# *Вестник* московского университета

№ 4 --- 1968

<u>\_\_\_\_</u>

УДК 538.23

- Can

#### А. К. БАРАНОВ

## СТАТИЧЕСКОЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ СВЯЗАННЫХ ТОНКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК МАЛЫХ РАЗМЕРОВ

Рассматриваются процессы статического перемагничивания сильно связанных ферромагнитных пленок. Обсуждается отклонение реальной системы от идеальной модели и приводятся экспериментальные пороговые характеристики в плоскости полей по осям легкой и трудной намагниченности.

Статистическое перемагничивание тонких ферромагнитных пленок (ТФП) изучено достаточно полно [1, 2]. При этом обычно выбирались образцы, собственным размагничивающим полем которых можно пренебречь. У пленок с линейными размерами менее 1 мм и толщиной более 1000 Å размагничивающее поле настолько велико, что при отсутствии внешних полей они разбиваются на домены. Естественно предположить, что если пара таких пленок расположена достаточно близко друг к другу и намагничена антипараллельно, то их размагничивающие поля будут компенсироваться полями рассеяния и однодоменное состояние пленок становится устойчивым.

В данной работе исследовалась с помощью эффекта Керра доменная структура магнитостатически связанных пермаллоевых пленок с размерами 0,5×0,5 мм. Пермаллой напылялся на стеклянные подложки толщиной 2 мм и в полученных пленках вытравливались полоски. Затем напылялся слой меди толщиной около 1,5 мкм и проводилось вторичное сквозное травление на полоски в направлении, перпендикулярнном первоначальному. Пара подобных матриц, прижатых друг к другу, образует систему связанных магнитных пленок с параллельными осями легкой намагниченности (ОЛН).

#### Модель идеально связанных пленок

Пусть пленки  $M_1$  и  $M_2$  характеризуются толщинами  $d_1$  и  $d_2$ , коэрцитивными силами  $H_{c1}$  и  $H_{c2}$  и полями анизотропии  $H_{k1}$  и  $H_{k2}$  (индекс 1 припишем низкоанизотропной пленке, а индекс 2 — пленке с бо́льшим полем анизотропии). Пленки относятся к классу «нормальных»  $\left(\frac{H_c}{H_k} < 0.6\right)$ , угловая дисперсия их мала, средние ОЛН совпадают, геометрические размеры равны, а плоскости параллельны и расположены так близко

друг к другу, что размагничивающие поля взаимно компенсируются полями расселния. Подобные пленки внервые были рассмотрены Чэнгом [3] на основе модели однородного вращения. Было найдено, что при отклонениях параметров пленок от взаимного равенства (по толщине, полю анизотропии, ориентации средних ОЛН и др.) критическая кривая перемагничивания сохраняет форму, близкую к астроиде, усредненной между индивидуальными астроидами пленок.

В данной работе рассматривается взаимодействие пленок с сильной связью ( $H_d \simeq H_{c1} \simeq H_{k1}$ ). Экспериментально определенная зависимость эффективного поля рассеяния ТФП в форме узкой полоски шириной 0,5 *мм* и с ОЛН перпендикулярной длине может быть выражена следующим соотношением [4]

$$H_d = 2d, \tag{1}$$

где *d* — толщина пленки в 10<sup>3</sup> Å.

Большие размагничивающие поля, соответствующие насыщенному состоянию, приводят к тому, что при снятии внешних полей пленки с малыми линейными размерами разбиваются на домены. Остаточная намагниченность пленок близка к нулю, область устойчивого однодоменного состояния отсутствует. Если же пленка магнитостатически связана с другой подобной пленкой, то в идеальном случае поведение пленки малых размеров должно совпадать с поведением пленки больших размеров, когда размагничивающими полями можно пренебречь. (Напомним, что пленки малых размеров получались вытравливанием из большой пленки размерами 50×50 мм после измерения ее магнитных параметров обычными методами.)

Как было показано в работе [4], связанные полоски ТФП с перпендикулярной ОЛН перемагничиваются скачкообразно при условии

$$H_{c2} - H_{c1} < H_{d2}$$
 (2)

Можно ожидать, что этот процесс будет происходить и в связанных пленках, имеющих форму квадратов, так как уменьшение размагничивающих полей будет лишь при  $\frac{a}{b} > 1$  (где a — размер по ОЛН,

*b* — размер по ОТН).

Если коэрцитивные силы пленок существенно различны, пленки  $M_1$  и  $M_2$  перемагничиваются поочередно. Однако перемагничивание  $M_2$  происходит раньше, а  $M_1$  позже, чем в случае нахождения этих пленок вне связи.

Если к связанным пленкам одинаковой толщины приложено поле по оси трудного намагничивания (ОТН), их энергетическое состояние может быть описано выражением

$$E = -(\sin\varphi_1 + \sin\varphi_2) MH + K_1 \sin^2\varphi_1 + K_2 \sin^2\varphi_2 + MH_d \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (3)$$

где  $\varphi$  — угол отклонения вектора намагниченности от ОЛН, К — плотность энергии анизотропии,  $H_d$  — поле рассеяния одной из пленок, — (sin  $\varphi_1$  + sin  $\varphi_2$ ) MH — энергия пленок в приложением поле,  $K_2$ sin<sup>2</sup> $\varphi_1$  +  $K_2$ sin<sup>2</sup> $\varphi_2$  — энергия анизотропии,  $MH_d \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$  — энергия магнитостатической связи.

Минимизируя его относительно  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , получаем уравнения моментов:

$$H\cos\varphi_{1} - \frac{H_{k1}}{2}\sin 2\varphi_{1} - H_{d}\sin(\varphi_{1} - \varphi_{2}) = 0,$$
  

$$H\cos\varphi_{2} - \frac{H_{k2}}{2}\sin 2\varphi_{2} + H_{d}\sin(\varphi_{1} - \varphi_{2}) = 0.$$
 (4)

При равенстве  $H_{k1}$  и  $H_{k2}$  получается хорошо известное решение астроида. В случае же неравенства полей анизотропии векторы намагниченности пленок  $M_1$  и  $M_2$  отклоняются под действием поля по ОТН на разные углы  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ . Поля рассеяния и размагничивающие поля располагаются под углом друг к другу и не могут быть скомпенсированы (рис. 1). В результате этого эффективное поле связи  $H_b$ , равное



Рис. 1. Отклонение векторов намагниченности  $M_1$  и  $M_2$  под действием поля по ОТН ( $H_b$ — эффективное поле связи)

геометрической сумме разматничивающих полей, направлено так, что оно замедляет отклонение намагниченности от ОЛН в низко-



Рис. 2. Зависимость углов поворота векторов намагниченности  $M_1$  и  $M_2$ под действием поля по ОТН: a из астроидной модели для одиночных пленок с  $H_k$ : 1–2, 2–4, 3–8 эрст  $\delta$ — для связанной пары с  $H_{k1} = 2$ ,  $H_{k2} = 8$  и  $H_d = 2$  эрст (кривые 4 и 5),  $\delta$ — для связанной пары с  $H_{k1} = 4$ ,  $H_{k2} = 8$  и  $H_d = 2$  эрст (кривые 6 и 7)

анизотропной пленке и ускоряет его в высокоанизотропной, тем самым как бы «усредняя» свойства пленок. Чем больше поле связи, т. е. чем толще пленки, тем сильнее этот эффект. На рис. 2 представлены зависимости углов поворота  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  от поля по ОТН для двух пар связанных пленок.

Здесь же показано изменение углов  $\varphi_1^*$  и  $\varphi_2^*$ , вычисленное из астроидной модели для одиночных пленок. Видно, что изменение  $\varphi_1$  существенно отличается от астроидного для низкоанизотропной пленки, и ее полный поворот на 90° может быть достигнут только одновременно с высокоанизотропной пленкой в поле  $H_{k1}$ .

### Некоторые различия реальной системы и идеальной модели

В реальном случае в системе связанных пленок всегда имеются отклонения от идеальной модели, которые должны быть учтены.

Необходимость расположения между пленками по крайней мере двух проводников, а также изолирующих слоев приводит к появлению между пленками зазора. А это значит, что поля рассеяния и размагничивающие поля не могут быть скомпенсированы в обеих пленках одновременно даже при идеальном совпадении их магнитных свойств (в одной пленке это может быть достигнуто за счет увеличения толщины другой). Подобная некомпенсация вызовет сдвиг магнитных характеристик по ОТН в сторону бо́льших полей, а по ОЛН проявится в снижении порога перемагничивания. Чем толще пленки, тем более значителен этот эффект.

Подобное же снижение поля перемагничивания по ОЛН произойдет при различии пленок по толщине. Так как размагничивающие поля пропорциональны толщине пленок, то снижение порога перемагничивания пропоршионально разнице в толщинах с тем же коэффициентом, т. е. разница в 250 Å для элемента  $0,5 \times 0,5$  мм уменьшит порог на 0,5 эрст.

Резкий край вытравленной пленки выступает настолько мощным источником анизотропии, что вектор намагниченности в ближайшей к нему области стремится ориентироваться либо параллельно краю, либо образовать дискретную магнитную структуру (замыкающие домены и зародыши обратных доменов).

Кроме того, сам край не является идеальной прямой линией, а представляет собой ломаную кривую на уровне микронного масштаба, что приводит к сложному распределению магнитных зарядов и сложной ориентации намагниченности. Тонкая структура этого распределения не влияет на значение эффективного размагничивающего поля во всей пленке, но может сильно изменить величину локальных размагничивающих полей у края.

Как было установлено теоретически [5] и экспериментально [6], распределение размагничивающего поля по элементу существенно неоднородное. Оно резко возрастает на краях, перпенидикулярных вектору намагниченности. Можно ожидать, что в этих областях отсутствует детальная компенсация полей, следствием чего является образование зародышей обратной намагниченности на краях, перпендикулярных ОЛН, и инертность областей пленки у краев, параллельных ОЛН (для перемагничивания этих участков требуются бо́льшие поля, чем для остальной части пленки).

Если две связанные пленки сдвинуты относительно друг друга по ОЛН, в непрекрывающихся областях не только отсутствует компенсация размагничивающих полей и полей рассеяния, но даже наоборот, поле рассеяния будет способствовать образованию в неперекрытой области обратных доменов, так как оно будет иметь тот же знак, что и размагничивающее поле.

Рассмотренная выше модель связанных пленок использует представление о когерентном вращении намагниченности, даваемое уравнением (4). Однако однородное вращение является лишь одним из возможных способов поведения ТФП. Играющие важную роль процессы блокировки в расщепления на тонкую структуру остались вне теоретического рассмотрения.

Эти замечания, конечно, не исчерпывают всех отличий реальной и идеальной моделей связанных пленок. Однако учет их поможет более правильно понять поведение связанных пленок.

#### Эксперимент

Процессы перемагничивания связанных пленок изучались наблюдением доменной структуры с помощью эффекта Керра. Перемагничивание по ОЛН осуществлялось подачей тока в проводник, перпендикулярный ОЛН, а по ОТН пленки перемагничивались при протекании тока в проводнике, параллельном ОЛН. Перемагничивание под углом к ОЛН происходило при подаче токов заданного отношения одновременно в оба проводника. Амплитуда токов регулировалась изменением напряжения питания источника тока.

Типичные результаты получены при веремагничивании пленок 1, 2, 3, 4, параметры которых до травления указаны в таблице.

Для того чтобы оценить взаимное влияние в системе связанных пленок, один из компонентов (пленка 1) поочередно объединялся с остальными тремя. На рис. 3 справа показаны характеристики перемагничивания пленки 1 (ось х направлена по ОЛН), а слева — пороговые кривые перемагничивания связанных с ней пленок 2, 3, 4.

N₂	d, Å	Н <sub>с</sub> , эрст	Н <sub>k</sub> , эрст	а/2, град
1	2000	2,8	$     \begin{array}{r}       12 \\       15 \\       6 \\       2,8     \end{array}   $	1
2	1500	7,5		2
3	1800	2,4		8
4	1800	3		6

В исходном состоянии пленки намагничивались до насыщения по ОЛН после снятия поля оставались И B антипараллельном состоянии, а на краях, перпендикулярных ОЛН, появлялись мелкие зародыши обратной фазы. Если после этого поле по ОЛН с противоположной полярностью возрастало, наблюдался некоторый рост обратных зародышей. При достижении полем определенной величины происходило скачкообразное перематничивание всей пленки, и только остатки неперемагниченной фазы образовывали



Рис. 3. Пороговые характеристики связанных пленок: 1, 2 и 3--кривые пленки 1, связанной с пленками 2, 3, 4; 4, 5 и 6--кривые пленок 2, 3, 4, связанных с пленкой 1

на краях небольшие обратные домены (точки по оси x на рис. 3). С ростом поля они уменьшались, но после снятия его вновь возрастали до размеров, определяемых энергетическим равновесием внутренних полей.

Как видно из характеристик пленки 1, порог перемагничивания системы определяется обоими ее компонентами, но лежит ниже индивидуальных значений коэрцитивной силы сплошных пленок.

Если к пленкам, находящимся в антипараллельном состоянии, прикладывалось поле по OTH, то при небольших значениях поля краевые зародыши росли в длину, незначительно увеличиваясь в поперечном размере. При дальнейшем возрастании поля они ориентировались под углом к ОЛН, а далее следовало их прорастание через всю пленку. При больших полях вся пленка расщеплялась на тонкую доменную структуру, наклоненную к ОЛН (точки по оси у). Можно считать, что она образуется не только путем прорастания узких доменов от краев пленки, но и в результате неоднородного вращения с образованием блокированных структур. В пользу этой точки зрения свидетельствует более мелкий размер доменов по сравнению с прорастающими от края и гораздо большее их число. Когда поле велико и превышает определенный порог, пленка после его снятия расщепляется на узкие домсны, параллельные ОЛН. Поле образования блокированных структур

В случае приложения поля под углом к ОЛН перемагничивание пленок осуществлялось смещением стенок зародышей. Этот механизм перемагничивания действовал до довольно больших углов. Пороговая кривая представляет собой вертикальную прямую, причем начало перемагничивания и его окончание происходило практически в одной точке поля. Сектор этот в изученных пленках велик, что объясняется большим отношением порога по ОТН к порогу по ОЛН.

При перемагничивания под значительными углами наблюдалось прорастание отдельных зародышей через всю пленку под углом к ОЛН, совпадающим с направлением приложенного поля, после чего пленка перемагничивалась смещением стенок. Пороговая характеристика начала перемагничивания отклонялась в сторону меньших полей по ОЛН; окончание прецесса происходило при гораздо больших полях. На рис. 3 это показано как раздвоение кривых перемагничивания пленки 1.

Перемагничивание пленки вблизи ОТН осуществлялось путем образования блокированных структур как от прорастающих от краев узких зародышей, так и местным неоднородным вращением. Наклон доменов соответствовал модели, предложенной Мидделхуком и др. [7].

Из сравнения характеристик пленки 1, связанной с пленками 2, 3, 4 и характеристик пленок 2, 3 и 4, связанных с пленкой 1, видно, что они являются почти зеркальным отражением друг друга. То есть, пленки в связанном состоянии при сильной степени связи приобретали «усредненны**е»** свойства, и оба компонен**та** перемагничивались какединое целое. Изменение свойств пленки 1 в связанном виде по сравнению с одиночным состоянием можно проиллюстрировать следующими контрольными точками. Для одиночной пленки 1 при снятии насыщающего поля по ОЛН, сквозной домен прорастал в положительном поле 1,4 эрст, насыщение достигалось в поле — 5,5 эрст. Расщепление на тонкую структуру наблюдалось при 15 эрст, а в связанном состоянии этого поля при 11, 11 и 7 эрст.

В заключение автор выражает благодарность проф. Р. В. Телеснину за интерес к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Тонкие ферромагнитние пленки, под ред. Р. В. Телеснина. М., «Мир», 1964. 2. Ильичева Е. Н., Канавина Н. Г., Шишков А. Г. «Изв. АН СССР», сер. физич., 30, 99, 1966.

3. С h a n g H. IBM Jorn. of Res. and Dev., 6, No. 4, 419—429, 1962. 4. Баранюв А. К., Ибаев Ю. «Изв. АН СССР», сер. физич., 31, № 3, 1967. 5. Китр H. J. IBM Jorn. of Res. and Dev., 9, No. 2, 118—123, 1965. 6. Bonyhard P. I., Buckingham I. C. Intermag, section 5, 1965.

7. Middelhoek S. Acad. Proefshift, Amsterdam, 1961.

Поступила в редакцию 5.7 1967 г.

Кафедра общей физики для физиков