Изв. АН Армянской ССР, Физика, IV, 19—26 (1969)

ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ИНВЕРСНЫХ ПЛЕНОК ВБЛИЗИ НАПРАВЛЕНИЯ ОСИ ТРУДНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Т. А. ПОГОСЯН, Я. М. ПОГОСЯН, В. А. МАМЯН

При рассмотрении особенностей процесса перемагничивания инверсных пермаллоевых пленок вблизи направления оси трудного намагничивания (ОТН) показано, что застывание вектора намагниченности вблизи ОТН не может быть обусловлено лишь границами Нееля. Определенную роль при этом играет и рябь намагниченности.

В отличие от идеальных одноосноанизотропных ферромагнитных пленок перемагничивание реальных пленок в направлении оси трудного намагничивания (ОТН) осуществляется необратимыми процессами, характер которых зависит как от плотности образовавшихся доменов в состоянии остаточной намагниченности в направлении ОТН, так и от амплитуды перемагичивающего поля. В работах [1—4] показано, что при больших плотностях границ перемагничивание в направлении ОТН осуществляется обычным смещением границ, подобным перемагничиванию в направлении оси легкого намагничивания (ОЛН). При уменьшении плотности границ необратимость петли приписывается перемагничиванию самих границ. Эти разновидности поведения пленок можно наблюдать в инверсных пленках при различних амплитудах перемагничивающих полей. Перемагничивание же пленок вблизи направления ОТН освещено сравнительно в меньшем числе работ [5—7], располагающих в основном данными картин Акулова-Биттера. Наблюдаемые при этом аномалии—уменьшение коэрцитивной силы и остаточной намагниченности с отходом от среднего ОТН — приписывается уменьшению плотности образовавшихся границ.

В настоящей работе, в основном, рассматриваются характерные особенности перемагничивания инверсных пленок вблизи направления ОТН, наблюдаемые с помощью электронного микроскопа. Кроме того, рассмотрено влияние немагнитных включений на магнитные свойства пленок.

1. Влияние отношения H_c/H_k пленок на состояние остаточной намагниченности

Пленки были получены методом вакуумного испарения сплава 82 /18— *Ni/ Fe* на покровных стеклах микроскопа при вакууме 1.10^{-5} *мм рт. ст.* Температура подложки поддерживалась в пределах 300—350°*C*. Толщина пленки составляла 600—800 Å. Подложки были предварительно напылены каменной солью при температуре 120°*C* (Состав сплава был выбран таким образом, чтобы состав пленки соответствовал нулевой магнитострикции и снятие пленки с подложки не приводило бы к изменениям их магнитных свойств [8]). Пленки при

этом получаются инверсными с $H_c/H_k \geqslant 1$, с большой угловой дисперсией анизотропии.

На рис. 1 приводятся характерные для инверсных пленок петли гистерезиса в направлении ОТН и вблизи его. Видно, что с отходом от среднего направления ОТН в одну или в другую сторону наблюдается постепенное изменение формы петли гистерезиса, выражающееся как в падении величины остаточной намагниченности, так и коэрцитивной силы. При угле отклонения от ОТН, примерно соответствующем краю угловой дисперсии анизотропии (рис. 1 г), форма петли гистерезиса максимально приближается к идеальной в направлении ОТН. Состояние остаточной намагниченности в направлении ОТН и вблизи его приведено на рис. 2 (углы поворота от среднего направления ОТН соответствуют значениям на рис. 1). Из рис. 2, полученного методом электронной микроскопии с одного и того же участка пленки с $H_c = 3{,}2$ э и $H_k = 2{,}6$ э, видно, что с отходом от направления ОТН нарушается симметричность распадания пленки на домены, что хорошо согласуется с моделью, принятой в работе [5]. Однако, как будет показано ниже, направление вектора намагниченности в остаточном состоянии, перпендикулярное линиям магнитной ряби [9], не может быть обусловлено только границами Нееля, образовавшимися при распадании на узкие домены. Это хорошо видно на рис. 3а, иллюстрирующем состояние остаточной намагниченности пленки вблизи ОТН для пленки с $H_c/H_k = 2$, из которого видно, что направление вектора намагниченности, указанное стрелками, даже в областях, в которых не образовались границы Нееля, не совпадают с направлением ОЛН. Пленки эти не являются изотропными, что хорошо видно из характера разбиения на домены вблизи ОТН. В противном случае, направление вектора намагниченности всегда совпадало бы с направлением предварительного насыщения. Пленки, изображенные на рис. 2 и 3а, имеют одинаковую толщину и отличаются величиной отношения H_c/H_k. Уменьшение H_k, рис. 3а, приводит к уменьшению угла между направлением ОТН и вектором намагниченности после насыщения пленки вблизи ОТН. С ростом величины дисперсии анизотропии, связанным с уменьшением H_k, длина волны тонкой магнитной структуры (ряби намагниченности) должна расти. Если представить, что образцы пленок, изображенных на рис. 2 и 3а, имеют одинаковый исходный состав и толщину и отличаются лишь константой анизотропии, то согласно уравнению Гофмана [10, 11]

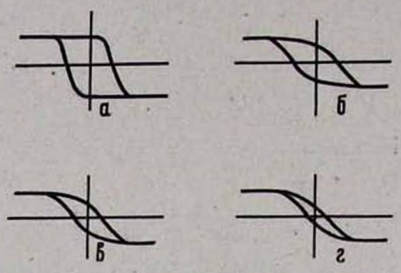

Рис. 1. Петли гистерезиса пермаллоевой пленки с H_c/H_k=1, 2, полученные при перемагничивании в среднем направлении ОТН (а) и с отходом от него на углы: 4° (б), 9° (в) и 12° (г).

$$\lambda \approx \sqrt{\frac{A}{K}},$$

где λ — длина волны ряби намагниченности,

A — постоянная обмена,

K — постоянная анизотропии. Уменьшение H_k должно привести к увеличению амплитуды и длины волны ряби. Далее, если рассмотреть рябь как границу с очень малой плотностью энергии, то ясно, что уменьшение H_k должно привести к все меньшему отклонению вектора намагниченности от ОТН после насыщения пленки вблизи ОТН, так как при этом увеличивается также плотность энергии линий ряби, способствующей застыванию вектора намагниченности вблизи исходного направления насыщения. Здесь нам кажется уместным отметить наблюдаемый при перемагничивании в направлении ОТН поворот вектора намагниченности по обе стороны границы в близлежащее направление ОЛН за счет увеличения H_k пленки путем приложения соответствующих напряжений [12]. К сожалению, в этой работе не имеется сведений о поведении при этом ряби намагниченности.

2. Процесс перемегничивания инверсных пленок

Перемагничивание инверсных пленок вблизи направления ОТН носит необратимый характер, несмотря на отсутствие границ Нееля, т. е. если снять внешнее поле в состояниях, изображенных на рис. 3б—3е, то исходная картина рис. 3а не восстанавливается. Этого следовало бы ожидать, исходя из рис. 3е, где хорошо видна деформация линий ряби. Необратимость поведения ряби намагниченности при перемагничивании в направлении ОТН была наблюдена и ранее [13]. Это также указывает на справедливость рассмотрения ряби как границ с очень малой плотностью энергии.

В процессе перемагничивания, рис. 3б — 3е, происходит одностороннее вращение вектора намагниченности в силу наличия вращающего момента, возникающего из-за отклонения суммарной намагниченности в остаточном состоянии от направления перемагничивающего поля. Как было отмечено выше, это отклонение будет тем больше, чем меньше дисперсия анизотропии. Ясно, что вблизи направления ОТН коэрцитивная сила при перемагничивании инверсных пленок всегда будет меньше, чем в среднем направлении ОТН и ОЛН, т. к. в последнем случае будет иметь место двустороннее вращение с образованием блокирующих границ [14] с высокой плотностью энергии и стирающей границы. При перемагничивании вблизи ОТН также образуются блокирующие границы, но как видно из рис. 3, их доля очень мала.

В свете вышеизложенного, оценка энергетического состояния остаточной намагниченности в направлении ОТН и вблизи его с учетом только константы анизотропии и плотности энергии имеющихся границ Нееля, на наш взгляд, некорректна. На это указывается также в работе [7], где было показано, что при остаточной намагниченности в

направлении ОТН, равной 0,995, что наблюдается практически, плотность границ Нееля должна была бы составлять при использовании уравнения Миддельхука 25000 $см^{-1}$, т. е. более чем на порядок выше, чем было наблюдено в таких пленках. По мнению этих же авторов [15], более близкие к эксперименту значения остаточной намагниченности в направлении ОТН можно получить с учетом энергии внешних полей рассеяния границ Нееля. Однако из рис. 3а видно, что направление намагниченности вблизи границ не претерпевает никаких изменений, что говорит о малой величине полей рассеяния этих границ, которые в лучшем случае могут способствовать удержанию намагниченности в узких доменах в направлении ОТН.

3. Влияние неоднородностей на свойства пленок

К основным источникам инверсности в одноосноанизотропных пленках согласно теории Гофмана [10, 11], хорошо согласующейся с экспериментальными данными, относятся следующие факторы: увеличение размеров кристаллитов, локальные изменения состава пленки, возможные образования сверхструктур, наличие включений и т. д. Эти все факторы являются в итоге производными от условий получения. Следует особо отметить влияние немагнитных включений на свойства пленок. Из одноосноанизотропных пленок с $H_c/H_k \approx 0{,}3-0{,}5$ можно получить инверсные двумя путями: уменьшением H_k или повышением H_c. Разумеется, H_k и H_c взаимосвязаны, т. е. изменение одного из этих параметров влечет за собой изменение другого, однако наличие примесей более сильно влияет на коэрцитивную силу, т. к. примеси помимо того, что приводят к увеличению дисперсии анизотропии, увеличивают непосредственно H_c. В работе [16, 17] показано, что H_c зависит от примесей незначительно (концентрация примесей оценивалась из соотношения скорости испарения и степени вакуума при испарении). В этой работе не предусматривалось качественных изменений свойств пленок за счет увеличения H_c и получения пленок с крапчатой доменной структурой. Пленки с крапчатой доменной структурой могут быть получены и из одноосноанизотропных пленок [18, 19] путем длительного высокотемпературного нагрева в обычном вакууме, приводящего, по-видимому, к окислению, т. е. к введению дополнительных примесей. Причиной увеличения H_c в крапчатых пленках, по своей вероятности, являются крупные образования немагнитных включений, приводящие к образованию магнитных зарядов, что хорошо выявляется при исследовании в электронном микроскопе. На рис. 4 приводится характер перемагничивания пермаллоевых пленок с различными значениями H_c, полученных при разных скоростях испарения. Видно, что с увеличением концентрации магнитных зарядов увеличивается значение H_c. Понятие коэрцитивной силы приобретает как бы новое содержание—магнитные заряды являются здесь дополнительными барьерами, для преодоления которых требуется добавочная энергия. Это хорошо иллюстрируется на рис. 4а,

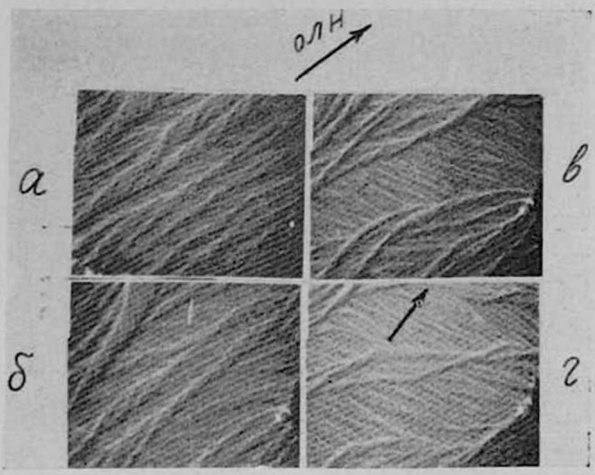

Рис. 2. Состояние остаточной намагниченности пленки с $H_c/H_k = 1{,}2$ в среднем направлении ОТН (а) и при отходе от него (б, в, г) на углы, соответствующие рис. 1. Направление вектора намагниченности и ОЛН указано стрелками. Увеличение 1000.

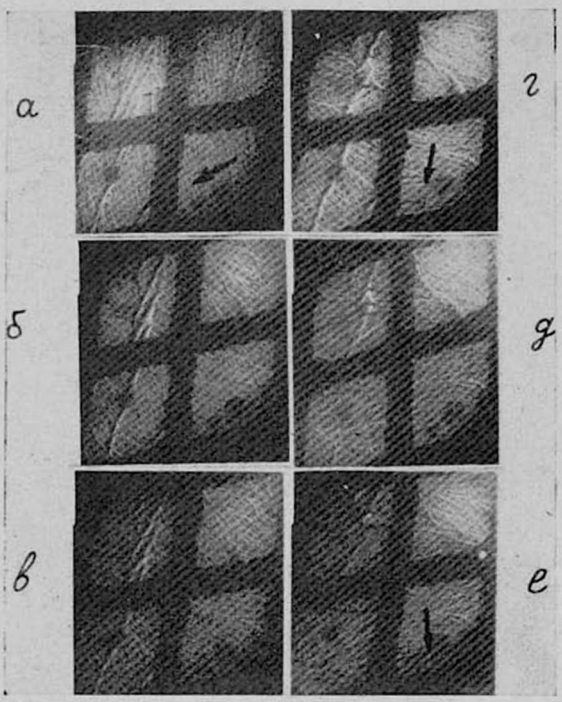

Рис. 3. Перемагничивание инверсной пленки с $H_c/H_k = 2$ под углом 16° к среднему направлению ОТН при величинах приложенных полей: а) $H=0$, б) $H=0{,}3$э, в) $H=0{,}5$э, г) $H=0{,}7$э, д) $H=0{,}9$э и е) $H=1{,}0$э. Направление ОЛН вертикально. Увеличение 700.

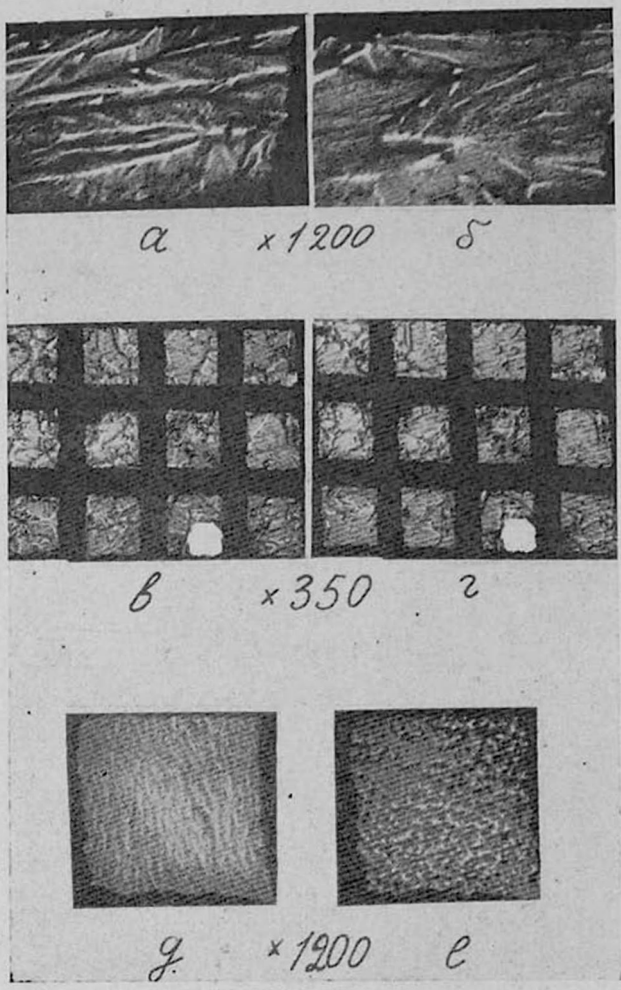

Рис. 4. Характер перемагничивания пленок в зависимости от их скорости испарения: а, б) 250 Å/*мин*. $H_c = 3{,}27$*э*; в, г) 100 Å/*мин*, $H_c = 8{,}0$; д, е) 50 Å/*мин*, $H_c = 18{,}0$*э*.

б, где видно, что в процессе перемагничивания со смещением границ в инверсных пленках в направлении ОЛН, граница задерживается и даже деформируется у дефектов. На рис. 4 д, е изображена пленка с типично крапчатой доменной структурой, проявляющая свойства полной изотропности, т. е. вектор намагниченности застывает в исходном направлении насыщения. Состояние пленки при внешнем поле, равном H_c, соответствует рис. 4е. Обычно пленки с крапчатой доменной структурой выявляются в электронном микроскопе с меньшей контрастностью, чем одноосноанизотропные, что, по-видимому, вызвано полями рассеяния, которые возможно заставляют частично выходить вектор намагниченности из плоскости пленки. Проекция вектора намагниченности на плоскость пленки, которой обязано электронномикроскопи-

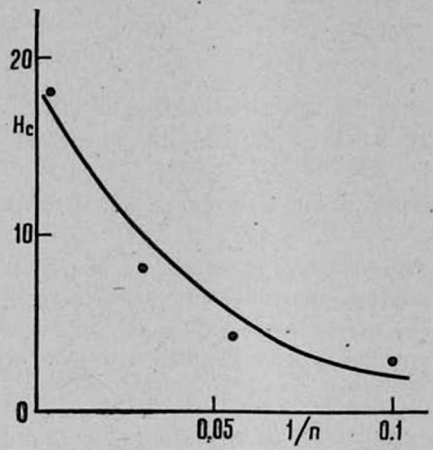

Рис. 5. График зависимости коэрцитивной силы пленок H_c от плотности неоднородностей.

ческое изображение магнитной структуры [20], становится при этом меньше.

Экспериментальная зависимость коэрцитивной силы H_c от обратной величины концентрации неоднородностей на единицу площади пленки $1/n$ показана на рис. 5. Концентрация неоднородностей была подсчитана по микрофотографиям по числу светящихся точек. Нами получена более сильная зависимость, чем приведенная в работе [16].

Ереванский государственный
университет

Поступила 26.IX.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. *Я. М. Погосян*, ФММ, 17, 678 (1964).
2. *E. Fuchs, W. Zinn*, J. Appl. Phys., 34, 2557 (1963).
3. *S. Middellhöek*, J. Appl. Phys., 33, 1111 (1962).
4. *R. J. Spain, R. Rubinstein*, J. Appl. Phys., 32, S228 (1961).
5. *Я. М. Погосян*, ФММ, 19, 38 (1965).
6. *S. Middelhoek*, Z. angew. Phys., 13, 151 (1961).
7. *D. J. Craik, M. J. Wood*, Brit. J. Appl. Phys., 18, 689 (1967).

8. *F. T. Wooten, J. L. Artley, T. C. Pikington*, J. Vacuum. Sci. and Technol. 4, 29 (1967).
9. *E. Fuchs, Z. Angew.* Phys., 13, 157 (1961).
10. *H. Hoffman*, Phys. Status, Solidi, 4, 459 (1964).
11. *H. Hoffman*, J. Appl. Phys., 35, 1790 (1964).
12. *В. А. Буравихин*, Влияние механических напряжений на магнитные свойства пленок, Иркутск, 1968
13. *E. Feldtkeller*, J. Appl. Phys., 34, 2646 (1963).
14. *Я. М. Погосян, Т. А. Погосян, В. А. Мамян*, Изв. АН ССР, Физика, 3, 378 (1968).
15. *D. J. Craik, M. J. Wood*, Brit. J. Appl. Phys. 18, 689 (1967).
16. *J. C. Brice, Brit.* J. Appl. Phys., 16, 1523 (1965).
17. *J. G. Brice, J. A. Cundall, A. P. King*. J. Mat. Sci., 1, 170 (1966).
18. *M. Cohen*, J. Appl. Phys., 33, 1841 (1962).
19. *M. Cohen*, J. Appl. Phys., 33, 2968 (1962).
20. *Р. Хейденрайх*, Основы просвечирающей электронной микроскопии, Изд. Мир (1966).

ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՎԵՐԱՄԱԳՆԻՍԱՑՈՒՄԸ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԺՎԱՐ ԱՌԱՆՑՔԻՆ ՄՈՏ ՈՒՂՂՈՒԹՅԱՄԲ

Թ. Ա. ՊՈՂՈՍՅԱՆ, ՅԱ. Մ. ՊՈՂՈՍՅԱՆ, Վ. Ա. ՄԱՄՅԱՆ

Աշխատանքում էլեկտրոնամիկրոսկոպիկ եղանակով հետազոտված է ինվերսիոն բարակ մագնիսական թաղանթների վերամագնիսացման մի քանի առանձնահատկություններ մագնիսացման դժվար առանցքին մոտ ուղղությամբ։

Ցույց է տրված, որ մագնիսական վեկտորի դիտվող անշարժությունը դժվար առանցքին մոտ ուղղությամբ բնորոշ է ինվերսիոն թաղանթների վերամագնիսացմանը և պայմանավորված չէ միայն Նեելի բնույթի դոմենային սահմաններով, որը առաջանում է թաղանթը նեղ դոմեններ վերածվելուց։ Մեր կարծիքով այդ պրոցեսում որոշակի դեր ունի նաև մագնիսացման նուրբ ստրուկտուրան։ Այս բոլորը հաստատում է նաև այն փաստը, որ դժվար ուղղությամբ մագնիսացման հագեցումից հետո ինվերսիոն թաղանթների անիզոտրոպիայի դաշտը փոքրացնելիս մագնիսացման վեկտորը ավելի քիչ է շեղվում հագեցնող մագնիսական դաշտի ուղղությունից։

THE MAGNETIZATION REVERSAL PROCESS OF INVERSION FILMS NEAR THE AXIS OF HARD MAGNETIZATION DIRECTION

S. A. POGOSSIAN, Ya. M. POGOSSIAN, V. A. MAMIAN

This papes deals with the electron microscopical investigations of some particularities of a magnetization reversal process of inversion permalloy films near the axis of hard magnetization direction. It is shown that congelation of magnetization vector near „hard" axis which is typical for process of magnetization reversal of inversion films cannot be only due to Neel's walls formed at the breaking into narrow domains, the magnetization ripple being taken into account. It is pointed out by the fact of less and less deviation of magnetization vector from the direction of initial saturation field after saturation near the direction of „hard" axis with decreasing of the investigated anisotropy of the films.