

УДК 538.248

**МЕХАНИЗМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЕНОК
С ПОЛОСОВЫМИ ДОМЕНАМИ***Л. С. Палатник, Л. И. Лукашенко, Ю. В. Золотницкий, Л. З. Лубяный*

Методом порошковых фигур изучено перемагничивание слоев, обладающих полосовой доменной структурой («закритических» пленок). Показано, что резкое увеличение коэрцитивной силы при переходе слоев из «тонкопленочного» в закритическое состояние сопровождается изменением механизма их перемагничивания.

Пленки с полосовыми доменами (закритические пленки) привлекают внимание исследователей в связи с возможностью их использования в технике магнитной записи в качестве управляемых полем дифракционных решеток [1, 2]. Изучению закритических пленок посвящено большое число работ, однако до сих пор не до конца выяснен механизм их перемагничивания и, следовательно, природа коэрцитивной силы.

В работах [3] предлагается схема перестройки доменной структуры в процессе перемагничивания толстых закритических пленок. Перемагничивание происходит путем возникновения и роста макродоменов, содержащих большое число полос. В точке $H=H_c$ (H_c — коэрцитивная сила) пленка разбита на макродомены с противоположными направлениями плоскостной компоненты намагниченности. Величина H_c обусловлена либо полем смещения границ, либо полем зародышеобразования. Таким образом, согласно [3], процессы перемагничивания закритических пленок принципиально не отличаются от таковых для тонких ферромагнитных слоев, не содержащих полосовых доменов.

С другой стороны, известно, что коэрцитивная сила является монотонной функцией толщины h слоя [4]: H_c резко увеличивается при переходе из тонкопленочного в закритическое состояние. Этот факт позволяет предположить качественное изменение механизма перемагничивания в области $h/h_k \gg 1$ (h_k — критическая толщина перехода). В работе [5] нами было сделано заключение, что в нормально осажденных закритических пленках толщиной $h > h_k$ отсутствуют процессы смещения границ и перемагничивание осуществляется путем вращения магнитного момента в полосовых доменах.

В настоящей работе поставлены следующие задачи: 1) проследить изменение механизма перемагничивания закритических пленок при переходе от $h/h_k \approx 1$ к $h/h_k \gg 1$; 2) уточнить механизм перемагничивания в области $h/h_k \gg 1$.

МАТЕРИАЛ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Предметом исследования явились пленки Ni—Fe (83% Ni, 17% Fe), полученные конденсацией в вакууме $1 \cdot 10^{-4}$ тор на стеклянные подложки. Скорость конденсации ~ 10 А/сек, угол падения молекулярного пучка равен 0. Поскольку отношение h/h_k можно изменять двумя путями (варьируя h или h_k), были изучены две серии пленок. Первая состояла из образцов различной толщины (от 0,35 до 1,7 мкм), осажденных при одной и той же температуре подложки $T_{\text{п}} = 310^\circ \text{C}$. Вторая серия содержала плен-

ки толщиной ~ 1 мкм, конденсированные при $T_{\text{п}}=260-400^\circ$. Повышение $T_{\text{п}}$ действует подобно отжигу: совершенствуется кристаллическая структура конденсата, уменьшается константа K_{\perp} перпендикулярной анизотропии и, как следствие, возрастает $h_{\text{к}}$.

Согласно [3], в закритических пленках больших толщин макродомены не обнаруживаются магнитооптическим методом. В настоящей работе для исследования процессов перемагничивания применялась магнитная суспензия. Известно, однако, что частицы суспензии собираются над полосовыми доменами, при этом границы между макродоменами могут быть не видны. В связи с этим кроме традиционной порошковой техники, была использована предложенная нами ранее методика пробного поля [5], суть которой сводится к следующему. Пусть пленка с полосовыми доменами имеет

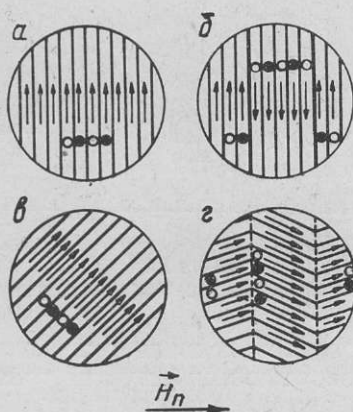


Рис. 1. Схема перестройки полосовой доменной структуры в поле H_{\perp} :

$a, б$ — исходные состояния; $в, г$ — поворот полос в поле H_{\perp} .

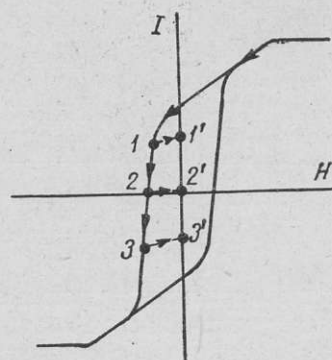


Рис. 2. Схема исследования процессов перемагничивания пленки.

одну и ту же по всей площади планарную компоненту намагниченности I_x (рис. 1а). Тогда под действием поля H_{\perp} , перпендикулярного доменам, произойдет когерентный поворот полос к направлению поля (рис. 1в). Если же пленка разбита на макродомены (рис. 1б), то включение H_{\perp} приведет к образованию структуры типа «шеvron» (рис. 1г).

При помощи пробного поля фиксировались необратимые изменения доменной структуры в процессе перемагничивания пленки. Это достигалось следующим образом (рис. 2). Пленка намагничивалась до насыщения, затем поле H уменьшалось до значений, соответствующих точкам 1, 2, 3 на рис. 2, и выключалось. Мы исходили из предположения, что после выключения поля пленка переходила в состояния 1', 2', 3' соответственно, сохранив необратимые изменения доменной структуры. В частности, предполагалось, что если на каком-то этапе перемагничивания возникли макродомены обратной намагниченности, то они не исчезают после выключения поля.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

1. **Процессы перемагничивания в пленках различной толщины.** Несмотря на то, что конденсация металла проводилась при нормальном падении молекулярного пучка на подложку, в плоскости пленок обнаруживалась анизотропия, которая усиливалась с приближением их толщины к $h_{\text{к}}$. Указанная закономерность объясняется следующим. Пленки с полосовыми доменами обладают как индуцированной, так и вращательной анизотропией. При $h/h_{\text{к}} \gg 1$ превалирует вращательная анизотропия. В области $h/h_{\text{к}} \sim 1$ константа вращательной анизотропии падает [6] и в большей мере проявляется анизотропия, индуцированная намагниченностью. В изученных пленках толщиной до $\sim 0,5$ мкм механизмы перемагничивания качественно различались вдоль осей легкого (о.л.н.) и трудного (о.т.н.) намагничивания.

Рассмотрим результаты исследования пленок толщиной $0,35 \text{ мкм}$. При переключении поля вдоль о.л.н. наблюдался развал намагниченности и образовывались длинные, узкие макродомены, перпендикулярные полю. Смещения границ между доменами не обнаружено. Такой механизм характерен для тонкопленочного состояния [7]. Перемагничивание вдоль о.л.н. происходит, как и в тонких пленках, путем образования и роста макродоменов, идущих от края образца.

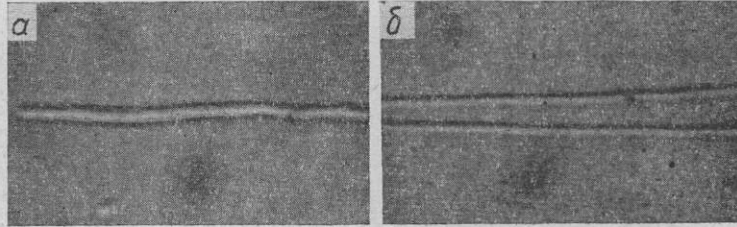


Рис. 3. Порошковые фигуры ($\times 950$) на пленке толщиной $0,35 \text{ мкм}$; поле $H=1,2 \text{ э}$ приложено вдоль оси легкого намагничивания.

Влияние перпендикулярной анизотропии проявляется в следующем. Во-первых, увеличивается контраст порошковых фигур на границах доменов (по сравнению с «незакритическими» пленками такой же толщины). Этот эффект можно объяснить большим выходом намагниченности из плоскости слоя в районе границы и увеличением полей рассеяния.

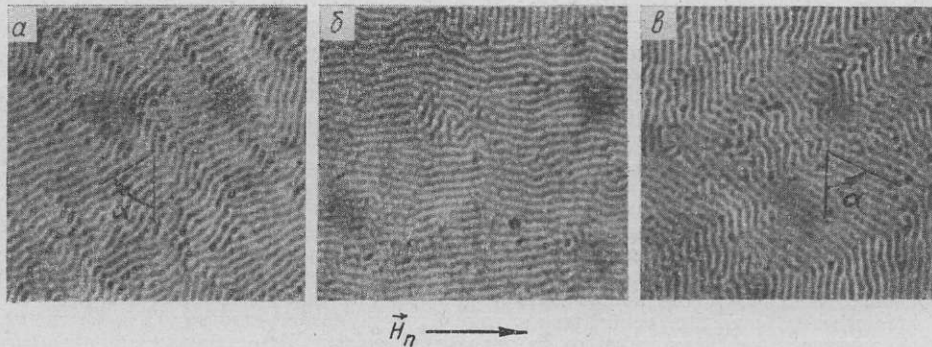


Рис. 4. Перестройка доменной структуры ($\times 900$) пленки толщиной $1,7 \text{ мкм}$ в поле H_{\perp} . Исходные состояния:

$a - H = -1$; $b - H = -9$; $v - H = -18$; $H_{\perp} = 120 \text{ э}$.

ния над ней. Во-вторых, и это более существенно, при перемагничивании вдоль о.л.н. в отрицательном поле $|H| > H_c$ обнаружены узкие ($\sim 1 \text{ мкм}$), кинжаловидные домены (рис. 3а), ширина которых увеличивается по мере приближения к краю пленки (рис. 3б). Длина таких доменов может достигать $\sim 10^2 \text{ мкм}$. Мы предполагаем, что кинжаловидные домены в узкой части (рис. 3а) представляют собой 360° границы. Они устойчивы благодаря перпендикулярной анизотропии, которая способствует выходу намагниченности из плоскости слоя. Хотя полосовые домены в пленках толщиной $h < 0,5 \text{ мкм}$ не выявляются в оптическом микроскопе, они присутствуют одновременно с макродоменами, о чем свидетельствует дифракционный контраст на порошковых фигурах.

В интервале $h=0,35-0,6$ мкм коэрцитивная сила исследованных пленок скачкообразно возросла более чем в 10 раз (от 1,5 до 16 э). При $h > 0,5$ мкм полосовые домены обнаруживаются не только по дифракции света на них, но и при визуальном наблюдении в микроскопе. Границы же макродоменов, подобные изображенным на рис. 3, не видны.

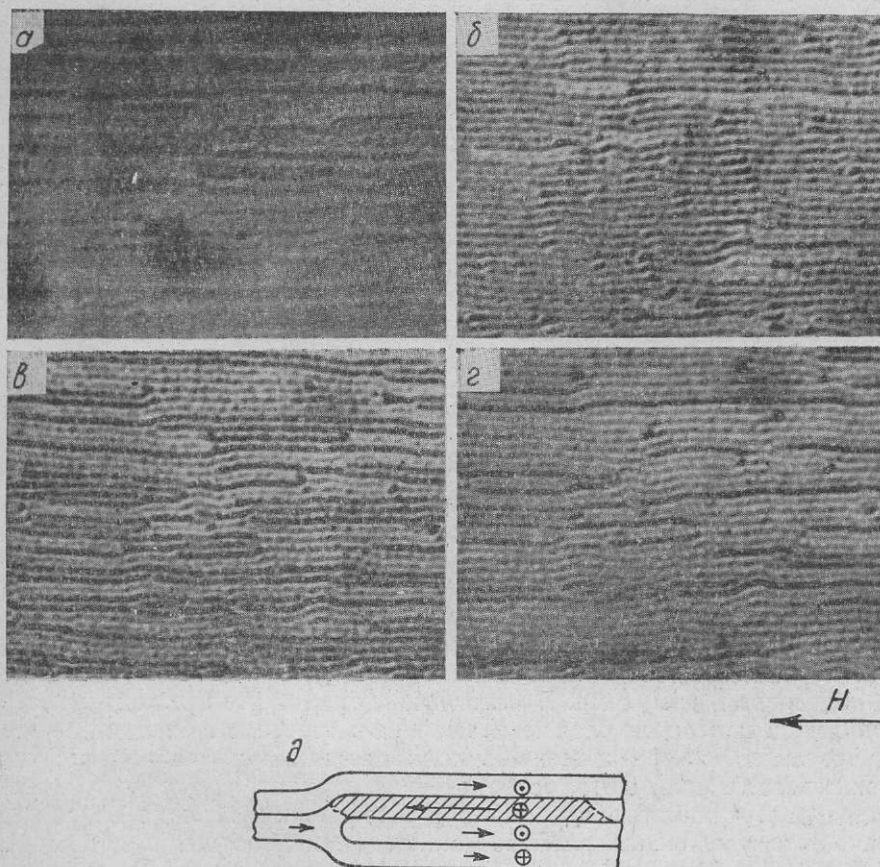


Рис. 5. Порошковые фигуры на разных стадиях перемагничивания закритических пленок ($\times 950$):

$a - H = -21$ э; $h = 0,6$ мкм; $H_{\perp} = 0$; $b, в, г - H = -21; -23; -25$ э соответственно; $h = 1,2$ мкм; $H_{\perp} = 120$ э; d — схема образования светлого домена.

В связи с этим для решения вопроса, образуются ли предполагаемые в [3] домены обратной намагниченности в точке $H = H_c$, применялась методика пробного поля $H_{\text{п}}$, описанная выше.

На рис. 4 показана перестройка порошковых фигур для различных исходных состояний в поле $H_{\text{п}}$ пленки толщиной 1,7 мкм, коэрцитивная сила которой составляла 9 э. Если предварительно приложенное отрицательное поле меньше H_c , то после включения $H_{\text{п}}$ наблюдается поворот полос в одном и том же направлении по всей пленке, в данном случае по часовой стрелке (рис. 4а). Аналогичная ситуация имеет место, если $|H| > H_c$, при этом направление вращения полос противоположное (рис. 4в). После включения поля $|H| = H_c$ перестройка доменной структуры в поле $H_{\text{п}}$ происходит следующим образом. Когда $H_{\text{п}}$ достигает некоторого порогового значения, скачкообразно возникают и растут об-

ласти с горизонтальным направлением полос (рис. 4б). Если предварительно приложенное поле $|H| \neq H_c$, но близко к нему, зародышевый механизм перестройки доменной структуры сохраняется, но угол поворота полос α меньше 90° . Интервал полей, в котором осуществляется перестройка доменной структуры, тем уже, чем ближе $|H|$ к H_c .

Наблюдавшиеся картины порошковых осадков можно трактовать следующим образом. В полях $|H| \geq H_c$ планарные компоненты намагниченности в полосовых доменах параллельны друг другу, о чем свидетельствует поворот полос в поле H_{\perp} в одну и ту же сторону по всей пленке (рис. 4а, в). В точке H_c происходит переключение слоя. Однако, поскольку в поле H_{\perp} не возникают структуры типа «шеvron» (рис. 4б), макродомены обратной намагниченности не образуются. Можно предположить, что пленка перемагничивается путем вращения I_s в полосовых доменах. По мере приближения H к H_c увеличивается угол выхода I_s из плоскости слоя, чем объясняется возрастание α в поле H_{\perp} . В точке $|H| = H_c$ магнитные моменты в соседних полосовых доменах почти антипараллельны и ориентированы вблизи нормали к слою. Это утверждение не противоречит расчетам [6], согласно которым даже в отсутствие поля угол выхода I_s из плоскости слоя может достигать более 85° при $h/h_k \geq 3$ (для исследованной пленки $h/h_k > 8$).

Поскольку изученные пленки весьма неоднородны (они содержат большое количество структурных дефектов и нарушений регулярности полосовой доменной структуры), логично было предположить, что вращение I_s происходит некогерентно по всей пленке. Другими словами, в процессе перемагничивания векторы I_s отклоняются на разные углы в различных частях образца.

Действительно, тщательное изучение порошковых фигур в процессе перемагничивания пленок позволило обнаружить в области $|H| > H_c$ слабый контраст, напоминающий магнитооптический (рис. 5а). Контраст порошковых осадков объясняется следующим. Суспензия оседает над полосовыми доменами. В «светлых» доменах угол выхода намагниченности из плоскости слоя меньше, чем в «темных». Вследствие этого над светлыми доменами меньше поля рассеяния и слабее плотность порошкового осадка. По мере увеличения отрицательного поля светлые домены растут, постепенно заполняя всю пленку. Отсюда не следует, однако, что увеличение размеров макродоменов осуществляется обычным смещением границ, как это имеет место в области $h/h_k \lesssim 1$.

Рассмотрим микромеханизм зарождения и роста светлых доменов на примере пленки толщиной 1,2 мкм, где хорошо выявляются полосовые домены (рис. 5б—г). Включено поле $H_{\perp} = 120$ э, перпендикулярное плоскости пленки, которое не влияет на перестройку доменной структуры. Как видно, в момент зарождения светлые домены имеют ширину полосовых, они образуются одновременно по всей пленке и чаще вблизи «магнитных дислокаций» [5] — нарушений регулярности полосовой доменной структуры. Схематически это представлено на рис. 5д. Увеличение отрицательного поля (рис. 5в) приводит к прорастанию светлых доменов вдоль полосовых. Перемещаясь, они встречают на своем пути нарушения регулярности доменной структуры и инициируют переключение прилежащих полос. При этом внутри светлых областей могут оставаться непереключенные, темные домены. Это свидетельствует о том, что рост светлых макродоменов осуществляется не за счет параллельного смещения стенок, а путем последовательного переключения полосовых доменов. На рис. 5г показаны порошковые фигуры в момент, когда светлые домены заполнили большую часть пленки. Заметим, что светлый домен образуется с одной стороны от центра магнитной дис-

локации (рис. 5д), остатки темных полос (рис. 5г) также заканчиваются на магнитных дислокациях. Это свидетельствует об асимметрии полей рассеяния вблизи магнитных дислокаций, возникающих в процессе перемагничивания пленки.

Из рис. 5б—г следует также, что рост светлых доменов не связан с перемещением магнитных дислокаций. Действительно, конфигурация полосовых доменов не изменилась (ср. рис. 5б и г; треугольниками обозначены идентичные места пленки). Таким образом, подтверждается высказанное ранее предположение, что магнитные дислокации не есть

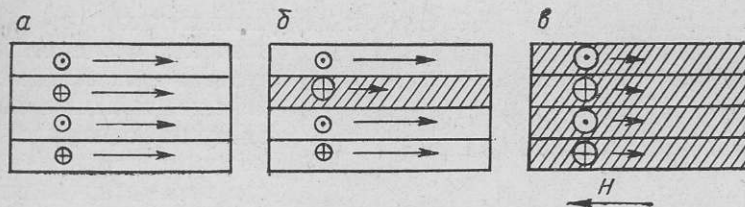


Рис. 6. Схема перестройки доменной структуры в отрицательных полях $|H| \leq H_c$.

границы макродоменов и их движение в процессе перемагничивания служит для регулирования ширины полос [5].

По мере увеличения толщины слоя возрастает количество светлых доменов в момент их зарождения. При $h \approx 2$ мкм ширина светлых областей остается практически неизменной в процессе перемагничивания образца и сравнимой с шириной полосовых доменов.

Хотя нам не удалось проследить механизм перестройки доменной структуры в области $|H| \leq H_c$, можно предположить, что выход намагниченности из плоскости слоя осуществляется также некогерентно по всей пленке. В состоянии остаточной намагниченности (рис. 6а) планарные компоненты I_s одинаковы по величине. В отрицательном поле $0 \leq |H| \leq H_c$, подобно светлым доменам, возникают и растут более темные полосы, с большим выходом I_s из плоскости слоя (рис. 6б). Планарные компоненты намагниченности в доменах остаются параллельными друг другу. При $|H| \approx H_c$ векторы I_s ориентированы почти по нормали к слою (рис. 6в). Таким образом, в процессе перемагничивания пленки образуются макрообласти, которые, однако, не являются доменами обратной намагниченности.

Наряду с указанными макродоменами, во всех изученных нами образцах наблюдались большие домены обратной намагниченности ($\sim 10^2$ — 10^3 мкм) типичные для «тонкопленочного» состояния [7].

Более того, на одной из пленок толщиной ~ 1 мкм зафиксирована граница с поперечными связями (рис. 7), которая характерна для слоев толщиной менее 0,1 мкм. Полученный результат объясняется тем, что структура макродоменов, представленная на рис. 6, сформировалась в процессе осаждения пленки и является метастабильной. Такие домены наблюдаются в исходных образцах, которые ни разу не помещались в магнитное поле, и не повторяются при последующем перемагничивании пленки.

2. Процессы перемагничивания в пленках, осажденных при различных T_p . В таблице приведены некоторые магнитные параметры для серии пленок толщиной 1 мкм, осажденных одновременно при различных T_p .

T_p , °C	H_c , э	i_r	\bar{d} , мкм
350	2	0,9	более 100
310	8	0,5	10
290	11	0,4	2—5
260	13	0,3	7

Относительная остаточная намагниченность j_r характеризует угол θ выхода I_s из плоскости слоя (j_r уменьшается с ростом θ [6]). Ширина полосовых доменов была почти одинакова для всех пленок данной серии и составляла $\sim 0,7$ мкм. После размагничивания пленок переменным полем, ориентированным вдоль о.л.н., возникали макродомены обратной намагниченности, которые обнаруживались по структуре типа шеврон в поле H_{II} . В таблице приведены значения среднего периода \bar{d} шевронной структуры. Как видно, имеется тенденция к уменьшению ширины макродоменов при уменьшении T_{II} . Величина \bar{d} падает на порядок в интервале $T_{II} = 350-300^\circ$ С. Резкому уменьшению \bar{d} соответствует скачок H_c . Аналогичный результат получается при увеличении толщины слоя. Рассмотрим основные закономерности изменения процессов перемагничивания в зависимости от T_{II} .

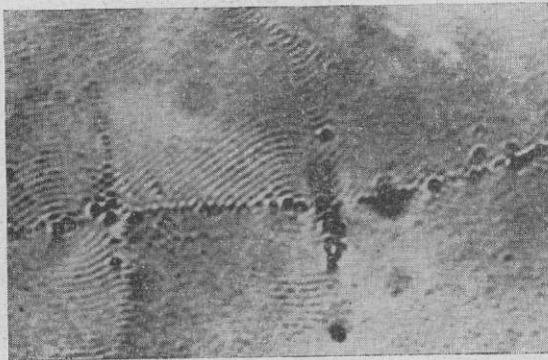


Рис. 7. Граница с поперечными связями в исходной закритической пленке при $h \approx 1$ мкм; $\times 900$.

Слои, осажденные при $T_{II} = 350^\circ$, перемагничиваются в направлении о.л.н., как и тонкие ферромагнитные пленки [7], путем образования и роста больших макродоменов, идущих от края образца. Границы этих областей не совпадают со стенками полосовых доменов. Таким образом, выход намагниченности из плоскости слоя не оказывает существенного влияния на механизм перемагничивания.

С приложением поля вдоль о.т.н. проявляется конкуренция между индуцированной и вращательной анизотропией. В состоянии остаточной намагниченности образуются полосы, параллельные предварительно включенному полю (рис. 8а). В отрицательном поле перемагничивание начинается с неоднородного вращения I_s в плоскости слоя. Образуется рябь намагниченности (рис. 8б, верхняя часть), полосовые домены следуют за I_s . Затем возникают макродомены обратной намагниченности (рис. 8б, нижняя часть). Заканчивается перемагничивание вращением I_s в полосовых доменах. По-видимому, описанный механизм реализуется и в переходной области толщин (вблизи h_K), но он не наблюдается вследствие малости ширины полосовых доменов.

Механизм перемагничивания слоев, осажденных при $T_{II} \approx 310^\circ$ С, не отличается от рассмотренного выше. Мы ожидали, что в слоях, осажденных при достаточно высоких T_{II} ($\sim 310^\circ$) макродомены обратной намагниченности будут возникать и расти при $|H| < H_c$. В этом случае в поле H_{II} должны наблюдаться структуры типа шеврон. Оказалось, однако, что они образуются лишь вблизи края образца или крупных дефектов (пор) и являются следствием неоднородных полей рассеяния. Отсюда следует, что либо домены обратной намагниченности не возникают в полях $|H| \leq H_c$, либо их ширина сравнима с шириной полосовых доменов и не увеличивается в процессе перемагничивания пленки. Более вероятным представляется первое предположение.

3. Коэрцитивная сила. Попытаемся дать количественное описание процесса перемагничивания закритических пленок в области $h/h_K \gg 1$. Как указывалось выше, перемагничивание осуществляется некогерентным вращением I_s в полосовых доменах. В процессе перемагничивания

возникают макрообласти с одинаковой по величине планарной компонентой I_s . Хотя эти области не являются доменами обратной намагниченности, все же они оказывают воздействие на вращение I_s и, следовательно, на H_c . Поэтому нам представляется возможным формально рассмотреть процесс перемагничивания пленок как смещение стенок. Однако главными препятствиями на пути движения границ будем считать не включения или неоднородные напряжения, а полосовые домены. Тогда

$$H_c = \frac{\gamma^*}{I_s D (\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2)}, \quad (1)$$

где D — ширина полосовых доменов; φ_1 и φ_2 — углы между полем и намагниченностью в областях с разным выходом I_s из плоскости слоя; γ^* — величина, пропорциональная разности энергий, соответствующих двум состояниям: граница лежит внутри полосового домена и граница макродомена совпадает со стенкой полосового домена. Значение γ^* возрастает с увеличением угла выхода намагниченности из плоскости слоя.

Сопоставим (1) с экспериментальными данными, описанными выше. Для пленок, имеющих различную толщину h , все величины в (1), кроме D , слабо зависят от h . Действительно, величина K_{\perp} одинакова для всех образцов. Согласно [6], угол выхода намагниченности из плоскости слоя в области $h/h_k \gg 1$ слабо зависит от h и определяется величиной K_{\perp} . Следовательно, отношение $\gamma^*/(\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2)$ остается почти постоянным. Тогда, поскольку $D \sim h^{1/2}$, коэрцитивная сила должна падать с ростом h , что и наблюдается экспериментально.

Пленки второй серии, осажденные при различных $T_{\text{п}}$, отличаются значениями K_{\perp} . Поскольку ширина доменов почти не зависит от K_{\perp} , она одинакова для всех образцов. С ростом $T_{\text{п}}$ уменьшается угол выхода I_s из плоскости слоя, то есть уменьшается отношение $\gamma^*/(\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2)$. Согласно (1), это должно приводить к уменьшению H_c . Полученный результат также находится в согласии с экспериментом.

Таким образом, в слоях различной толщины, обладающих одинаковой константой K_{\perp} , коэрцитивная сила определяется шириной полосовых доменов. В пленках, осажденных при различных $T_{\text{п}}$, основное влияние на H_c оказывает константа перпендикулярной анизотропии и обусловленный ею угол выхода намагниченности из плоскости слоя.

ВЫВОДЫ

Механизм перемагничивания закритических пленок зависит от их толщины и условий осаждения. В области $h/h_k \gtrsim 1$ механизм перемагничивания в основном не отличается от тонкопленочного. Перемагни-

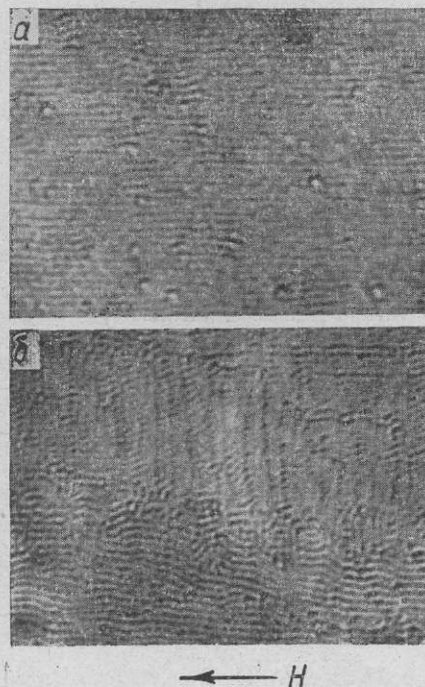


Рис. 8. Перемагничивание закритической пленки, осажденной при $T_{\text{п}} = 350^\circ \text{C}$, вдоль оси трудного намагничивания ($\times 800$):

а — состояние ост. намагничивания; б — $H = -8 \text{ э}$; $h = 1 \text{ мкм}$; $H_{\perp} = 120 \text{ э}$.

чивание осуществляется путем смещения стенок между макродоменами обратной намагниченности, последние разбиты на полосовые домены. Направление полос следует за ориентацией планарной компоненты намагниченности в макродоменах.

В области $h/h_k \gg 1$, где имеет место скачкообразное увеличение коэрцитивной силы, происходит качественное изменение механизма перемещения доменов. Перемещение осуществляется некогерентным вращением магнитного момента в полосовых доменах. В процессе перемещения образуются макрообласти с одинаковой по величине планарной компонентой намагниченности в полосовых доменах. Размеры этих областей сравнимы с шириной полос. Рост макродоменов осуществляется дискретным переключением прилежащих полосовых доменов. Сделана попытка количественного описания процесса перемещения доменов толстых закритических пленок путем формального введения коэрцитивной силы смещения, где в качестве препятствий перемещению границ макродоменов рассматриваются полосовые домены.

Харьковский политехнический институт
им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию
в окончательном варианте
29 июля 1976 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Звездин А. К., Попков А. Ф., Четкин М. Ф. Микроэлектроника, сб. под ред. А. А. Васинкова, М., «Сов. Радио», вып. 7, 1974, стр. 42.
2. Лубяный Л. З., Лукашенко Л. И., Палатник Л. С., Почерняев И. М., Равлик А. Г., Рощенко С. Т., Трунов Б. Н. Авт. свид. № 488251, Бюлл. изобр., 1975, № 38, 131.
3. Поцелуйко А. А., Мяхар В. В., Пынько В. Г. ФММ, 1975, 40, 998; Поцелуйко А. А. Автореф. канд. дисс., Красноярск, Ин-т физики СО АН СССР, 1975.
4. Палатник Л. С., Равлик А. Г., Рощенко С. Т. Изв. АН СССР, сер. физ., 1967, 31, 482.
5. Палатник Л. С., Лукашенко Л. И., Золотницкий Ю. Н., Лубяный Л. З. ФММ, 1972, 33, 479.
6. Мицек А. И., Семянников С. С. ФММ, 1973, 35, 1163.
7. Сб. Тонкие ферромагнитные пленки, под ред. Р. В. Телеснина, М., «Мир», 1964.