

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ВИХРЕВЫХ ДОМЕННЫХ СТЕНОК В МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ С ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

© Б.Н.Филиппов, Л.Г.Корзунин

Институт физики металлов

Уральского отделения Российской академии наук,

620219 Екатеринбург, Россия

(Поступила в Редакцию 17 января 1996 г.)

Исследовано движение доменных вихреподобных стенок с учетом динамического преобразования их внутренней структуры. Рассмотрены тонкие магнитно-одноосные пленки, ось легкого намагничивания которых лежит в плоскости пленки. Указан новый «сценарий» развития динамической перестройки доменной стенки. Исследована зависимость периода динамических преобразований T от величины внешнего магнитного поля H , параметра затухания α и толщины пленки b . Исследована зависимость критического поля, ниже которого движение стенки становится стационарным, от α и b . Показано, что в области полей, прилегающей к критическому полю, период динамической перестройки двумерных вихреподобных стенок зависит от H и α аналогичен случаю стенки с одномерной структурой.

Известно [1,2], что учет двумерного характера распределения намагниченности приводит к вихревой структуре доменных стенок (ДС), а также и к асимметрии относительно оси координат, ориентированной вдоль нормали к поверхности магнитно-одноосной пленки с осью легкого намагничивания (ОЛН), лежащей в плоскости пленки (плоскостная анизотропия). Первые исследования динамической перестройки структуры вихревых ДС, возникающей в процессах движения, были выполнены в [3,4]. Однако в этих работах был использован метод Ритца и связанный с ним модельный подход, заранее предполагающий вид начальных и конечных структур ДС, с которыми связаны динамические превращения. Некоторые аспекты динамики ДС с двумерным характером намагниченности на начальном этапе динамической перестройки, также на основе метода Ритца, были исследованы в работах [5-7]. Существенным шагом вперед явилась работа [8], в которой на основе прямого численного решения нелинейного уравнения Ландау-Лифшица [9] в рамках двумерной модели и при строгом микромагнитном подходе была прослежена полная динамическая перестройка структуры вихревых доменных границ в магнитных полях некоторых величин, приложенных вдоль или поперек ОЛН. Нами на основе аналогичного подхода было показано [10], что исследованная в [8] перестройка ДС

оказывается весьма существенной к условиям, существующим на поверхности пленки.

Полученные в [8,10] результаты позволили высказать предположение о том, что в общих чертах природа перестройки двумерной ДС в процессе ее движения связана с тем же прецессионным движением намагниченности, которое впервые было предсказано в работах [11,12]. Однако этот вопрос требует более детальной проработки. В связи с этим мы считаем, что для выяснения физической природы периодического изменения структуры ДС важное значение имеет исследование зависимости периода T возникающих стеночных превращений от величины напряженности внешнего магнитного поля H , а также от других параметров, таких как толщина пленки b и величина магнитного затухания α . Ориентиром в этих исследованиях могут являться соответствующие зависимости $T(H, b, \alpha)$, полученные в [11,12] (см. в явном виде в [13]). Именно этим исследованиям и посвящена данная работа. В ней мы не только исследуем период стеночных превращений, но и покажем, что «сценарий» развития периодических преобразований ДС в процессе их движения изменяется по мере увеличения напряженности магнитного поля, приводящего стенку в движение. При этом данные изменения происходят еще до того, как движение стенки становится турбулентным.

1. Постановка задачи

Рассмотрим магнитно-одноосную пленку с ОЛН, параллельной поверхности. Пусть плоскость пленки совпадает с плоскостью xz системы координат xuz , ось z которой направлена вдоль ОЛН, а ось y — вдоль нормали к поверхности (рис. 1). Предположим, что в области v , имеющей вид параллелепипеда, вытянутого вдоль z , локализована ДС, разделяющая два домена, намагниченные соответственно в направлениях $-z$ (слева) и $+z$ (справа).

Пусть структура этой стенки такова, что вектор намагниченности M зависит только от двух координат x и y в области D , представляющей сечение v плоскостью $z = 0$ (двумерная модель ДС). Равновесная структура такой ДС может быть определена путем численной минимизации функционала энергии γ_D (на единицу длины вдоль z), включающего плотности обменной ϵ_E и магнитно-анизотропной энергии ϵ_A , а также плотности энергий ϵ_H и ϵ_M намагниченности во внешнем H и магнитостатическом $H^{(m)}$ магнитных полях. Последнее может быть

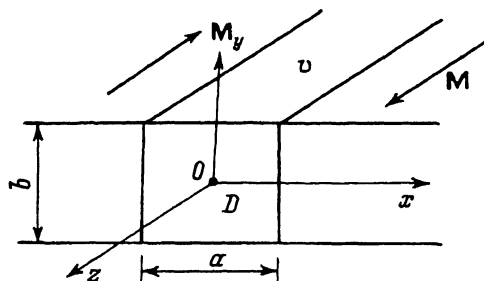


Рис. 1. Схематическое изображение геометрии задачи.

Стрелками изображена намагниченность в соседних доменах.

$$\mathbf{H}^{(m)} = -\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \int M_i \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (1)$$

В соответствии со сказанным

$$\gamma_D = \frac{1}{L_z} \int_{\nu} (\varepsilon - \varepsilon_0) d\mathbf{r}, \quad (2)$$

где

$$\varepsilon = \varepsilon_E + \varepsilon_A + \varepsilon_H + \varepsilon_M, \quad (3)$$

$$\varepsilon_E = A \left[\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} \right)^2 \right],$$

$$\varepsilon_A = K(\mathbf{cM})^2,$$

$$\varepsilon_H = -\mathbf{MH},$$

$$\varepsilon_M = -(1/2)\mathbf{MH}^{(m)}. \quad (4)$$

Здесь A — константа обменного взаимодействия, K — константа одноосной магнитной анизотропии, L_z — размер пленки вдоль z , ε_0 — плотность энергии однородно намагниченного состояния пленки, \mathbf{c} — единичный вектор вдоль ОЛН.

Процедура определения равновесного распределения намагниченности в отсутствие внешнего поля при условиях $\mathbf{M}^2 = M_s^2$ (M_s — намагниченность насыщения)

$$\left[\mathbf{M} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} \right] \Big|_{y=\pm b/2} = 0 \quad (5)$$

на поверхностях пленки и условиях

$$M_z \Big|_{x=\pm a/2} = \pm M_s, \quad M_x \Big|_{x=\pm a/2} = 0, \quad M_y \Big|_{x=\pm a/2} = 0 \quad (6)$$

на боковых поверхностях v , основанная на использовании сеточного метода, подробно описана в работах [1,14]. Эта процедура позволяет установить, что в пленках типа пермаллоевых с $A = 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, $K = 1000$ эрг/см³, $M_s = 800$ Г, толщиной 0.05–0.2 μm существуют асимметричные вихревые ДС.

Если вдоль z включено внешнее поле \mathbf{H} , то ДС начинает двигаться вдоль x . При этом ее внутренняя структура также изменяется. Это динамическое поведение стенки описывается решениями нелинейного уравнения Ландау–Лифшица

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \tau} = -[\mathbf{v} \mathbf{h}_{\text{ef}}] - \alpha[\mathbf{v}(\mathbf{v} \mathbf{h}_{\text{ef}})]. \quad (7)$$

Здесь α — безразмерная константа затухания (совпадает с константой затухания в уравнении Гильберта), $\tau = \gamma M_s t$ — безразмерное время

(t — реальное время), γ — гиромагнитное отношение, $\mathbf{v} = \mathbf{M}/M_s$ — безразмерная намагниченность, \mathbf{h}_{ef} — безразмерное эффективное поле, действующее на \mathbf{M} и равное

$$\mathbf{h}_{\text{ef}} = \mathbf{h}_E + \mathbf{h}^{(m)} - k_A \mathbf{v} + \mathbf{h}, \quad (8)$$

где

$$\mathbf{h}_E = \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial \bar{y}^2}, \quad \bar{x} = x/b, \quad \bar{y} = y/b, \quad \mathbf{h}^{(m)} = \mathbf{H}^{(m)}/M_s, \quad k_A = 2K/M_s, \quad \mathbf{h} = \mathbf{H}/M_s.$$

Процесс движения ДС с учетом преобразования ее двумерной структуры представляет собой сложную нелинейную задачу, которая может быть решена только численно. Для этой цели мы используем ту же пространственную сетку, что и при минимизации функционала γ_D . Используется явная разностная схема (метод Эйлера). В начальный момент времени $\tau = 0$ задается начальное распределение \mathbf{v}_0 (т.е. \mathbf{v} в каждой ячейке пространственной сетки), вычисленное путем численной минимизации γ_D . Очередная итерация \mathbf{v}_n находится по формуле

$$\mathbf{v}_n = \mathbf{v}_{n-1} - \frac{\Delta\tau}{1 + a^2} \left([\mathbf{v}_{n-1} \mathbf{h}_{\text{ef}}(\mathbf{v}_{n-1})] + \alpha [\mathbf{v}_{n-1} (\mathbf{v}_{n-1} \mathbf{h}_{\text{ef}}(\mathbf{v}_{n-1}))] \right), \quad (9)$$

где $\Delta\tau$ — шаг по времени, который выбирается либо постоянным, либо переменным при условии ограничения некоторым малым числом максимального угла поворота векторов намагниченности в ячейках.

Проведенные численные эксперименты с изменением величины шага свидетельствуют о хорошей сходимости алгоритма.

Для исключения выхода стенки на границу расчетной области v предусмотрен сдвиг этой области по мере движения стенки. При этом отслеживается перемещение «центра тяжести» стенки. В качестве «массы» принимается величина $v_x^4 + v_y^4$ отклонения вектора намагниченности от состояния покоя.

2. Результаты и их обсуждение

Мы провели численные расчеты динамических структур ДС для типичных пермаллоевых пленок с параметрами $A = 2 \cdot 10^{-6}$ erg/cm, $K = 1000$ erg/cm³, $M_s = 800$ G. При этом толщины пленок b выбирались в интервале 0.05–0.1 μm . Это также типичные толщины пленок, в которых обнаруживаются равновесные асимметричные вихревые стенки с двумерным распределением намагниченности. Выбор интервалов напряженностей магнитных полей и параметров затухания связан с рассмотрением только нестационарных движений ДС с периодическим изменением их внутренней структуры. Такие движения возможны лишь в некоторой ограниченной области полей около $H \geq H_c$, где H_c — критическое поле, ниже которого возможно только стационарное движение ДС. В полях H , значительно превосходящих H_c , движение становится турбулентным. В данном сообщении оно рассматриваться не будет.

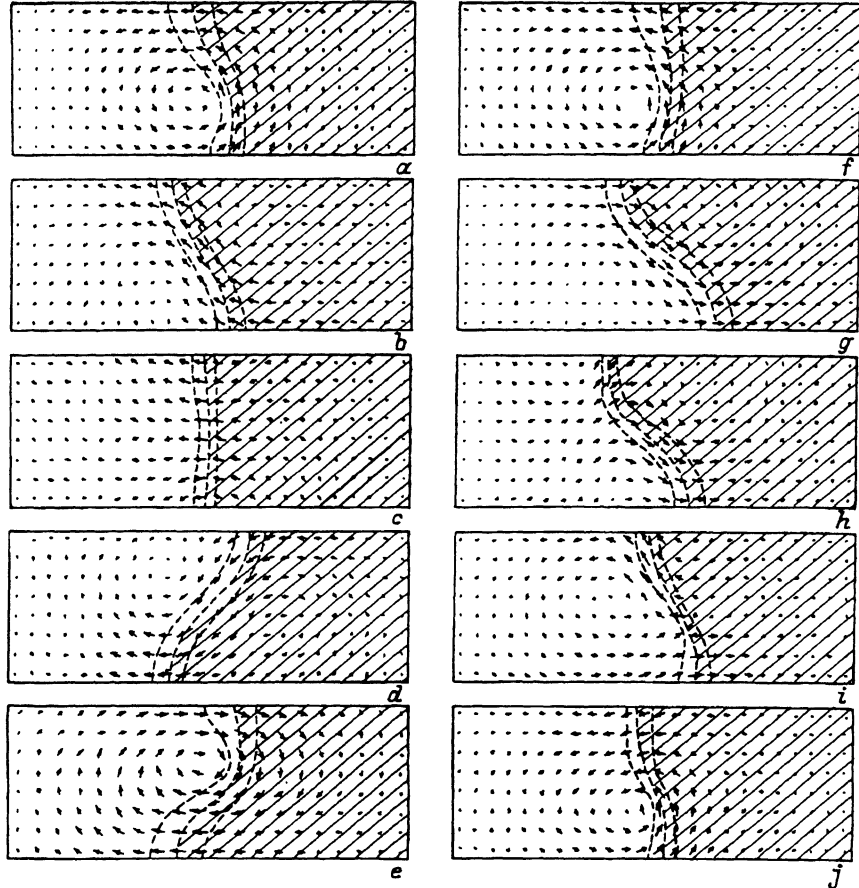


Рис. 2. Рассчитанные динамические структуры доменных стенок в различные моменты времени в пределах одного периода.

За начальные моменты времени приняты моменты появления структур *a* и *f*. Левая колонка соответствует $H = 70$ Oe, $\alpha = 0.05$, правая — $H = 350$ Oe, $\alpha = 0.1$. «Снимки» соответствуют $b = 5 \cdot 10^{-6}$ см и моментам времени (нс): *a, f* — 0, *b* — 0.70, *c* — 3.50, *d* — 3.93, *e* — 4.40, *g* — 0.14, *h* — 0.30, *i* — 0.45, *j* — 0.60.

Здесь и в дальнейшем H обозначает величину поля \mathbf{H} , направленного вдоль ОЛН, т.е. $H = |\mathbf{H}|$.

Поле H зависит как от b , так и от α . По мере удаления от H_c (возрастания H) «сценарий» динамических преобразований постепенно видоизменяется и в конце концов становится существенно отличным от классического [8], связанного с периодическим преобразованием асимметричных блоховских стенок в асимметричные неелевские [2]. В качестве примера на рис. 2 приведены две группы «снимков» структур динамических ДС, отвечающих различным моментам времени.

В первой группе «снимков» (колонка 1) изображена перестройка ДС в поле $H = 70$ Oe при $\alpha = 0.05$. Во второй группе (колонка 2) представлены динамические структуры для $H = 350$ Oe, $\alpha = 0.1$. На каждом из рисунков стрелками изображена намагниченность \mathbf{M} в точках сетки. Длина стрелки дает величину проекции \mathbf{M} на плоскость xy . Заштрихованная часть рисунка соответствует $M_z > 0$, а светлая — $M_z < 0$.

Изменение знака M_z происходит на средней из трех штриховых линий (центр стенки). Именно ДС с искривленными центральными линиями называются асимметричными. Две боковые штриховые линии на каждом из рисунков представляют собой линии уровня для M_z , причем для левой $v_z = -0.484$, для правой $v_z = +0.484$. Приведенные структуры получены для $b = 5 \cdot 10^{-6}$ см.

Из рисунка видно, что в первом случае преобразование ДС идет таким же образом, как описано в [8]. Что касается второго случая, то здесь «сценарий» перестройки ДС иной, хотя вначале эти преобразования схожи со случаем $H = 70$ Ое. Вихрь асимметричной ДС смещается к нижней поверхности, средняя линия движется асимметричной по отношению к плоскости $y = 0$, перед движущейся стенкой формируется второй вихрь, и стенка превращается в асимметричную веелевскую. Далее оба вихря несколько рассасываются. При этом в случае, соответствующем первой колонке, центральная линия начинает выпрямляться, а затем наклон ее изменяется на противоположный. В случае, соответствующем второй колонке, центральная линия хотя и меняет свою форму, но остается сильно искривленной. Кроме того, в части пленки, прилегающей к нижней поверхности, формируются два вихря одинаковой киральности, а сверху появляется третий вихрь, киральность которого противоположна первым двум (рис. 2, *h*). Постепенно эта структура превращается в структуру рис. 2, *i*, которая формируется путем объединения двух нижних вихрей и их сильного расширения. Затем эта структура упрощается, превращаясь в один вихрь (рис. 2, *j*), который движется к противоположной поверхности. Интересно, что этот образовавшийся вихрь имеет ту же киральность, что и исходный вихрь рис. 2, *f*. На этом и заканчивается полный период преобразований.

Между тем киральность вихрей на рис. 2, *a, e* оказывается противоположной, так что превращения, представленные в первой колонке рис. 2, происходят лишь на полупериоде. На втором полупериоде динамическое преобразование ДС происходит точно так же, как и на первом, но при этом вновь появляется асимметричный вихрь с той же киральностью, что и на рис. 2, *a*. Хотя приведенные результаты соответствуют разным полям и затуханиям, детальные исследования, проведенные нами, показывают, что при всех используемых α в интервале 0.02–0.3 при полях, близких к критическим, «сценарии» динамической перестройки ДС аналогичны рис. 2. При увеличении поля характер перестройки усложняется, и возможно появление даже более сложной ситуации, чем рассмотренные выше, однако мы их в данной работе не рассматриваем.

Дальнейшие результаты соответствуют лишь динамическим перестройкам, аналогичным рис. 2.

На рис. 3 представлена зависимость периода динамической перестройки ДС от H для разных значений параметра затухания α . Видно, что при всех α период T резко увеличивается при уменьшении H и приближении его к некоторому значению $H_c(\alpha)$. Величину H_c мы нашли, предполагая, что изменение T от H должно описываться той же формулой, что и в случае движения одномерной стенки [11] (см. также [13]):

$$T = \frac{2\pi(1 + \alpha^2)}{\omega_c \sqrt{1 - h^2}} h, \quad \omega_c = \gamma H_c, \quad h = H_c/H. \quad (10)$$

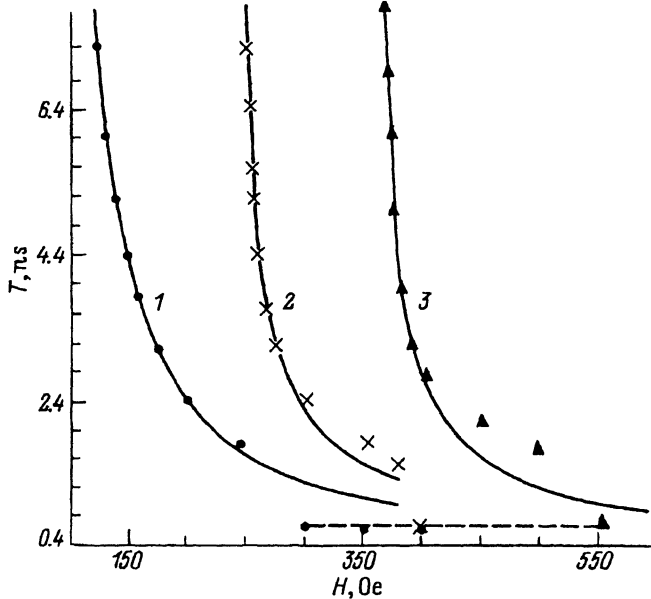


Рис. 3. Зависимость периода T динамической перестройки доменных границ от напряженности внешнего магнитного поля, приложенного вдоль оси легкого намагничивания, для разных параметров затухания α .

α : 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 0.3. Сплошные кривые построены по формуле (10) при H_c (Oe): 1 — 124, 2 — 244, 3 — 366. Точки соответствуют численному решению уравнения (7). Штриховая кривая объединяет данные перестройки ДС по механизму рис. 2, f - j . Данные получены для $b = 5 \cdot 10^{-6}$ см.

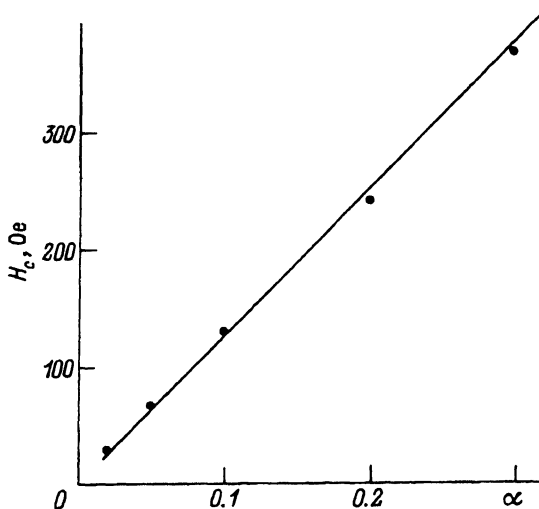


Рис. 4. Зависимость критического поля H_c , ниже которого движение доменной стенки стационарно, от величины α .

При каждом α мы подобрали H_c так, чтобы на начальном участке зависимости $T(H)$ кривые рис. 3 наилучшим образом совпадали с (10). В результате удалось построить зависимость $T(\alpha)$. Она, как видно из рис. 4, представляет собой прямую линию. Значит, как и в случае

одномерной стенки, вводя коэффициент пропорциональности Φ , имеем

$$H_c = \alpha\Phi. \quad (11)$$

Кривые на рис. 3, 4 найдены при $b = 5 \cdot 10^{-6}$ см. Исследованы также зависимости T от H и H_c от α для пленок других толщин. Обнаружено, что во всех случаях H_c пропорционально α и что Φ зависит от b . Эта последняя зависимость представлена на рис. 5.

Как отмечалось выше, при фиксированных b и α с увеличением H сценарий перестройки ДС меняется, что может привести к изменению характера поведения $T(H)$. В подтверждение этого на рис. 3 приведено несколько точек, объединенных штриховой линией и соответствующих перестройке ДС по типу рис. 2, f - j . В этом случае T практически не зависит от α и H . Это явление подробно будет обсуждено в специальном сообщении.

Итак, показано, что в узкой области полей, прилегающих к H_c , период динамических изменений ДС хорошо описывается той же формулой (10), что и соответствующий период для одномерной стенки, однако теперь H_c зависит от b через $\Phi(b)$. При этом, как и в случае одномерных стенок, H_c пропорционально параметру затухания α . Напомним, что в случае одномерных стенок

$$H_c = 2\pi\alpha M_s, \quad (12)$$

причем $2\pi M_s$ обусловлена магнитостатической энергией, связанной с выходом M из плоскости движущейся ДС. Из-за безграничности ДС в одномерных моделях эта магнитостатическая энергия оказывается константой.

В модели двумерной стенки распределение намагниченности вдоль нормали к поверхности пленки не является пространственно однородным. Следовательно, и дополнительное увеличение компоненты M_x (выход M из плоскости ДС) в процессе движения ДС по сравнению с ее значением в статическом режиме также в каждой точке будет разным. Период будет определяться неким усредненным по толщине пленки значением M_x . Характер этого усреднения требует особого исследования и в данном сообщении рассматриваться не будет. При таком усреднении H_c естественно оказывается зависящим от b .

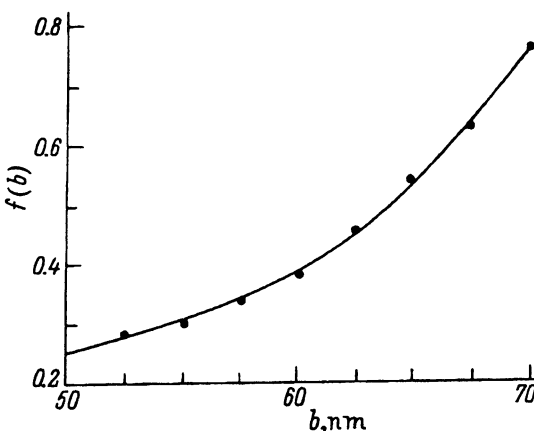


Рис. 5. Зависимость $f(b) = H_c/2\pi\alpha M_s$ от толщины пленки b при $\alpha = 0.1$.

Итак, в случае двумерных стенок поле $2\pi M_s$ заменяется полем

$$\Phi = 2\pi M_s f(b). \quad (13)$$

Именно функция $f(b)$ и построена на рис. 5.

Установленная на основе численных экспериментов эмпирическая зависимость (11), (13) позволяет утверждать, что по крайней мере в сравнительно небольшой области магнитных полей, прилегающей к критическим полям, процесс динамической перестройки вихревых (двумерных) ДС аналогичен процессу динамических перестроек одномерных стенок, т. е. в конечном итоге связан с прецессией намагниченности вокруг оси легкого намагничивания. Именно в связи с наличием этой прецессии, так же как и в одномерном случае, двумерные (вихревые) ДС испытывают попятные движения, обнаруживаемые нами в численных экспериментах.

Однако здесь существует и своя специфика, связанная с тем, что участки стенки, прилегающие к поверхностям пленки, имеют иную структуру $M(x, y)$, чем участки, находящиеся в центре пленки. Это означает, что прецессия M на этих участках, вообще говоря, будет происходить по-разному, так что зависимость скорости стенки от времени будет иметь более сложный характер, чем в случае одномерных стенок.

Таким образом, мы исследовали нелинейное динамическое поведение доменной стенки в магнитной пленке с плоскостной анизотропией и установили, что в сравнительно небольшой области магнитных полей, прилегающей к критическому полю, отделяющему стационарное и нестационарное движение стенок, период динамической перестройки структуры ДС описывается формулой, аналогичной случаю одномерных безграничных стенок. Однако вместо размагничивающего поля $2\pi M_s$, теперь в эту формулу входит величина $2\pi M_s f(b)$, которая связана с особым распределением намагниченности в двумерных стенках.

Нами обнаружено также, что по мере увеличения поля H характер динамической перестройки структуры ДС изменяется. На начальной стадии этих изменений могут возникать трехвихревые структуры.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] A. E. Ia'Bonte. J. Appl. Phys. **40**, 6, 2450 (1969).
- [2] A. Hubert. Phys. Stat. Sol. **38**, 2, 699 (1970).
- [3] A. Hubert. Theorie der domänen wände in geordneten medien. Springer-Verlag. Berlin (1974).
- [4] S. Höcker, A. Hubert. Int. J. Magn. **3**, 139 (1972).
- [5] A. Aharoni. J. Appl. Phys. **47**, 7, 3329 (1976).
- [6] A. Aharoni, J.P. Jakubovics. Phys. Mag. **B 40**, 9, 223 (1979).
- [7] A. Aharoni, J.P. Jakubovics. IEEE Trans. Magn. **29**, 6, 2527 (1993).
- [8] S.W. Yuan, H.N. Bertram. Phys. Rev. **B 44**, 22, 12395 (1991).
- [9] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел. Тр. Л.Д. Ландау. Наука. М. 1, 128 (1969).
- [10] Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзунин, Е.В. Ребрякова. ФММ. В печати (1996).
- [11] L.N. Schryer, L.R. Walker. J. Appl. Phys. **5**, 12, 5406 (1976).
- [12] S.W. Yuan, H.N. Bertram. J. Appl. Phys. **69**, 8, 5874 (1991).
- [13] Б.Н. Филиппов, А.П. Танкеев. Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. Наука. М. (1987).
- [14] Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзунин. ФММ **75**, 4, 49 (1993).