маловероятно.

Неожиданными оказались результаты измерения ширины доменных границ пленок при разных температурах. Как видно из рис. 8, ширина границы с повышением температуры пленки уменьшается. Причина уменьшения неясна.

5. Гальваномагнитные эффекты

Зависимость удельного сопротивления ρ пленок от их толщины

На рис. 9 представлена кривая 1, характеризующая зависимость удельного сопротивления (ρ) монокристаллических пленок Ni от их толщины d . Пленки напылялись на кристаллы NaCl при температуре 160°C . Измере-

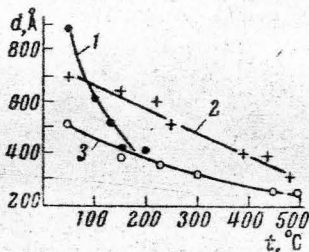


Рис. 8. Зависимость ширины 90-градусных границ монокристаллических пленок железа, никеля и β -Co от толщины пленки: 1 — Ni, 2 — Fe, 3 — Co

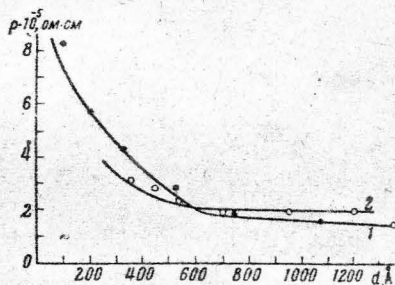


Рис. 9. Зависимость удельного сопротивления ρ от толщины: 1 — у монокристаллических пленок никеля, 2 — β -Co

ния производились при комнатной температуре, перед измерением пленки размагничивались. Из графика видно, что в диапазоне толщин 1300—700 \AA удельное сопротивление незначительно возрастает с уменьшением толщины. При дальнейшем увеличении толщины наблюдается быстрый рост удельного сопротивления.

Кривая 2 характеризует изменение ρ с толщиной у монокристаллических пленок β -Co, выращенных на кристаллах LiF. В изучаемом диапазоне

толщин резкого увеличения удельного сопротивления. при уменьшении толщины пленок не наблюдается.

Эти результаты подтверждают описанные в работе [3] особенности эпитаксиального роста пленок на разных подложках. Пленки Ni, напыленные на NaCl при температуре 160° С до толщин ~400 Å, имеют сквозные поры, наличие которых и приводит к большому удельному сопротивлению. Пленки β -Co на LiF получаются сплошными уже при толщине 200 Å, поэтому сильной зависимости ρ от d в области толщин >200 Å не наблюдается.

Таким образом, измеряя удельное сопротивление эпитаксиальных пленок, можно косвенно получать сведения об их кристаллическом строении.

Зависимость $(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})/\rho_0$ от толщины пленки

На рис. 10 показана зависимость гальваномагнитного эффекта $(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})/\rho_0$ от толщины монокристаллических пленок Ni, β -Co и поликристаллических пленок Ni (ρ_{\perp} — удельное сопротивление

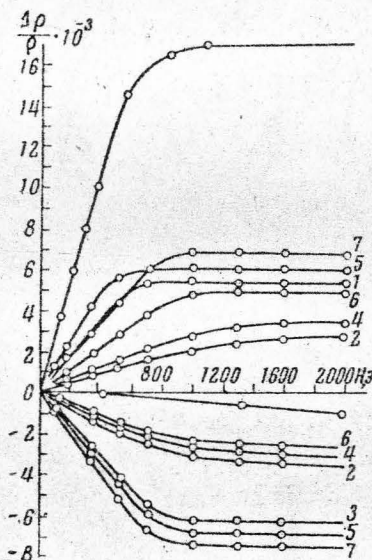


Рис. 11. Зависимость продольного и поперечного гальваномагнитных эффектов от величины поля у монокристаллических пленок никеля (1 — 350 Å, 2 — 520 Å, 3 — 350 Å, 4 — 680 Å, 5 — 700 Å, 6 — 1080 Å, 7 — 1200 Å) и у массивного монокристалла никеля (по данным Кайя)

рисунке представлена зависимость этих величин от значения поля для монокристалла Ni при направлении тока, совпадающем с [100] [10].

Как видно из рис. 11, величина гальваномагнитного эффекта в массивном монокристалле Ni всегда остается больше, чем у пленок изучавшегося

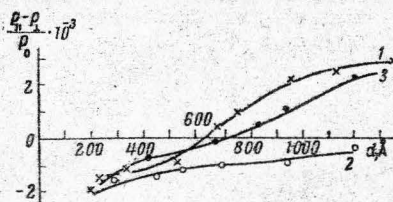


Рис. 10. Зависимость эффекта $(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})/\rho_0$ от толщины: 1 — у монокристаллических пленок никеля, 2 — у β -Co, 3 — у поликристаллических пленок никеля

при поле, насыщающем пленку в направлении тока, протекающего вдоль [100]; ρ_{\perp} — удельное сопротивление при поле, насыщающем пленку перпендикулярно направлению электрического тока, протекающего вдоль [100]; ρ_0 — удельное сопротивление пленки в размагниченном состоянии). Характеры изменения эффекта с толщиной у монокристаллических и поликристаллических пленок Ni различаются мало. Знак $(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})/\rho_0$ меняется на обратный приблизительно при одной и той же толщине пленок. Для пленок β -Co знак $(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})/\rho_0$ в исследуемом диапазоне толщин остается отрицательным.

Наблюдавшаяся разница зависимости $(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})/\rho_0$ от толщины у монокристаллических пленок Ni и β -Co, на наш взгляд, связана с разным их строением, вызванным разными механизмами роста пленок на кристаллах LiF и NaCl.

Зависимость $\Delta\rho_{\parallel}/\rho_0$ и ρ_{\perp}/ρ_0 от величины магнитного поля

На рис. 11 представлены графики зависимости $\Delta\rho_{\parallel}/\rho_0$ и $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0$ монокристаллических пленок Ni от величины поля при направлении тока вдоль кристаллографического направления [100]. На этом же

диапазона толщин. Четкой зависимости эффекта от толщины пленок не видно, возможно, из-за неидентичности как строения пленок, так и рельефа подложек.

Литература

1. Киренский Л. В., Пынько В. Г., Суханова Р. В., Сивков Н. И., Пынько Г. П., Эдельман И. С., Комалов А. С., Кан С. В., Сырова Н. И., Звигинцев А. Г., Физ. металлов и металловедение, 22, 380 (1966).
2. Киренский Л. В., Пынько В. Г., Пынько Г. П., Суханова Р. В., Сивков Н. И., Русов Г. И., Эдельман И. С., Phys. stat. sol., 17, 249 (1966).
3. Пынько В. Г., Комалов А. С., Овсянников М. А., Русова С. Г., Людви́к Э. Ж.-Р., Изв. АН СССР. Сер. физ., 31, № 3 (1967).
4. Chikazumi S., J. Appl. Phys., 32, 848 (1961).
5. Michalak J. T., Glenn R. C., J. Appl. Phys., 32, 1261 (1961).
6. Бозорт Р., Ферромагнетизм, Изд. иностр. лит., М., 1956.
7. Freedman J. F., J. Appl. Phys., 33, 1148 (1962).
8. Neel L., J. phys. radium, 17, 250 (1956).
9. Middelhoeck S., J. Appl. Phys., 34, 1054 (1963).
10. Kaya S., Sci. Repts Tôhoku Univ., 17, 1027 (1928).