

# Подвижность доменных границ с двумерным распределением намагниченности в магнитных пленках с плоскостной анизотропией

© Л.Г. Корзунин, М.Н. Дубовик, Б.Н. Филиппов

Институт физики металлов УрО РАН,  
Екатеринбург, Россия

E-mail: filbor@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 11 января 2010 г.  
В окончательной редакции 24 февраля 2010 г.)

Путем численного решения уравнения Ландау–Лифшица при точном учете основных взаимодействий, включая диполь-дипольное, найдена подвижность асимметричных вихреподобных доменных границ в магнитно-одноосных пленках с плоскостной анизотропией в зависимости от материальных параметров и толщины пленки. Проведено сопоставление полученных данных с данными одномерных моделей стенок и установлено существенное качественное и количественное различие между ними. Показано, что двумерные модели приводят к значительно лучшему описанию экспериментальных данных по подвижности стенок.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 08-02-00327) и проекта ОФН № 27.

## 1. Введение

Особенности структуры и динамические свойства доменных стенок в магнитно-упорядоченных веществах играют важную роль в формировании практически важных свойств магнитных материалов, например, таких как коэрцитивная сила, остаточная намагниченность, электромагнитные потери, магнитные шумы и др.

В настоящее время имеется значительный прогресс в численном исследовании динамики доменных границ с не одномерным распределением намагниченности даже в тех магнитных пленках, в которых диполь-дипольное взаимодействие играет более важную роль, чем магнитная анизотропия. К таким пленкам относятся, например, магнитно-одноосные пермаллоевые пленки с плоскостной анизотропией.

В настоящее время теоретически [1–3] и экспериментально [4–6] показано, что в пленках ферромагнитных материалов с плоскостной анизотропией и фактором качества  $Q = K/(2\pi M_S^2) < 1$  ( $K$  — константа одноосной анизотропии,  $M_S$  — намагниченность насыщения) в большом диапазоне толщин пленок  $b$  и параметров материала доменные стенки имеют не одномерный асимметричный вихреподобный характер. При этом во всем диапазоне исследованных толщин в однородных однослойных пленках имеются лишь два типа вихреподобных стенок: асимметричные блоховские и асимметричные неелевские. Существование таких структур связано с почти полным замыканием магнитного потока внутри образцов и, следовательно, с выигрышем в полной энергии пленки за счет понижения магнитостатической энергии по сравнению с энергией блоховских и неелевских стенок. Важной особенностью асимметричных блоховских стенок является образование вихреподобной части, расположенной или слева, или справа (имеется вырождение по энергии) от центральной поверхности стенки (именно по этой причине их и называют асимметричными), т. е. от поверхности, при переходе через которую меняет-

ся знак компоненты намагниченности вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН). Другой важной особенностью является искривленность этой поверхности в отличие от соответствующей поверхности одномерной блоховской стенки, являющейся плоскостью. Из указанного выше ясно, что центр стенки не совпадает с центром вихря и что проекция направления намагниченности на плоскость, перпендикулярную ОЛН, по разные стороны от центра стенки будет различной. Заметим, что именно в центре стенки указанная проекция принимает максимальное из возможных значений. В асимметричной неелевской стенке асимметрия имеется как относительно центральной поверхности стенки, так и относительно центральной плоскости пленки, параллельной ее поверхности. Дополнительные детали строения асимметричных стенок можно найти, например, в [1–3].

Аналогичные структуры предсказаны также и в магнитно-многоосных пленках [4], таких, например, как пленки железа. При этом, если плоскость их поверхности параллельна кристаллографической плоскости (100), то структуры стенок в них имеют примерно тот же характер, что и в магнитно-одноосных пленках. Правда, в пленках типа железа из-за большей, чем в пермаллоевых магнитно-одноосных пленках, анизотропии с увеличением толщины происходит постепенная деградация вихревого характера стенок. Более интересная ситуация возникает в (110)-пленках, где могут появляться многовихревые распределения намагниченности [7].

Вихревое строение доменных стенок приводит к тому, что при включении внешнего магнитного поля в направлении одной из осей легкого намагничивания смещается не только стенка, но перпендикулярно направлению ее движения начинает смещаться и вихрь намагниченности. Существует некоторое критическое значение внешнего поля, ниже которого движение является стационарным, а выше — нестационарным. При  $H < H_c$  вихрь намагниченности останавливается на некотором расстоянии от центра пленки. Если же поле  $H > H_c$ , то происходит

глобальная (в частности, периодическая) перестройка внутренней структуры движущейся стенки [8–10]. При этом в разных ситуациях (например, при разных толщинах пленок) сценарии динамической структуры стенки оказываются разными. При сильном отличии  $H$  от  $H_c$  возможно, по-видимому, хаотическое поведение стенок. Но в любом случае скорости движения стенок резко изменяются. Таким образом, асимметричная стенка является реально существующим [4–6] топологическим солитоном с внутренними степенями свободы. Исследование такого объекта представляет несомненный интерес с точки зрения физики нелинейных явлений. Именно по этой причине основная масса работ по исследованию динамики асимметричных стенок относится к области полей, соизмеримых с критическими полями  $H_c$ .

Однако существует большой объем экспериментальных данных (часть из которых получена еще до открытия упомянутых выше вихреподобных структур) по исследованию динамики стенок в пленках пермаллоя, обладающих плоскостной анизотропией, в полях  $H \ll H_c$ . Такие пленки получают методом вакуумного напыления на нагретые стеклянные подложки. Для создания одноосной плоскостной анизотропии в плоскости подложки при напылении прикладывается постоянное однородное магнитное поле. Смещение стенки под действием прямоугольных импульсов поля  $H$ , направленного вдоль ОЛН, определяется, например, с использованием магнитооптического эффекта Керра. Были получены сведения о влиянии толщины пленки и структуры стенки на зависимость ее скорости от величины внешнего поля, сделаны заключения о механизмах торможения стенки [11,12]. В качестве практического приложения эти сведения используются для описания рабочих характеристик головок для высокочастотной магнитной записи. Интерпретация упомянутых выше данных была основана на представлениях об одномерном неелевском или блоховском характере распределения намагниченности. Между тем в работе [8] было показано, что одномерные модели дают сильно заниженные данные, например, для эффективной массы доменных границ.

Задачей настоящей работы было установление зависимостей подвижности доменной границы от параметров материала пленки и параметра затухания в рамках двумерной модели распределения намагниченности с целью выяснения правомерности использования одномерных моделей для указанных выше целей. В частности, было проведено сопоставление ряда полученных на основе двумерной модели результатов с имеющимися экспериментальными данными.

## 2. Постановка задачи

Пусть имеется магнитно-одноосная пленка с ОЛН, параллельной ее поверхности. Свяжем с направлением ОЛН ось  $z$  координатной системы  $xuz$ . Оси  $x$  и  $y$  соответственно параллельны и перпендикулярны по-

верхности пленки. Пусть в области  $V$ , имеющей форму параллелепипеда, вытянутого вдоль оси  $z$ , локализована  $180^\circ$  доменная граница с боковой поверхностью, параллельной плоскости  $yz$ . Стенка разделяет два домена с намагниченностями  $\mathbf{M}$ , равными

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= M_S \mathbf{k} \quad \text{при } x \leq -a/2, \\ \mathbf{M} &= -M_S \mathbf{k} \quad \text{при } x \geq a/2, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\mathbf{k}$  — единичный вектор в направлении оси  $z$ ;  $a$  — размер области вдоль оси  $x$ .

В области  $V$  ориентация  $\mathbf{M}$  изменяется от направления  $\mathbf{k}$  до  $-\mathbf{k}$ , причем  $\mathbf{M} = \mathbf{M}(x, y)$  (двумерная модель).

Нахождение равновесного распределения  $\mathbf{M}$  внутри области  $V$  в общем случае является сложной задачей, которая может быть решена лишь путем численной минимизации функционала энергии стенки, рассчитанной на единицу ее поверхности (плоскость  $yz$ )

$$\gamma_D = \frac{1}{b} \iint_D \left\{ A \left[ \left( \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right)^2 \right] - K(\mathbf{m}\mathbf{n})^2 - \frac{1}{2} \mathbf{M}\mathbf{H}^{(m)} \right\} dx dy. \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_S$ ,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор вдоль оси анизотропии,  $A$  — обменный параметр,  $b$  — толщина пленки,  $D$  — сечение  $V$  плоскостью  $z = \text{const}$ . Область  $D$  имеет прямоугольную форму с размерами  $(a \times b)$ . Стоящие под знаком интеграла слагаемые представляют собой плотности неоднородной части обменной энергии, энергии магнитной анизотропии и магнитостатической энергии соответственно. Поле  $\mathbf{H}^{(m)}$  определяется обычным образом из уравнений магнитостатики с соответствующими граничными условиями.

Для численной минимизации (2) область  $D$  разбивалась прямоугольной сеткой на малые ячейки. При этом  $V$  разбивается на вытянутые вдоль оси  $z$ , т.е. вдоль ОЛН, параллелепипеды. Их боковые стенки параллельны координатным плоскостям  $xz$  и  $yz$ . Предполагается, что ячейки имеют малые размеры, такие, что внутри каждого из параллелепипедов направление  $\mathbf{m}$  можно считать постоянным. Вдоль  $z$   $\mathbf{m}$  постоянна (двумерность модели). Ориентация  $\mathbf{M}$  в  $D$  меняется при переходе от ячейки к ячейке. При минимизации (2) учитывались условия (1) и  $\mathbf{m}^2 = 1$ , а также следующее граничное условие на поверхности пленки:

$$\left[ \mathbf{m}, \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right] \Big|_{y=\pm b/2} = 0. \quad (3)$$

Выражение (3), так же как и уравнения равновесия магнитной системы, можно получить путем определения условной (при условии  $\mathbf{m}^2 = 1$ ) вариации функционала полной энергии пленки. Оно хорошо известно (см., например, [13]) и представляет собой нелинейный вариант условий незакрепленности направления вектора

намагниченности на поверхностях пленки. Другие подробности см. в [1]. Полученные из минимизации (2) распределения  $\mathbf{M}$  использовались в качестве начальных при исследовании движения доменной границы.

Исследование динамики стенок с двумерной внутренней структурой производилось на основе численного решения уравнения Ландау и Лифшица, которое запишем в следующем безразмерном виде, введя параметр затухания Гильберта  $\alpha$ :

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} = -[\mathbf{m}, \mathbf{h}_{\text{eff}}] - \alpha[\mathbf{m}, [\mathbf{m}, \mathbf{h}_{\text{eff}}]], \quad (4)$$

где  $\tau = \gamma M_S t$ ,  $t$  — реальное время,  $\gamma$  — гиромагнитное соотношение,  $\mathbf{h}_{\text{eff}}$  — безразмерное эффективное поле, в котором движется намагниченность, равное

$$\mathbf{h}_{\text{eff}} = \mathbf{h}_{\text{exch}} + \mathbf{h}^{(m)} - k(\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} + \mathbf{h}, \quad (5)$$

где

$$\mathbf{h}_{\text{vol}} = \frac{\partial^2 \mathbf{m}}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{m}}{\partial \eta^2},$$

$$\mathbf{h}^{(m)} = \mathbf{H}^{(m)}/M_S, \quad \mathbf{h} = \mathbf{H}/M_S,$$

$$k = 2K/M_S^2, \quad \xi = x/b_0, \quad \eta = y/b_0, \quad b_0 = (2A/M_S^2)^{1/2}.$$

Для численного решения (4) с учетом условий (1) и (3) выбиралась та же пространственная сетка, что и при минимизации (2). При этом кроме дискретизации по пространственной сетке производилась дискретизация уравнения и по времени  $\tau$ . В качестве метода расчета выбирался метод предиктора-корректора [14]. Использовались сетки с разным числом ячеек (не более  $400 \times 80$ ). В качестве базовых выбраны следующие параметры:  $A = 2 \cdot 10^{-11}$  Дж/м,  $K = 10^2$  Дж/м<sup>3</sup>,  $M_S = 800$  Г, характерные для пленок пермаллоя безмагнотстрикционного состава.

Параллельно нами проводились также расчеты подвижности, основанные на одномерной модели распределения намагниченности. Известно, что в полях  $H \ll H_c$  скорость движения границы можно представить следующим образом:

$$v = \mu(H - H_0), \quad (6)$$

где  $H_0$  — коэрцитивная сила,  $\mu$  — подвижность границы. Для случая одномерной блоховской стенки в бесконечном кристалле  $\mu = \frac{2}{\alpha} \delta_0$ , где  $\delta_0 = \sqrt{\frac{A}{K}}$  — ширина стенки.

В случае пленки важную роль играют ее поверхности. Однако если считать, что характер распределения намагниченности оказывается одномерным,  $\mathbf{M} = \mathbf{M}(x)$ , то в магнитно-одноосной пленке с рассматриваемой в настоящей работе геометрией подвижность может быть представлена в виде (см., например, [8])

$$\mu = \frac{2\gamma}{\alpha \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)^2 dx}, \quad (7)$$

где  $\theta$  — угол между намагниченностью и ОЛН в плоскости, перпендикулярной оси  $x$ . В этом случае, если

выбрать функцию одномерного распределения  $\mathbf{M}$ , такую же, как и в безграничном кристалле,

$$\cos \theta = \text{th} \frac{x}{\delta}, \quad (8)$$

для подвижности в пленке получаем формулу, аналогичную формуле в безграничном кристалле, но с другой толщиной доменной границы  $\delta$ . Эта толщина может быть получена путем минимизации полной плотности энергии  $\gamma_{1D}$ , предложенной Неелем для стенки блоховского типа [15],

$$\gamma_{1D} = \frac{1}{2} \gamma_0 \left( \frac{\delta_0}{\delta} + \frac{\delta}{\delta_0} \right) + 2\pi M_S^2 \frac{\delta^2}{b + \delta}, \quad \gamma_0 = 4\sqrt{AK}. \quad (9)$$

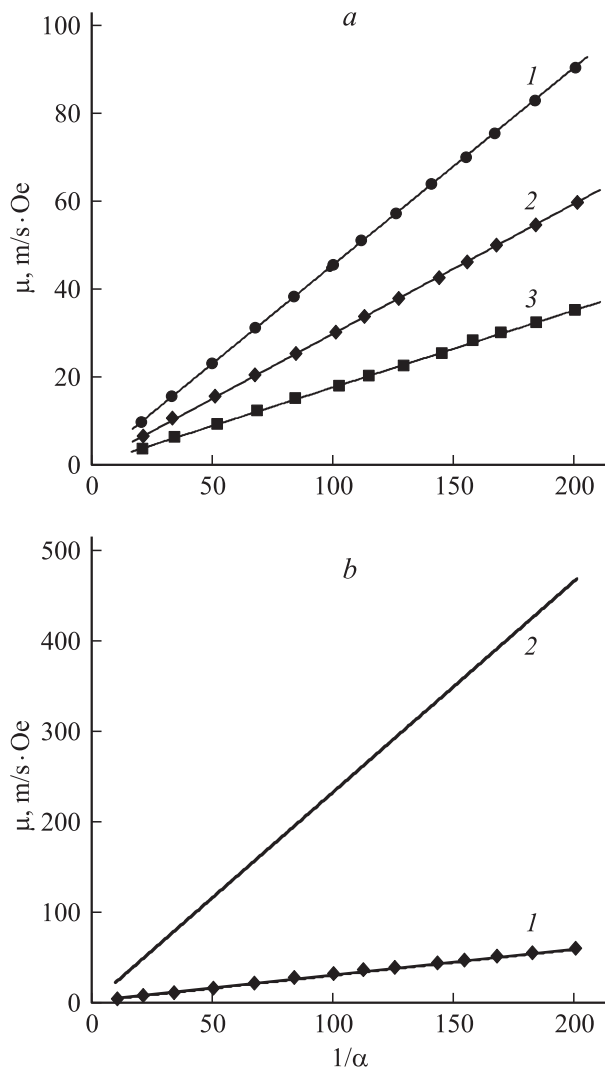
Первые два члена представляют соответственно плотности обменной и магнитно-анизотропной энергии, которые могут быть найдены с использованием (8), а последний — плотность магнитоэстетической энергии, полученную в результате аппроксимации стенки вытянутым эллиптическим цилиндром. Решая численно полученное в результате минимизации (9) алгебраическое уравнение относительно  $\delta$  и используя (7) и (8), находим подвижность одномерной блоховской стенки в пленке с плоскостной анизотропией. Аналогично можно получить и подвижность одномерной неелевской стенки.

### 3. Результаты и их обсуждение

Прежде всего заметим, что в случае проводящей пленки, каковой является пленка пермаллоя,  $\mu^{-1} = \mu_r^{-1} + \mu_s^{-1}$  (см., например, [16]), где  $\mu_r$  определяется параметром диссипации Гильберта, а  $\mu_s$  учитывает тормозящее влияние вихревых токов. Однако, согласно экспериментальным данным [11,12], в случае пермалловых пленок с толщинами, рассматриваемыми в настоящей работе, вклад  $\mu_s$  можно исключить из рассмотрения.

На рис. 1 показана зависимость подвижностей блоховской стенки от обратного параметра затухания  $1/\alpha$ . Рис. 1, *a* иллюстрирует зависимости  $\mu(1/\alpha)$  для стенок с двумерным распределением  $\mathbf{M}$ , полученные из решения уравнения Ландау–Лифшица для трех различных толщин пленок. Поле  $H$  для данных и всех последующих зависимостей выбиралось в диапазоне 2–3 Ое ( $H_c$  для рассмотренных толщин и параметров пленок имеет на порядок большие значения [9]). Видно, что, как и в случае одномерной модели, подвижность линейно зависит от величины, обратной параметру вязкости. На рис. 1, *b* приведено сравнение подвижностей в зависимости от  $1/\alpha$  для стенок с двумерным (1) и одномерным (2) распределением намагниченности для пленки толщиной 100 нм. Видно, что одномерная модель дает результаты, завышенные почти на порядок. То же самое обнаруживается и при толщинах пленок 50 и 150 нм.

Таким образом, существование вихря намагниченности внутри доменной стенки приводит к существенному



**Рис. 1.** а) Зависимость подвижности доменной стенки от обратного параметра диссипации  $\alpha$  для толщины пленок  $b = 150$  (1), 100 (2), 50 nm (3). б) Зависимость  $\mu(1/\alpha)$  для двумерной (1) и одномерной (2) моделей стенки при  $b = 100$  nm. Параметры пленки базовые.

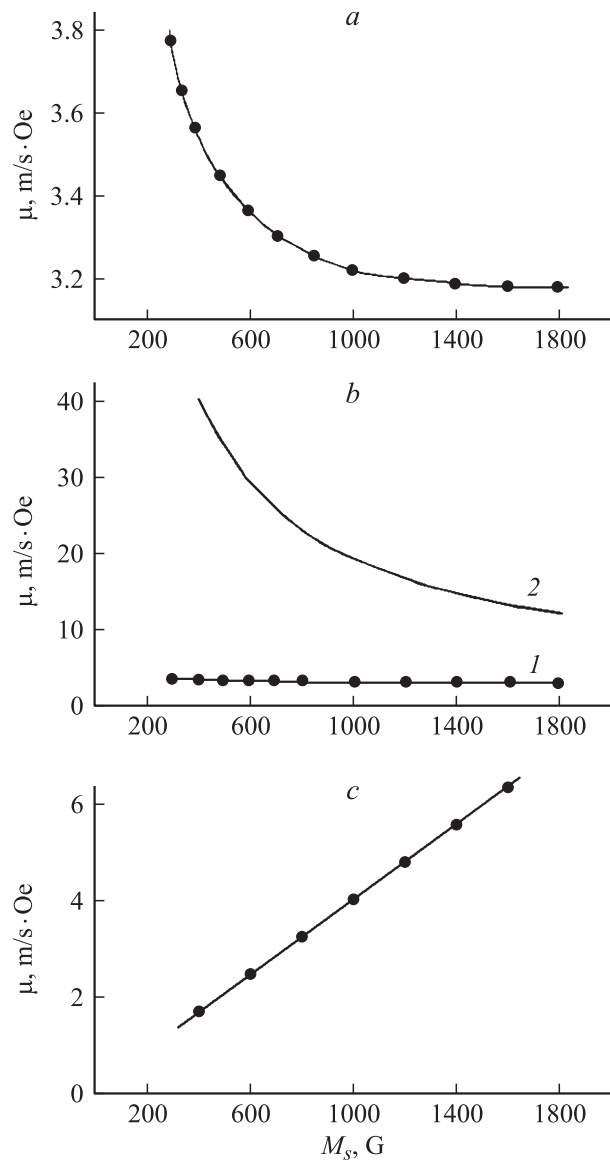
снижению ее подвижности. Дело в том, что фактически доменная стенка представляет собой объект с внутренними степенями свободы и при ее стационарном движении энергия внешнего поля тратится на поддержание не только этого движения, но и смещения вихря.

Из анализа рис. 1, а следует, что при одинаковом значении  $\alpha$  подвижность стенки выше для случая большей толщины пленки  $b$ . Это согласуется с тем, что с ростом  $b$  структура стенки стремится к одномерной, хотя, согласно [3], для пленок пермаллоя этот процесс происходит очень медленно.

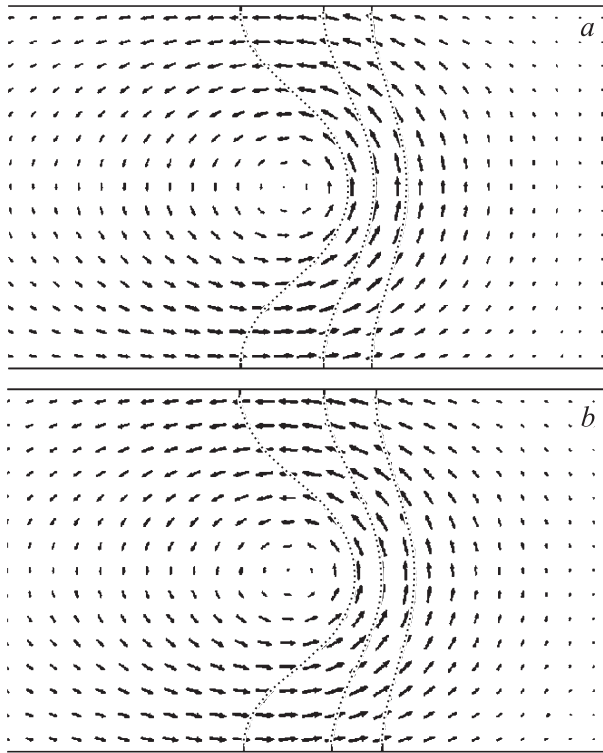
На рис. 2, а показана зависимость  $\mu$  двумерной границы от намагниченности насыщения. Сопоставление полученного результата с расчетом в рамках одномерной модели проиллюстрировано на рис. 2, б. С ростом намагниченности подвижность границы падает как в

одномерном, так и в двумерном случае. Однако одномерная модель дает на порядок большие значения  $\mu$ ; кроме того, подвижность асимметричной блоховской границы гораздо слабее зависит от намагниченности насыщения, чем подвижность одномерной блоховской стенки.

Уменьшение  $\mu$  при росте  $M_S$  можно пояснить исходя из следующих соображений. Движение стенки обусловлено появлением результирующей проекции магнитного момента стенки  $\mathbf{M}_\perp$  на направление движения (ось  $x$ ). При этом появляется дополнительное магнитостатическое поле  $\mathbf{H}_\perp^{(m)}$ , в котором происходит прецессия магнитных моментов, непосредственно приводящая к движению стенки. Однако с  $\mathbf{M}_\perp$  связано образование



**Рис. 2.** Зависимости подвижности  $\mu$  стенки от намагниченности насыщения  $M_S$ . а, с — для двумерной стенки при постоянном параметре  $\alpha = 0.1$  и постоянном параметре  $\lambda = \alpha M_S$  соответственно; б — для двумерной (1) и одномерной (2) моделей стенки;  $\alpha = 0.1$ ,  $b = 100$  nm. Остальные параметры базовые.



**Рис. 3.** Строение неподвижной (а) и движущейся в поле  $H = 3 \text{ Oe}$  (b) двумерной блоховской доменной стенки. Представлен профиль стенки, т.е. сечение стенки плоскостью  $xu$ , на котором стрелками показаны проекции вектора  $\mathbf{M}$  на указанную плоскость. Параметры пленки базовые,  $\alpha = 0.1$ ,  $b = 100 \text{ nm}$ . Центральная пунктирная линия представляет собой линию уровня  $m_z = 0$ , две другие обозначают поворот  $z$ -компоненты намагниченности примерно на 75%. Деформация стенки при движении незначительна.

магнитостатических полюсов на боковых поверхностях стенки, что ведет к появлению дополнительной магнитостатической энергии, рост которой связан с ростом  $M_S$ . Поэтому при заданном внешнем поле  $\mathbf{H}$  в пленках с большим  $M_S$  появление  $\mathbf{M}_\perp$  будет затруднено, что приведет к меньшей подвижности.

Слабую по сравнению с предсказаниями одномерной модели зависимость  $\mu(M_S)$  асимметричной блоховской стенки можно объяснить меньшим относительным вкладом магнитостатических взаимодействий в полную энергию системы. Напомним, что наличие вихря намагниченности внутри доменной границы ведет к замыканию магнитного потока внутри пленки и понижению магнитостатической энергии (именно это и обуславливает образование вихреподобных доменных стенок). Причем сказанное относится как к неподвижной, так и к движущейся стенке (рис. 3).

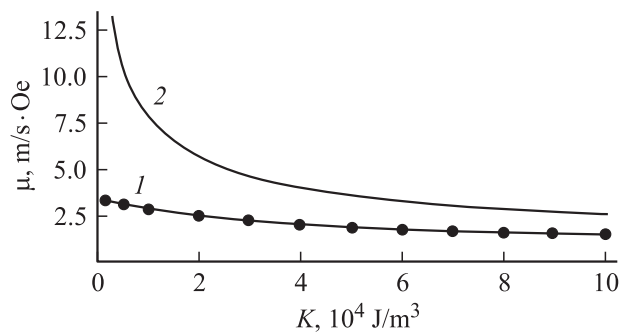
Приведенные данные получены в предположении, что при изменении  $M_S$  величина  $\alpha$  не меняется. Однако, согласно экспериментальным данным [17], скорее всего, постоянной величиной является параметр затухания  $\lambda$ ,

входящий в уравнение Ландау и Лифшица. В этом случае при изменении намагниченности соответствующим образом изменяется безразмерный параметр  $\alpha$ , согласно известной связи  $\lambda = \gamma M_S \alpha$ . В соответствии с этим нами была получена зависимость  $\mu(M_S)$  при постоянном параметре  $\lambda$ . В этом случае, как видно из рис. 2, *c*, зависимость  $\mu(M_S)$  является линейной, причем подвижность возрастает с увеличением намагниченности. Такое поведение  $\mu$  можно объяснить, сравнив данные рис. 1 и 2, *a*. Подвижность линейно возрастает вследствие того, что ее зависимость от  $M_S$  слабее, чем от параметра  $\alpha$ , убывающего в данном случае с ростом намагниченности.

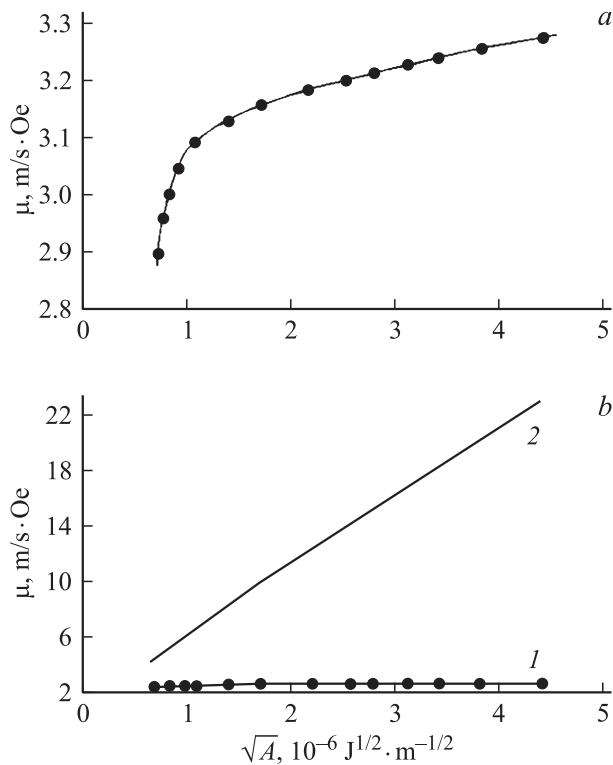
Была исследована также зависимость  $\mu$  двумерной границы от константы анизотропии и от обменного параметра для пленки толщиной 100 nm. С ростом  $K$  подвижность убывает (рис. 4), а с ростом  $A$  — возрастает (рис. 5). При этом кривые  $\mu(K)$  и  $\mu(\sqrt{A})$  для двумерной доменной границы имеют качественные различия с аналогичными кривыми для одномерной модели. Некоторые детали полученных зависимостей обсуждаются далее.

Движение стенки вдоль направления  $x$  в поле  $H \ll H_c$  возможно за счет появления компоненты намагниченности  $\mathbf{M}_\perp$ , параллельной  $x$ . В одномерной (двумерной) стенке  $\mathbf{M}_\perp$  образуется за счет выхода вектора  $\mathbf{M}$  из плоскости  $yz$  [16,18] (смещения вихря к одной из поверхностей пленки). При этом чем больше  $K$  (меньше  $A$ ), тем меньше область локализации стенки. Это затрудняет появление  $\mathbf{M}_\perp$  для той и другой стенки. В результате в обоих случаях с увеличением  $K$  (уменьшением  $A$ ) должно происходить уменьшение подвижности. Различие же механизмов динамической деформации стенки ведет к разным зависимостям  $\mu(K)$  и  $\mu(\sqrt{A})$  для одномерного и двумерного случаев распределения  $\mathbf{M}$  в стенке. С ростом  $K$  структура двумерной доменной стенки приближается к структуре одномерной блоховской стенки, из-за чего кривые  $\mu(K)$ , соответствующие обоим случаям, сближаются.

Могло показаться, что с увеличением обменного параметра  $A$  и соответственно неоднородной части обменной энергии, дающей основной вклад в образование вихря, за



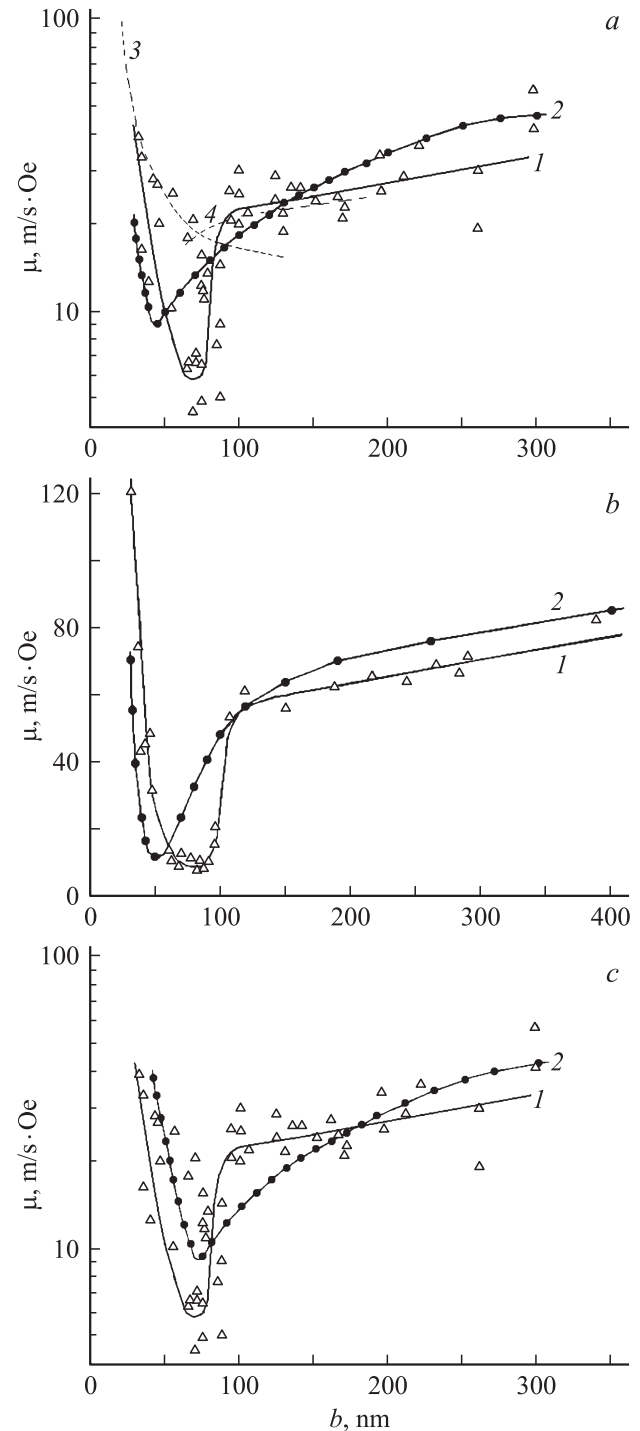
**Рис. 4.** Зависимость подвижности  $\mu$  доменной стенки от константы анизотропии  $K$ . 1 — двумерная, 2 — одномерная модель стенки;  $\alpha = 0.1$ ,  $b = 100 \text{ nm}$ . Остальные параметры базовые.



**Рис. 5.** *a)* Зависимость  $\mu(\sqrt{A})$  для двумерной модели стенки. *b)* Сопоставление зависимостей  $\mu(\sqrt{A})$  для двумерной (1) и одномерной (2) моделей стенки;  $\alpha = 0.1$ ,  $b = 100$  nm. Остальные параметры базовые.

счет изменения структуры стенки кривая  $\mu(\sqrt{A})$  должна приближаться к кривой, полученной для одномерной стенки. Однако в рассмотренном диапазоне значений  $A$  (соответствующем реально существующим материалам) такой тенденции обнаружено не было. Это связано с тем, что для всех рассматриваемых значений  $A$  стенка обладает ярко выраженной вихревой структурой и не просматривается никаких тенденций к ее деформации. Одномерная модель и в этом случае по причинам, отмеченным выше, дает более высокие значения  $\mu$ , чем двумерная.

На рис. 6, *a* и *b* показаны зависимости подвижности доменной границы в пермаллоевой пленке от ее толщины  $b$ , полученные экспериментально в работах [11] и [12] соответственно, и аналогичные кривые, полученные нами из численного решения уравнения Ландау–Лифшица. Также для сравнения на рис. 6, *a* присутствуют кривые, полученные в результате расчета в рамках одномерной модели распределения намагниченности в границе, взятые из [11]. Видно прежде всего, что двумерная модель дает глубокий минимум  $\mu(b)$ , т.е. ее результаты ближе к экспериментальным данным, чем результаты одномерной модели. Однако положение этого минимума не соответствует данным экспериментальных работ [11,12]. Расчетный минимум  $\mu(b)$  имеет место при толщине  $b \cong 40$  nm. Именно при этой толщине в рассматриваемой



**Рис. 6.** Зависимости подвижности  $\mu$  доменной границы от толщины пленки. Треугольники соответствуют данным экспериментальных работ, кружки — теоретическим данным. *a)* 1 — экспериментальная зависимость [11], 2 — теоретическая зависимость (наша двумерная модель),  $\alpha = 0.018$ , 3, 4 — теоретические зависимости  $\mu(b)$  (одномерная модель [11]); *b)* 1 — экспериментальные данные [12], 2 — наши расчетные данные (двумерная модель),  $\alpha = 0.007$ ; *c)* 1 — экспериментальная зависимость  $\mu(b)$  [11], 2 — наши расчетные данные (двумерная модель),  $\alpha = 0.018$  для пленки со слоями толщиной  $b_1 = b_3 \approx 28$  nm (внешние слои).  $M_S$  для внешних слоев составляет 400 G, для внутреннего — 800 G. Остальные параметры пленки базовые.



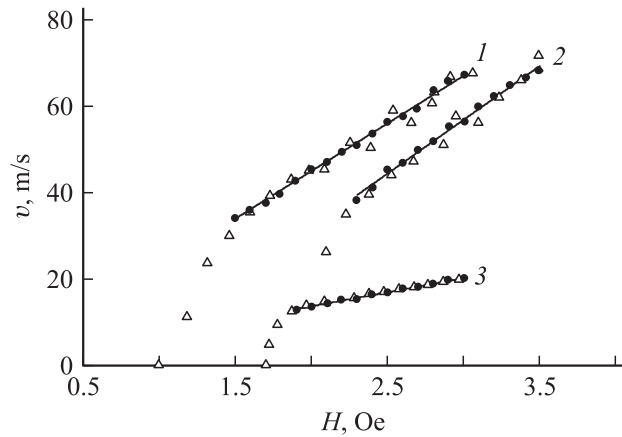
ваемых пермаллоевых пленках вместо стенок другого типа стабильными становятся симметричные (одномерные) неслеевские стенки. Экспериментально минимум наблюдали при  $b \cong 60\text{--}80\text{ nm}$ . Заметим также, что сама форма экспериментальной кривой  $\mu(b)$  правее области минимума несколько отличается от формы расчетной кривой.

Указанные различия могут быть связаны с целым рядом дополнительных причин. Одной из них может являться неоднородность пленки по ее толщине. Такая неоднородность может изменять структуру доменной стенки и существенно влиять на ее динамическое поведение [19], что связано с существованием вихреподобного образования внутри стенки. Указанную неоднородность в рамках нашей расчетной схемы легко учесть путем введения трехслойной структуры [19]. На рис. 6, *c* показана кривая  $\mu(b)$  в пленке, имеющей три слоя с разным значением намагниченности насыщения. Верхний и нижний слои с толщинами  $b_1 = b_3 \approx 28\text{ nm}$  имеют  $M_S = 400\text{ G}$ , а средний слой, толщина которого  $b_2$  изменяется соответственно с общей толщиной пленки  $b$ , имеет  $M_S = 800\text{ G}$ . Несмотря на то что минимумы экспериментальной и теоретической кривых на рис. 6, *c* совпадают, форма кривых остается несколько разной. Возможно также, что роль существующих в реальных пленках дефектов не сводится только к созданию постоянной тормозящей силы, как это обычно считают при рассмотрении динамики границ (см., например, [11,12]). Однако пока нет достаточных фактов, позволяющих выбрать адекватную модель.

В [12] высказано предположение, что на поведение  $\mu(b)$  при  $b \cong 60\text{--}80\text{ nm}$  может влиять существование в данной области толщин границ с поперечными связями [20]. Однако в рамках рассматриваемой нами двумерной модели мы не можем учесть этого обстоятельства.

Обратим теперь внимание на некоторое количественное расхождение теории и эксперимента в области больших толщин пленок (приблизительно при  $b > 200\text{ nm}$  — область существования стабильных асимметричных блоховских стенок). Такая разница может быть объяснена влиянием вихревых токов, с которыми связан вклад  $\mu_S$  в общую подвижность границы, нами не учтенный. Такое предположение вполне оправдывается сравнением экспериментальных данных [11,12] и теоретических кривых  $\mu_S$  и  $\mu_r$  (см., например, в [20]).

Нами рассчитаны также зависимости скорости движения доменных границ от напряженности внешнего магнитного поля. В диапазоне толщин пленок  $40\text{--}300\text{ nm}$  экспериментальные зависимости  $v(H)$  являются нелинейными и характеризуются двумя подвижностями  $\mu_1$  и  $\mu_2$  для малых  $H < H_S$  и сравнительно больших  $H_S < H \ll H_c$  полей соответственно, причем  $\mu_2 < \mu_1$  [11,12], а  $H_S = H_S(b)$  — поле излома  $v(H)$ , обнаруживаемое экспериментально. Согласно [11,12], в области  $H < H_S$  важную роль играют дефекты пленок и эффекты сползания доменных границ. В силу специфики



**Рис. 7.** Зависимость скорости движения доменной стенки от приложенного поля  $v(H)$ . Треугольники соответствуют данным [11], кружки — данным расчета в рамках модели асимметричной блоховской стенки. 1 —  $b = 150\text{ nm}$ ,  $\alpha = 0.020$ , 2 —  $b = 140\text{ nm}$ ,  $\alpha = 0.017$ , 3 —  $b = 67\text{ nm}$ ,  $\alpha = 0.032$ .

наших расчетов ни то ни другое нами не учитывалось. Именно поэтому данные, приведенные выше (рис. 1–6), относятся к области полей  $H_S < H \ll H_c$ , т.е. соответствуют  $\mu_2$ . По этой же причине приведенные далее данные мы не можем распространить на область полей  $H < H_S$ .

Рис. 7 иллюстрирует зависимости скорости движения доменной стенки в пленках разной толщины от приложенного поля, полученные в [11] и в настоящей работе. Подбирая параметры диссипации  $\alpha$ , при разумных значениях этих параметров можно получить хорошее совпадение экспериментальных данных для  $v(H)$  и данных расчета в рамках модели асимметричной блоховской стенки.

## 4. Заключение

Таким образом, на основе двумерной модели распределения намагниченности были рассмотрены динамические свойства вихреподобных доменных границ в магнитно-одноосных пленках с плоскостной анизотропией в случае полей  $H \ll H_c$ . Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1) Установлено, что подвижность асимметричной блоховской доменной границы линейно зависит от величины, обратной параметру диссипации  $\alpha$ , аналогично случаю одномерной доменной границы. Однако двумерная модель дает на порядок меньшие значения  $\mu$ , чем одномерная.

2) Показано, что зависимости подвижности асимметричной блоховской доменной границы от параметров  $M_S$ ,  $K$  и  $A$  как количественно, так и качественно отличаются от таковых в случае границы с одномерным распределением намагниченности. В частности, зависимость  $\mu(M_S)$  двумерной стенки является более слабой,

что объясняется меньшим вкладом магнитостатических взаимодействий в полную энергию системы благодаря характерному для таких границ вихреподобному распределению  $\mathbf{M}$ , замыкающему магнитный поток внутри пленки.

3) Сопоставление результатов расчетов подвижности  $\mu(b)$  в зависимости от толщины пленки  $b$  с экспериментальными данными показывает, что двумерная модель в отличие от одномерной дает глубокий минимум на указанной кривой, подобный тому, что наблюдается в эксперименте. Однако при этом положения экспериментального и расчетного минимумов, а также формы кривых вблизи минимума (со стороны больших толщин) не совпадают. Предположительно причиной расхождения являются эффекты, не учитываемые двумерной моделью, например образование поперечных связей внутри доменной границы.

## Список литературы

- [1] A.E. La Bonte. *J. Appl. Phys.* **40**, 2450 (1969).
- [2] A. Hubert. *Phys. Status Solidi A* **32**, 519 (1969).
- [3] Л.Г. Корзунин, Б.Н. Филиппов, Ф.А. Кассан-Оглы, И.А. Чайковский. *ФТТ* **48**, 1638 (2006).
- [4] S. Tsukahara, H. Kavakatsu. *J. Phys. Soc. Jpn.* **32**, 1493 (1972).
- [5] J.N. Chapman, G.R. Morrison, J.P. Jakubovics, R.A. Taylor. *J. Magn. Magn. Mater.* **49**, 277 (1985).
- [6] T. Suzuki, K. Suzuki, Y. Igarashi. *Jpn. J. Appl. Phys.* **15**, 707 (1976).
- [7] Б.Н. Филиппов. *ФТТ* **50**, 644 (2008).
- [8] S.V. Yuan, H.N. Bertram. *Phys. Rev. B* **44**, 12 395 (1991).
- [9] B.N. Filippov, L.G. Korzunin, F.A. Kassan-Ogly. *Phys. Rev. B* **64**, 104 412 (2001).
- [10] Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзунин. *ЖЭТФ* **121**, 372 (2002).
- [11] S. Konishi, S. Yamada, T. Kusuda. *IEEE Trans. Magn.* **7**, 722 (1971).
- [12] R.V. Telesnin, E.N. Ilyicheva, N.C. Kanavina, N.B. Stepanova, A.G. Shishkov. *IEEE Trans. Magn.* **MAG-5**, 232 (1969).
- [13] J.E. Miltat, M.J. Donahue. In: *Handbook of magnetism and advanced magnetic materials*. Wiley, Chichester, UK (2007). P. 743.
- [14] Г.И. Марчук. *Методы вычислительной математики*. Наука, М. (1989). 608 с.
- [15] L.M. Neel. *C.R. Acad. Sci.* **241**, 533 (1955).
- [16] Б.Н. Филиппов, А.П. Танкеев. *Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой*. Наука, М. (1987). 215 с.
- [17] В.В. Волков, В.А. Боков. *ФТТ* **50**, 193 (2008).
- [18] N.L. Schryer, L.R. Walker. *J. Appl. Phys.* **45**, 5406 (1974).
- [19] Б.Н. Филиппов, М.Н. Дубовик, Ф.А. Кассан-Оглы. *ФММ* **108**, 22 (2009).
- [20] S. Middelhoek. *J. Appl. Phys.* **34**, 1054 (1963).