

Я. М. ПОГОСЯН, П. А. БЕЗИРГЯНИН, З. М. ГЗРЯН,
С. А. АРУТЮНЯН, Т. А. ПОГОСЯН

СПОЛЗАНИЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ

(Представлено академиком Г. В. Курдюмовым 19 II 1971)

В работах ⁽¹⁻⁵⁾ выдвинуты модели для объяснения процесса сползания доменных границ. Однако нам кажется, что лишь метод лорентцовой микроскопии, позволяющий визуально наблюдать с большим разрешением магнитную структуру тонких пленок, может более полно объяснить сползание доменных границ. Первое такое исследование было проведено Тороком и др. ⁽⁶⁾, и была показана возможность сползания доменных границ при полях, значительно ниже критических, возникновением больших магнитостатических полей рассеяния. Однако в ⁽⁶⁾ не был рассмотрен процесс срыва границы на поперечных перетяжках, что по существу обуславливает сползание доменных границ.

В настоящей работе электронномикроскопическим методом изучается процесс срыва границы на поперечных перетяжках, позволяющий более полно представить сползание доменных границ с поперечными перетяжками, являющимися наиболее подвижными из существующих в тонких пленках.

Пленки были получены методом вакуумного испарения сплава 82/18 — Ni/Fe с помощью электронной бомбардировки при вакууме 10^{-5} мм рт. ст. на стеклянные подложки, предварительно напыленные подслоем каменной соли. Толщина пленок 300—900 Å. Образцы пленок помещались в полость объективной линзы электронного микроскопа без держателя — сетки, что давало возможность исключить влияние локальных натяжений.

Исследования проводились с помощью электронного микроскопа УЭМВ-100К, позволяющего при соответствующей перестройке ⁽⁷⁾ и использовании гониометрической головки визуально наблюдать с высоким разрешением процесс сползания доменных границ.

Обычно процесс сползания доменных границ наблюдается при полях, значительно меньших критических, т. е. при

$$H_x = 0,6 - 0,7 H_c, \quad H_z = 0,1 - 0,3 H_c,$$

где H_x — постоянное поле, действующее в направлении оси легкого намагничивания (о.л.н.); H_z — переменное поле в направлении оси трудного намагничивания (о.т.н.); H_c — коэрцитивная сила смещения границ; H_k — поле анизотропии.

Для описания процесса сползания доменных границ необходимо рассмотреть вначале действие полей H_x и H_z в отдельности, а затем их совместное действие.

а) Действие постоянного поля в направлении о.л.н. Граница с поперечными перетяжками представляет разнополярные 90° -е сегменты границ типа Нееля, разделенные разнополярными линиями Блоха (круговыми и крестообразными). В состоянии устойчивого равновесия вектор намагниченности вблизи границы составляет с о.л.н. угол $\varphi = 45^\circ$ (рис. 1а). Под действием поля H_x векторы намагниченности участков 1 и 3, благоприятно расположенные к внешнему полю, поворачиваются к о.л.н., и теперь угол $\varphi_1 = 45^\circ - \beta_1$, а на участке 2 и 4 угол $\varphi_2 = 45^\circ + \beta_2$ (рис. 1б). Как показано в ^(3, 8), при этом в границе возникают боль-

шие магнитостатические заряды, приводящие к появлению размагничивающих полей $H'_x = \frac{2Vt}{l/2p} R$, где t — толщина пленки, p — расстояние между крестообразными линиями Блоха в доменной границе. Здесь $R = \sin \varphi_2 - \sin \varphi_1$ представляет разность проекций векторов намагниченности на нормаль к доменной границе. Принимая $\beta_1 \approx \beta_2$ и аппроксимируя общую свободную энергию E вблизи границы в виде

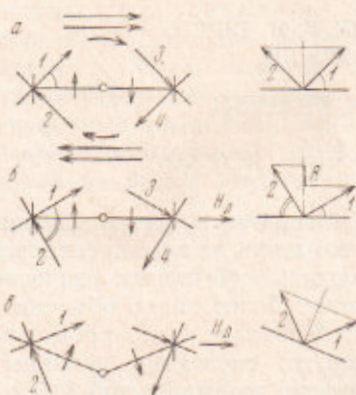


Рис. 1. Схема границы с поперечными перетяжками под действием поля по о.л.н.: а — $H_x = 0$; б — возникновение зарядов в границе в поле $H_x = 0,7 H_c$; в — равновесное состояние позиции б

$$E_{1,2} = K \sin^2 \varphi - H'_x Y \sin \varphi \pm H_x Y \cos (Y \hat{H}_x), \quad (1)$$

можно найти величину R , а следовательно, и H'_x . В уравнении (1) сумма двух первых членов характеризует положение вектора намагниченности вблизи доменной границы в отсутствие внешнего поля, причем поле $H'_x = \sqrt{2}/2H_c$ представляет эффективное поле, удерживающее вектор намагниченности вблизи нееелевских сегментов границы под углом 45° . Величина углов φ_1 и φ_2 в равновесном состоянии будет соответствовать минимуму энергии E_1 или E_2 .

Преобразования приводят к выражению для R в виде

$$R = \sin \varphi_2 - \sin \varphi_1 = \frac{2H_x}{H_c} \frac{H'^2_x + H^2_x}{H'^2_x - H^2_x}. \quad (2)$$

Для пленок толщиной $400 \text{ \AA}$ $H_c = 0,95 \text{ э}$, $p/2 = 15 \mu$ и $H_k = 4,0 \text{ э}$, магнитостатическое поле по о.л.н. $H'_x = 1,5 \text{ э}$. Очевидно, эффективное поле, действующее по о.л.н., $H = H_x + H'_x$ превышает коэрцитивную силу смещения границы и может привести к переориентации границы (прогибу), сводящей R к минимуму (рис. 1в). Величина прогиба δ доменной границы без учета ее жесткости равна $\beta p/2$.

б) Действие поля по о.л.н. В работе (8) показано, что под действием поля по о.л.н. в доменной границе с поперечными перетяжками происходит смещение круговой линии Блоха с удлинением выгодно намагниченных нееелевских сегментов основной доменной границы. Коэрцитивная сила смещения круговой линии Блоха мала и составляет примерно $0,1 \text{ э}$. Наряду с возникшей под действием поля асимметрией линии Блоха, в экспериментах наблюдается вращение вектора намагниченности против поля H_x на более длинных участках нееелевских сегментов. В итоге длинные нееелевские сегменты из 90° -х превращаются почти в 120° -е, тогда как на коротких нееелевских сегментах не наблюдается изменения направления вектора намагниченности вблизи границы и они остаются почти девятиградусными.

в) Совместное действие полей по о.л.н. и о.т.н. Прежде чем рассмотреть поведение пленок в режиме сползания доменных границ (при постоянном поле H_x приложение переменного поля H_z), рассмотрим магнитную структуру вблизи доменной границы под действием внешних полей, приложенных в обратном порядке, т. е. при наличии поля H_z постепенно увеличивается поле H_x . При этом оказывается, что величина прогиба доменной границы зависит не только от поля по о.л.н., но и от расположения линии в доменной границе. Экспериментальные кривые

зависимости величины прогиба δ доменной границы от поля H_d приводятся на рис. 2, где в качестве параметра взято исходное значение поля по о.т.н. Это также видно из рис. 3, на котором схематически изображен процесс сползания доменной границы с поперечными перетяжками, где AO и OB — неелевские сегменты границы, точка O — круговая линия Блоха. Легко видеть, что под действием поля по о.л.н. граница максимально прогибается в случае, когда круговая линия Блоха занимает симметричное

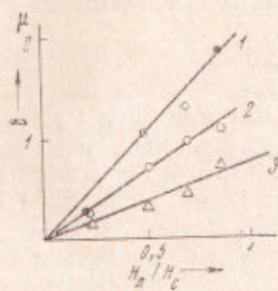


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость величины прогиба δ доменной границы от нормированного поля по о.л.н. при различных значениях H_τ : 1 — 0; 2 — $0,1 H_c$; 3 — $0,2 H_c$

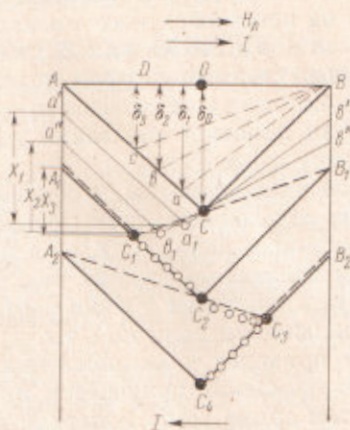


Рис. 3

Рис. 3. Схема сползания доменной границы

положение между крестообразными ($\delta_0 = p / 2 \operatorname{tg} \beta_0$). При смещении линии Блоха в границе, что имеет место при приложении поля о.т.н., величина прогиба $\delta_3 = \frac{p}{n} \operatorname{tg} \beta'$, где $n = AB / AD > 2$. Тогда величина прогиба $\delta_3 < \delta_0$ ($\beta' = \beta_0$), так как угол вектора намагниченности с о.л.н. на этом участке под действием поля H_τ не претерпевает изменений, как это было уже указано. Из рис. 3 видно, что в зависимости от места расположения круговой линии Блоха, т. е. по существу от величины исходного приложенного поля по о.т.н. при $H_d = \text{const}$, величина прогиба соответственно составляла бы $\delta_0 > \delta_1 > \delta_2 > \delta_3$.

Допуская, что изменение последовательности приложения внешних полей не должно сказываться на конечной магнитной структуре пленки, а следовательно, и на величине прогиба границы δ , можно легко объяснить процесс сползания доменных границ. В исходном состоянии (в отсутствие внешних полей) граница занимает положение AOB (рис. 3). Приложение постоянного поля H_d , как было отмечено, вызывает деформацию границы с максимальным прогибом δ_0 , и граница пойдет по линии ACB . Теперь при приложении поля по о.т.н. ($\downarrow$) линия Блоха должна сместиться по линии CA (точки a, b указывают положение круговой линии Блоха при промежуточных значениях полей). В (6) показано, что в этом случае на участке границы CS могут возникнуть большие магнито-статические поля. Как видно из рисунка, неелевский сегмент CB должен преодолеть поле $H = H_d + H_d'$, превышающее H_c , и сместиться в обратную сторону, обеспечив тем самым соответствующий прогиб границы. Поскольку смещение границы в обратную сторону исключается, граница вместе со своим прогибом δ_1, δ_2 и δ_3 может существовать соответственно по $a'a'b', a''b'b''$ и $A_1C_1B_1$ ($x_1 = \delta_1, x_2 = \delta_2, x_3 = \delta_3$), т. е. при росте поля H , происходит срыв границы на крестообразных линиях Блоха.

Графически легко построить модель сползания границ, допуская непрерывность смещения линии Блоха: через точку C можно провести

$a_1 b' \| aB$, $b_1 b'' \| bB$ и т. д. Сочетая, при величине поля по о.т.н., соответствующего положению линии Блоха в точке a , граница срывается на поперечных перетяжках на величину $Aa' = Bb'$ и т. д. При этом, как видно из рис. 3, укорачивающиеся неелевские сегменты границы в процессе сползания остаются параллельными между собой: $AC \| a'a_1 \| a''b_1$ и т. д.

При постепенном уменьшении поля по о.т.н. нет необходимости срыва границы на крестообразных линиях Блоха, ибо рост δ может быть осуществлен, как показано на рис. 3, смещением только круговой линии Блоха. Дальнейшее увеличение поля по о.т.н. обратной полярности завершает полный цикл процесса сползания доменной границы. Электронные микрофотографии процесса сползания доменной границы приведены на рис. 4 (см. вклейку к стр. 833).

В заключение отметим, что срыв доменной границы на поперечных перетяжках, обуславливающий процесс сползания, осуществляется при росте приложенного поля (^{3, 10}), а не наоборот, как это описано в (⁹). Доказательством последнего служит рис. 4а, в, на котором приведена доменная граница под действием только постоянного поля (рис. 4а) и при последующем приложении поля по о.т.н. (рис. 4в). Приложение поля $H_T \approx 0,4H_N$ (рис. 4в) приводит к выпрямлению волнообразной формы границы. Очевидно, выпрямление получается при сползании перемещающейся границы путем срыва ее на поперечных перетяжках, а не установлением некоего среднего положения между максимумами и минимумами этого колебания.

Ереванский государственный
университет

Поступило
18 XII 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ S. Middelhoek, IBM J. Res. and Developm., 6, 394 (1962). ² A. L. Olson, E. J. Torok, J. Appl. Phys., 37, 1297 (1966). ³ О. Г. Виноградов, Е. Н. Ильичева и др., Физика магнитных пленок, Сборн. Иркутск, 1968, стр. 249. ⁴ A. Green, D. K. Leaver, M. J. Prutton, J. Appl. Phys., 35, 812 (1964). ⁵ Р. В. Телеснин, О. Г. Виноградов и др., Изв. АН СССР, сер. физич., 31, 702 (1967). ⁶ E. J. Torok, D. S. Lo et al., J. Appl. Phys., 40, 1222 (1969). ⁷ Я. М. Погосян, Т. А. Погосян, К. В. Авакян, Зав. лаб., 36, 362 (1970). ⁸ Я. М. Погосян, А. Г. Шишков, Р. В. Телеснин, Физ. мет. и материаловед., 30, 880 (1970). ⁹ W. Kayser, A. V. Pohm, R. L. Samuels, IEEE Trans. on Magnetics, 5, № 3, 236 (1969). ¹⁰ Я. М. Погосян, З. М. Гзрян, С. А. Арутюнян, Физ. мет. и материаловед., 31, № 2, 417 (1971).