к вопросу о сползании доменных границ

я. м. погосян, з. м. гзрян

В работе электронномикроскопическим методом исследовано влияние поля по оси легкого намагничивания (H_A) на процесс сползания доменных границ в тонких ферромагнитных пленкат. Показано, что при больших значениях поля H_A , начиная с $H_A = 0.5 \, H_{\rm c}$, на процесс сползания доменных границ накладывается смещение границ, осуществляемое скачками Баркгаузена. Величина шага этих скачков зависит от приложенного поля H_A . При исследовании влияния переднего и заднего фронтов импульса на процесс сползания установлено, что сползание доменных границ в основном осуществляется на переднем фронте импульса, что не было обнаружено в работе Бифорта при исследовании методом индукционного считывания.

На основе электронномикроскопических исследований в предыдущих работах [1-4] нами была предложена новая модель, объясняю(щая процесс сползания доменных границ с поперечными связями. Согласно этой модели, сползание границ имеет место только при подаче поля H_{τ} по оси трудного намагничивания (ОТН) при наличии искодного поля H_{π} , действующего по оси легкого намагничивания
ОЛН). При этом величина шага сползания за полцикла (при синусоидальном поле H_{τ}) составляет

$$\delta = 2q \, \frac{H_{\tau}}{H_{c}} \varphi, \tag{1}$$

где 2q — расстояние между крестообразными линиями Блоха в границе, $H_{\rm T}$ — поле, действующее по ОТН,

 H_a — поле, при котором линии Блоха аннигилируют [5], $H_a \approx 0.4 \div 0.7 H_k$;

 ϕ — угол прогиба границы под действием поля H_{π} .

Экспериментальные данные, полученные методом магнитооптического эффекта Керра [4] и лорентцовой микроскопии, показали, что при малых значениях H_{π} наблюдается качественное согласие выражения (1) с экспериментом. В частности, связь между δ и H_{τ} линейна, критические кривые сползания, соответствующие различным значениям δ , смещены друг относительно друга параллельно, наличие постоянно действующего поля по ОТН не влияет на скорость сползания и т. д.

Однако с ростом $H_{\rm A}$ расхождение в значениях $\delta_{\rm secn.}$ и δ , соответствующего уравнению (1), сильно возрастает, что наводит на мысль о существовании и других факторов, влияющих на процесс сползания доменных границ.

Настоящая работа предпринята с целью выявления роли поля H_{π} в процессе сползания доменных границ в тонких ферромагнитных пленках. Методика получения образцов, а также исследования процесса сползания описана в [1-4].

Известно [1-4], что сползание границ с поперечными связями, представляющих разнополярные 90° неелевские сегменты, разделенные круговыми (О) и крестообразными (А, В) линиями Блоха (рис. 1а), обусловлено следующим.

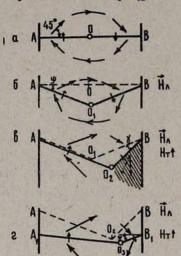


Рис. 1. Схематическое изображение поведения границ в режиме сползания: а) исходное состояние, б) приложено поле $H_{\rm d}$, в) конфигурация границы при последующем приложении поля $H_{\rm T}$ в момент срыва границы на крестообразной линии Блоха, г) доменная граница после срыва (пунктирные линии указывают предыдущее состояние границы).

- 1. Под действием поля H_n происходит прогиб границы с круговой линией Блоха на вершине (рис. 16). Экспериментально найденная величина прогиба $\Delta = OO_1$, соответствующая по модели когерентного вращения величине ϕq , в действительности в 2—3 раза меньше и во столько же раз больше теоретически рассчитанной величины, приведенной в [6].
- 2. При подаче поля H_{τ} круговая линия Блоха смещается по линии AO_1O_2 (рис. 1в), изменяя тем самым направленность короткого неелевского сегмента (O_2B) и приводя к возникновению магнитостатических зарядов на этом участке границы [2]. Величина магнитостатических полей рассеяния, возникших на сегменте O_2B , получается из соотношения

$$H_p = \frac{4 \int t H_{\tau} H_a}{q (H_a - H_{\tau})^2} \varphi, \qquad (2)$$

где f — намагниченность насыщения, t — толщина пленки.

3. Принимается, что сползание (то же самое, что и срыв границы на крестообразных линиях) будет иметь место тогда, когда $H_x + H_p \geqslant H_c$.

Срыв границы на крестообразных линиях осуществляется из-за поворота намагниченности заштрихованной области (рис. 1в) в направлении, противоположном действию внешнего поля H_{τ} , тормозящего

тем самым смещение круговой линии Блоха [3]. Последнее приводит к возникновению дивергенции магнитного потока на границе и срыв является, по существу, переходом границы в состояние устойчивого равновесия (рис. 1г).

Согласно нашему представлению о ферромагнитной пленке с высокой квадратичностью ее петли гистерезиса предполагается, что коэрцитивная сила определяется полем старта границ [7]. Однако электронномикроскопические исследования показали, что микросмещение границ в виде скачков Баркгаузена имеет место также и при полях, вначительно меньших H_c , причем с ростом величины H_{π} увеличивается средний шаг скачка границы.

На рис. 2 приводится электронномикроскопический снимок, иллюстрирующий характерный скачок Баркгаузена [в процессе экспониро-



Рис. 2. Скачок Баркгаузена в тонких пленках при $H_{\pi} = 0.87 \, H_{c}$.

вания кадра при $H_1 = 0.87 \, H_c$. Хорошо видны не только исходное и конечное состояния, но и промежуточное состояние

но также, что граница сместилась не параллельно, она, му, претерпевала задержку на каких-то неоднородностях.

На рис. З приводится график зависимости расстояния между начальным и конечным положениями границы в зависимости от числа подаваемых импульсов для двух значений поля $H_{\rm A} = 0,75\,H_{\rm c}$ и $H_{\rm A}=0.8\,H_{\rm c}$. При этом граница приводится в стартовое положение (в строго определенное место) по соответствующим ориентирам на пленке путем сползания границы при $H_{\pi} \approx 0.4 \, H_{c}$, а затем задается соответствующее поле H_{π} . Эти предосторожности необходимы, так как, во-первых, от участка к участку величины скачков разные и, во-вторых, при установлении границы в стартовое положение большими полями H_{π} этот эффект может и не наблюдаться.

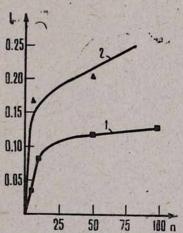


Рис. 3. График зависимости расстояния между начальным и конечным положением границы (в мкм) в зависимости от числа подаваемых импульсов по ОАН; 1) $H_{\pi} = 0.75 \, H_c$; 2) $H_{\pi} = 0.8 \, H_c$.

Из рис. З видно, что смещение границы в зависимости от числа импульсов не носит характера сползания, в противном случае не наблюдалось бы насыщение кривой. Средний шаг скачка Баркгаузена здесь определяется по начальному прямолинейному участку кривой.

Наличие микроскачков границы при полях, значительно меньших H_c , наводит на мысль о существовании в пленке микродисперсии по H_c , обусловленной, по-видимому, как наличием структурных неоднородностей, так и немагнитными включениями, представляющими определенные потенциальные барьеры при смещении доменной границы. При таком рассмотрении граница, срываясь на крестообразных линиях в режиме сползания (с помощью H_p , создаваемой подачей поля H_{τ}), может и дальше смещаться скачком под действием исходного $H_{\pi} < H_c$ до таких барьеров, для преодоления которых исходное H_{π} недостаточно.

На рис. 4 схематически приводится значение коэрцитивной силы в зависимости от расстояния от стартового положения границы в пленке. Местонахождение границы в потенциальной яме (a, δ) обусловлено исходным полем H_a . Если под действием $H_a + H_p$ граница в со-

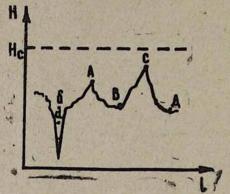


Рис. 4. Схематическое изображение потенциальных барьеров в пленке (пунатирными линиями показан уровень H_c).

стоянии преодолеть барьер A, она может перейти в состояние B. А если исходное поле H_x сравнительно большое, то при этом и H_p будет больше (см. выражение (1)) и

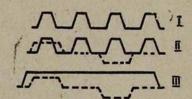


Рис. 5. Три различных варианта приложения внешних полей. Сплошные линии соответствуют полю по ОАН, пунктирные линии — полю по ОТН.

возможно, что граница сможет преодолеть более высокие потенциальные барьеры, например C, и сместиться на сравнительно большее расстояние (на рис. 4 до точки \mathcal{A}). Разность абсцисс D-A, естественно, может оказаться намного больше, чем величина, соответствующая

$$\delta_{\max} = 2q \; \phi \frac{H_{\tau}}{H_a} \Big(\; \text{при} \; \frac{H_{\tau}}{H_a} \; = 0.5, \; q = 3\mu, \; \phi = 15^{\circ} \; \delta_{\max} = 0.8 \; \mu \; \Big) \; .$$

В работе [8] указано на возможное изменение H_c , а следовательно, и формы барьеров только при переходе из одного типа границ в другой. По-видимому, форма потенциальных барьеров может также зависеть и от месторасположения круговой линии Блоха в границе с поперечными связями. Для подтверждения вышеуказанного предположения к пленке прикладывались поля в следующих трех режимах (рис. 5):

1. импульсное поле по ОЛН $(0,6 \div 0,9 H_c)$ рис. 5 (I);

2. импульсное поле по ОЛН, причем от импульса к импульсу изменялось месторасположение круговой линии Блоха путем прикладывания поля по ОТН (рис. 5 (II)); величина поля H_{τ} подбиралась таким образом, чтобы

$$\frac{H_{\pi}}{H_{e(0)}} = \frac{\sqrt{H_{\pi}^2 + H_{\tau}^2}}{H_{e(\tau)}},$$

где $H_{c(0)}$ — коэрцитивная сила смещения границ по ОЛН,

$$H_{c\,(arphi)}$$
 — то же под углом $arphi=rac{H_{r}}{H_{\pi}};$

3. те же значения полей, что и в случае II, но в режиме сползания, рис. 5 (III).

Согласно описанной нами модели режим II (приложено поле H_{τ} , затем H_{π}) уменьшает лишь величину прогиба границы, исключая при этом сползание границы, так как при этом не возникает магнитостатических зарядов. Однако, как видно из рис. 6, величина смещения

границы намного увеличивается в случае режима II по сравнению с режимом І, что, по-видимому, обусловлено только изменением месторасположения круговой линии Блоха в границе. В отличие от режима сползания (режим III) здесь смещение границы осуществляется только скачками Баркгаузена. Как видно из рис. 6, при использовании тех же значений полей в режиме сползания, что и в режиме II, эффективсмещения границ намного больше. Последнее объясняется наличием двух механизмов смещения границ: скачков Баркгаузена и сползания. Иными словами, эффективность скачков Баркгаузена в случае

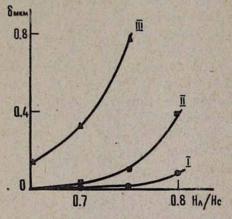


Рис. 6. График зависимости шага смещения границы от величины приложенного поля по ОЛН; в качестве параметра взяты соответствующие режимы рис. 5.

режима III обусловлена не полем H_{π} , как в случае режима II, а полями $H_{\pi}+H_{p}$ (если под сползанием подразумевать только скачки Баркгаузена). Из рис. 6 видно также, что фактически скачки Баркгаузена имеют место при полях $H_{\pi} \geqslant 0,6\,H_{c}$, тогда как сползание границ имеет место и при полях, значительно меньших $0,6\,H_{c}$, что, безусловно, является результатом эффекта возникновения H_{p} при подаче поля H_{π} . В свете вышеизложенного приведенное в работе [9] в качестве одной из причин сползания доменных границ проявление жесткости длинного неелевского сегмента границы (судя по их модели, очередность приложения внешних полей не играет роли) вряд ли приемлемо,

так как длинные неелевские сегменты здесь не заряжаются [2] и из рис. 6 видно, что режим II не носит характера сползания.

Приведенная в работе [4] модель сползания доменных границ не учитывает возможного смещения границ скачками Баркгаузена, имеющими место при полях $H_a \geqslant 0,6 H_c$, и наблюдаемое расхождение реальной кривой сползания $(\delta = f(H_a))$ [10] с предложенной моделью следует отнести за счет эффекта скачков Баркгаузена.

В свете вышеизложенного и полученных нами в работах [1-4] экспериментальных данных, на основе которых предложена модель сползания доменных границ, основной акт сползания происходит на переднем фронте импульса и это в корне противоречит экспериментальным данным Бифорта [11].

По данным Бифорта критические кривые сполвания доменных границ, соответствующие переднему и заднему фронтам импульсных полей, действующих по ОТН, совпадают, т. е. его данные как бы подтверждают модель Мидделхука, которая справедлива при сравнительно больших амплитудах H_{τ} . С целью выяснения достоверности эксперимента Бифорта (эксперимент был осуществлен методом индукционного считывания, не отличающимся высокой точностью) нами электронномикроскопически был повторен этот эксперимент. Отметим, что эти данные являются единственными в периодической литературе, не согласующимися с предложенной нами моделью. Исследовалось поведение границы под действием внешних полей в следующих трех режимах (см. рис. 7). В режиме 1 использовался задний фронт импульса, в

режиме 2— передний фронт импульса, а режим 3 соответствовал режиму сползания (во всех трех режимах амплетуды полей H_{π} и H_{τ} одинаковы).

На рис. 8 приводится эффективность сползания границы ("б") в зависимости от поля H_{π} при

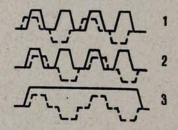


Рис. 7. Три различных варианта приложения внешних полей. Сплошные линии соответствуют полю по ОЛН, пунктирные линии— полю по ОТН.

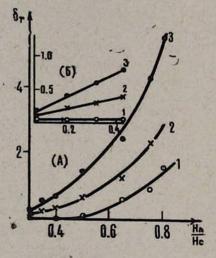


Рис. 8. Зависимость шага смещения границы от $\frac{H_{\pi}}{H_c}$ · А. $(H_{\tau}=0.5~H_a)$. Б. $(H_{\tau}=0.75~H_a)$.

 $H_{\rm r} = 0.5 \, H_a = {\rm const.}$ Обозначения на кривых 1—3 соответствуют режимам, приведенным на рис. 7.

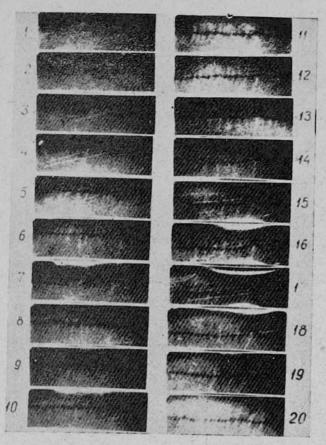


Рис. 9. Провисание границы на крестообразной линии Блоха в процессе сползания доменной границы.

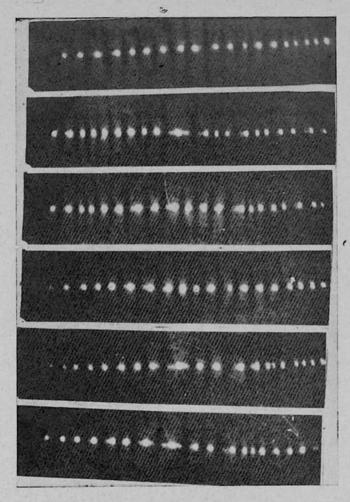


Рис. 10. Микрофотографии границы, соответствующие од-Рис. 10. Микрофотография гранкцы, соответствующие степень "запоминания" предыдущей структуры границы $\left(\frac{H_c}{H_k}=0.5,\quad\alpha_{90}=0.5^{\circ}\right).$

$$\left(\frac{H_c}{H_k}=0.5, \quad \alpha_{90}=0.5^{\circ}\right).$$

Методика проведения эксперимента и обработка экспериментальных данных аналогичны таковым при построении кривых на рис. б.

Из рис. 8 (A) видно, что, как и следовало ожидать, максимальный шаг сползания границы за один фронт импульса $\left(\delta \frac{\mu}{\varphi_{\text{нмп}}}\right)$ соответствует режиму сползания (3), кроме того, видно, что эффективность режима (2) меньше по сравнению с режимом (3), но больше, чем при режиме (1), причем с уменьшением H_{π} эффективность режима 1 сводится на нет, что также хорошо видно из рис. 8 (Б).

Таким образом, вопреки экспериментальным данным Бифорта, действие режимов 1 и 2 (рис. 7) неодинаково и наблюдаемую большую эффективность режима (1) можно приписать вышеуказанным скачкам Баркгаузена, наблюдаемым только при величинах полей $H_{\pi} \geqslant 0.6 H_{c}$.

Рассмотрим еще один аспект, касающийся сползания доменных границ, а именно выясним роль крестообразных линий Блоха в этом процессе. Известно, с одной стороны, что эффективность сползания границы при сползании растет с ростом плотности крестообразных линий Блоха [12, 13]; с другой стороны, последние являются основным препятствием при сползании границ. Наличие в пленках микродисперсии по H_c указывает на то, что крестообразные линии, являющиеся основными потевциальными барьерами для скачков Баркгаузена, не равнозначны, что безусловно может влиять на процесс сползания.

Электронномикроскопические исследования показывают, что в отличие от идеального случая, когда плотность крестообразных линий Блоха по длине границы одинакова (она обусловлена толщиной пленки [4] и H_k [15]), в реальных пленках всегда наблюдается флуктуация плотности крестообразных линий. Последнее нельзя объяснить только влиянием дисперсии анизотропии, ибо флуктуация плотности крестообразных линий наблюдается и в пленках с минимумом дисперсии ($a_{90} < 0.5^{\circ}$).

Неравнозначность крестообразных линий как потенциальных барьеров для сползания границ, а также флуктуации их плотности по границе, указывают на то, что, по-видимому, возвикновение крестообразных линий предпочтительнее на наиболее неоднородных участках границы. Такое предположение не лишено оснований, так как даже в режиме сползания определенные крестообразные линии тормозят смещение границ и границы как бы провисают на нескольких крестообразных линиях, как это видно из кинокадров процесса сползания доменных границ на рис. 9. Видно также, что в процессе сползания границ крестообразные линии притягиваются к неоднородностям и в дальнейшем тормозят процесс сползания. Для выяснения справедливости такого предположения нами были сфотографированы 24 кадра, иллюстрирующие процесс перемагничивания пленки со смещением границ в случае, когда граница строго фиксировалась на одном и том

же месте. В качестве иллюстрации на рис. 10 приводятся шесть характерных снимков из этой серии.

Анализ полученных снимков показал, что в отсутствии какоголибо фактора, вынуждающего к установлению крестообразных линий Блоха на одном и том же месте, вероятность совпадения двух крестообразных линий при наложении снимков, соответствующих одному и тому же участку пленки, составляет

$$W = \frac{D}{2q} K,$$

где D — геометрическая ширина крестообразной линии на фотоснимке, 2q — расстояние между крестообразными линиями,

К - коэффициент, характеризующий точность совпадения.

Принимая D=0.4 μ , $2q=2\mu$ (см. рис. 10), вероятность совпадения крестообразных линий с точностью до $0.5\,D$ составляет 0.04. При наличии участка границы с 25 крестообразными линиями при сравнении двух фотопластинок можно обнаружить лишь совпадение одной пары линий. При наличии n фотопластинок число возможных совпадений соответственно будет $\sum (n-1)$. Однако анализ микрофотографий показал, что фактическое число совпадений больше в 4+5 раз. Последнее указывает на то, что при прохождении границы через один и тот же участок пленки крестообразные линии "запоминают" свое прежнее местонахождение. Во всех случаях "запоминание" может иметь место только при наличии определенных ориентиров, помогающих "запоминть", а в тонких пленках хорошим ориентиром могут служить различные дефекты.

На рис. 10 приведена доменная граница в пленке с $\alpha_{90} = 0.5^{\circ}$; из рисунка видно, что "абсолютное запоминание" не имеет места. Для выяснения влияния структурных неоднородностей на степень запоминания нами были исследованы пленки с большой длиной волны ряби намагниченности, полученные при более высокой температуре подложки при осаждении. В таких пленках, как известно [16], процесс перемагничивания осуществляется неоднородным вращением намагниченности, возникновением блокированной структуры и положение крестообразной линии на перемагничивающей границе диктуется длиной волны ряби намагниченности λ [17]. Исследования показали, что с ростом величины угловой дисперсии анизотропии растет также степень "запоминания", что, по-видимому, и является одной из причин уменьшения эффективности сползания с ростом длины волны ряби намагниченности [17].

В заключение отметим, что из-за наличия микродисперсии по H_c в пленках и неравнозначности крестообразных линий Блоха, как потенциальных барьеров, реальный процесс сползания доменных границ будет отличаться от идеальной модели, приведенной в работах [1-4]. Ереванский государственный университет Поступила 22.IX.1972

AHTEPATYPA

- Я. М. Погосян, П. А. Безирганян, З. М. Гэрян, С. А. Арутюнян. ДАН СССР, 200, 839 (1971).
- 2. Я. М. Погосян. ФММ, 33, 1207 (1972).
- 3. Я. М. Потосян, З. М. Гэрян, С. А. Арутюнян. ФММ, 34, 1004 (1972).
- 4. Я. М. Погосян, С. А. Арутюнян. ФММ, 34, 1165 (1972).
- 5. Я. М. Погосян, А. Г. Шишков, Р. В. Телеснин. ФММ, 30, 880 (1970).
- 6. А. С. Сигов, А. Г. Шишков. ФММ, 31, 731 (1971).
- 7. Е. Н. Ильичева, Н. Г. Канавина, А. Г. Шишков. ФММ, 22, 250 (1966).
- 8. S. Middelhock, Z. Angew. Phys., 14, 191 (1962).
- 9. A. Green, K. D. Leaver, M. Prutton. J. Appl. Phys., 35, 812 (1964).
- 10. Н. Г. Канавина, Е. Н. Ильичева, Р. Лю-фа Чун, В. Э. Осуховский, Р. В. Телеснин, А. Г. Шишков. Сб. Физика магнитных пленок, Иркутск, стр. 226, 1968.
- 11. T. H. Beeforth. Internat. Journal Control, 1, 375 (1965).
- О. А. Виноградов, Е. Н. Ильичева, Н. Г. Канавина, В. Э. Осуховский, Р. В. Телеснин, А. Г. Шишков. Сб. Физика магнитных пленок, Иркутск, стр. 219, 1968.
- 13. Я. М. Погосян. ДАН СССР, 203, 1290 (1972).
- 14. S. Methfessel, S. Middelhock, H. Thomas. YBM-y Res. a. Develop, 4, 96 (1960).
- 15. S. Middelhock. J. Appl. Phys., 34, 105 (1963).
- Я. М. Погосян, Т. А. Погосян, В. А. Мамян. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 19 (1969).
- 17. Я. М. Погосян, З. М. Гэрян, С. А. Арутюнян. ФММ, 31, 417 (1971).

ԴՈՄԵՆԱՅԻՆ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐԻ ՍՈՂՔԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

8 Ա. Մ. ՊՈՂՈՍՑԱՆ, Ձ. Մ. ԳԶՐՑԱՆ

Աշխատանքում էլնկտրոնային միկրոսկոպիկ մեթոդով հետազոտված է հեշտ մադնիսացման ուղղությամբ ազդող դաշտի (H ո) ազդեցությունը ֆերոմադնիսական թաղանթների սողջի պրոցեսի վրա։

8ույց է տրված, որ H_{π} -ի մեծ արժեքների դեպքում, սկսած H_{π} =0,5 H_{c} -ից դոմենային սահմանների տեղաշարժը կատարվում է Բարկհաուղենի թռիչքների միջոցով։ Այդ թռիչքների

քայլի մեծությունը կախված է կիրառված H_л դաշտից։

Սողջի պրոցիսի վրա առաջնային և երկրորդային ֆրոնտների ազդեցությունը հետազոտելիս ցույց է տրված, որ սահմանների սողջը հիմնականում՝ իրադործվում է իմպուլսի՝ առաջնային ֆրոնտում, որը չի նկատվել Բիֆորտի աշխատանջում՝ ինդուկցիոն հաշվարկման մեթոդով հետազոտելիս։

ON THE CREEPAGE OF DOMAIN BOUNDARIES

Ya. M. POGOSSIAN, Z. M. GZRIAN

The electron microscopy of the creepage of domain boundaries with cross bonds showed that at values along the easiest magnetization axis $H_{\pi}=0.5\,H_c$ (where H_c is a coersive force), the creepage of domain boundaries is superimposed by the Barkhausen displacement jump type.