

05,13

Влияние трехмерных неоднородностей магнитных параметров на динамику вихреподобных доменных границ

© Б.Н. Филиппов, М.Н. Дубовик

Институт физики металлов УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

E-mail: dubovik@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 17 октября 2013 г.)

Теоретически исследовано взаимодействие движущейся во внешнем магнитном поле вихреподобной доменной стенки с трехмерной периодической цепочкой кубических объемов, обладающих повышенными значениями намагниченности насыщения и константы магнитной анизотропии. Установлено, что результат процесса взаимодействия зависит от исходного расстояния между стенкой и областью неоднородности магнитных параметров в момент включения внешнего поля. Исследовано закрепление доменной границы возле областей с повышенными значениями намагниченности насыщения и константы анизотропии, обнаружена анизотропия соответствующих полей отрыва. Методом исследования являлось численное микромагнитное моделирование.

Работа поддержана грантами РФФИ № 11-02-00931 и ОФН РАН 12-Т-2-1007.

1. Введение

В настоящее время в связи с развитием вычислительных [1–3] и экспериментальных (например, [4], с. 11–95) методов достигнут существенный прогресс в исследовании тонкой двух- и трехмерной структуры доменных стенок в магнитных пленках, пленках-полосках, малых частицах и т.д. Выяснилось, что по крайней мере в указанных объектах структура стенок практически никогда не соответствует одномерному распределению намагниченности. Оказалось, что даже в пленках с перпендикулярной анизотропией и с $Q = K/4\pi M_S^2 < 1$ (M_S — намагниченность насыщения, K — константа анизотропии), где могут существовать почти замкнутые распределения намагниченности, и даже с $Q > 1$, весьма важную роль играет магнитостатическое взаимодействие. Из-за возможности существенного уменьшения магнитостатической энергии образцов возникают асимметричные вихреподобные доменные стенки в пленках с плоскостной анизотропией (например, типа пермаллоя) [5] или симметричные вихреподобные (обычно называемые „скрученными“) стенки [6] в пленках с перпендикулярной анизотропией и $Q > 1$. При этом конечно надо иметь в виду, что уменьшение магнитостатической энергии при образовании той или иной конфигурации намагниченности не всегда может быть выгодным с точки зрения других взаимодействий и равновесные структуры должны соответствовать требованию минимума полной энергии. Из сказанного ясно, что достичь полного замыкания магнитного потока, несмотря на существующие попытки [5], не удастся. В настоящее время исследованы структуры с двух и трехмерным распределением намагниченности в различных магнитно-одноосных и магнитно-многоосных пленках [7–13]. Более полную библиографию можно найти в монографии [4]. Имеются в виду именно те работы,

результаты которых не связаны с модельными представлениями об одномерном характере стенок и полностью учитывают все основные взаимодействия: неоднородное обменное, магнитно-анизотропное и диполь-дипольное, а при необходимости магнито-упругое и зеемановское. При этом достигнуто существенное продвижение в области нелинейной динамики стенок с многомерным распределением намагниченности (например, [14–17]). Продолжается разработка нового типа памяти (racetrack memory), основанной на использовании свойств доменных стенок с неоднородной структурой [18] и т.п.

Однако в теоретическом плане эти успехи, за малым исключением [19–21], достигнуты лишь для случая однородных пленок, лишенных каких бы то ни было дефектов. Между тем изучение структуры доменных стенок в частности потому и проводится, что они играют существенную роль в формировании практически важных свойств (коэрцитивная сила, магнитные потери и т.п.) магнитных материалов. Эти свойства, как известно, существенно связаны с взаимодействием доменных стенок с различного рода дефектами ферромагнитных образцов. Кроме того, в настоящее время разрабатываются новые виды магнитно-мягких материалов, обладающих нанокристаллическими образованиями в аморфной матрице (см., например обзор [22]). Таким образом, необходимо изучение взаимодействия стенок, обладающих неоднородной микромагнитной структурой, с магнитными неоднородностями различного типа. Такие исследования только начинаются [21]. Ясно, что сформулированная задача очень непростая и весьма разветвленная. Поэтому в настоящей работе будет рассмотрена только некоторая частная ситуация. Прежде всего, рассматриваются только магнитно-одноосные пленки, в которых в отсутствие дефектов существуют асимметричные вихреподобные стенки. Кроме того, будет рассмотрен дефект в виде области с повышенным полем анизотропии. Данный

выбор связан с ориентацией на некоторую реально существующую ситуацию в магнитно-мягких нанокристаллических лентах на основе Fe и Co [23]. В таких лентах после термомагнитной обработки в магнитно-мягкой матрице выделяются наноразмерные магнитно-твердые образования. Одновременно с этим петли гистерезиса исследуемых лент оказываются смещенными относительно нулевого поля, и есть основание полагать, что причина этого смещения, возможно, иная, чем предсказано для другой ситуации в [24]. Одна из целей настоящей работы заключается в установлении возможности отличия полей требуемых при прохождении стенкой дефекта в противоположных направлениях ее движения, что, возможно, могло бы как-то прояснить явление наблюдаемое в [23]. Заметим, однако, что поскольку существующие вычислительные методы позволяют нам ограничиться только пленками, толщина которых значительно меньше толщины нанокристаллических лент, то на основе наших данных можно будет говорить лишь о возможном качественном сходстве механизмов смещения магнитных петель для пленок и лент. Описанная цель лишь поясняет причины выбора нами соответствующей геометрии пленки и типа дефектов. Ставилась так же более общая задача рассмотрения особенностей взаимодействия движущейся вихреподобной доменной границы с дефектами указанного типа.

2. Постановка задачи

Рассмотрим фрагмент ферромагнитной магнитно-одноосной пленки с размерами $L_x = 1 \mu\text{m}$, $L_y = L_z = 50 \text{ nm}$. Ось y при этом направлена вдоль нормали к поверхности пленки, ось легкого намагничивания совпадает с осью z . Во фрагменте имеется некоторая область V_1 в форме куба с ребром 20 nm , центр куба имеет координаты $(\frac{3L_x}{4}, \frac{L_y}{2}, \frac{L_z}{2})$. Область V_1 обладает иными, чем остальная часть пленки, намагниченностью насыщения и константой анизотропии. Далее область V_1 будем условно называть дефектом. Вдоль оси z накладываются периодические граничные условия [25], таким образом, рассматривается взаимодействие протяженной вдоль z доменной границы с периодической цепочкой дефектов. Равновесное распределение намагниченности \mathbf{M} в рассматриваемом фрагменте определяется путем численной минимизации его полной энергии, которая в расчете на единицу длины вдоль оси z может быть представлена в виде

$$\varepsilon = \frac{1}{L_z} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} \int_0^{L_z} \left[A \left\{ \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial z} \right)^2 \right\} + K(x, y, z)(m_x^2 + n_y^2) - \frac{1}{2} M_S(x, y, z) \mathbf{m} \mathbf{H}^m \right] dx dy dz, \quad (1)$$

где A — обменный параметр, $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_S}$, \mathbf{H}^m — магнито-статическое поле, которое находится из решения урав-

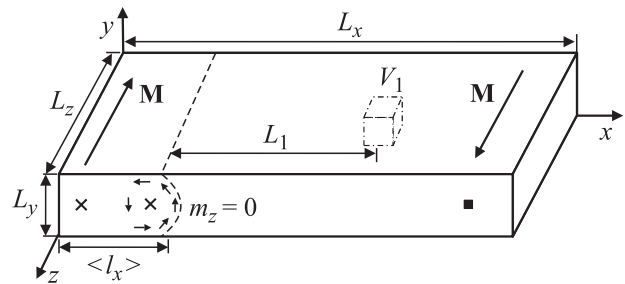


Рис. 1. Геометрия задачи. Показаны направления намагниченности \mathbf{M} в доменах, схематично изображена вихреподобная блоховская доменная граница и ее центральная поверхность $m_z = 0$ (штриховая линия). V_1 — область с измененными значениями магнитных параметров (область „дефекта“), ограничена штрих-пунктирной линией.

нений магнитостатики с обычными граничными условиями. Использовались значения $A = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$, $M_S = M_{S1} = 1500 \text{ G}$ и $K = K_1 = 10^5 \text{ erg/cm}^3$ в области V_1 (области дефекта), $M_S = M_{S0} = 800 \text{ G}$ и $K = K_0 = 10^3 \text{ erg/cm}^3$ в остальной части пленки. Применялась дискретизация расчетной области на трехмерной пространственной сетке с размером кубической ячейки 5 nm .

Исходное распределение намагниченности задавалось так, чтобы получить два намагниченных вдоль $\pm z$ домена (рис. 1), разделенных вихреподобной блоховской доменной границей. Следует упомянуть, что согласно имеющимся теоретическим и экспериментальным данным [1,2,5,7–9] доменные границы такого типа существуют в достаточно широком диапазоне значений толщин и параметров материала пленок. Для того чтобы ввести величину, характеризующую положение доменной границы вдоль оси x , рассмотрим поверхность уровня $m_z = 0$ (центральную поверхность стенки). Из рис. 1 видно, что проекция центральной поверхности стенки на плоскость xu имеет вид изогнутой линии. Введем $\langle l_x \rangle$ — усредненную по толщине пленки x -координату линии $m_z = 0$ в плоскости xu . Следует сразу заметить, что в ходе всех поставленных численных экспериментов изгиба стенки в плоскости xz из-за взаимодействия с цепочкой дефектов не происходило (в пределах погрешности, связанной с дискретизацией), так что величина $\langle l_x \rangle$ всегда оставалась приемлемой характеристикой положения доменной границы. Изгиба границы не происходило, очевидно, из-за достаточно малого (сопоставимого с шириной стенки) периода рассматриваемой цепочки дефектов. Для дальнейшего изложения удобно так же ввести отдельную характеристику для расстояния между доменной границей и цепочкой дефектов $L_1 = \frac{3L_x}{4} - \langle l_x \rangle$.

Путем выбора соответствующих исходных распределений намагниченности можно было получить совокупность равновесных распределений \mathbf{m} (соответствующих локальному минимуму ε) с различным положением доменной границы вдоль оси x . Это возможно благодаря

периодическим граничным условиям вдоль z , из-за которых отсутствует влияние краев образца вдоль этой оси. Таким образом, все достаточно удаленные от краев расчетной области ($x = 0, x = L_x$) и от дефектов положения доменной стенки вдоль оси x являлись устойчивыми и энергетически эквивалентными. Случай, когда исходное распределение \mathbf{m} выбиралось так, чтобы поверхность $m_z = 0$ находилась вблизи дефекта на расстоянии порядка ширины стенки, будет отдельно рассмотрен в следующем разделе.

После расчета равновесного распределения намагниченности исследовалось динамическое взаимодействие стенки с дефектом. Динамика доменной стенки исследовалась с помощью численного решения уравнения Ландау–Лифшица с релаксационным членом в форме Гильберта на той же пространственной сетке. Плотность зеемановской энергии при этом записывалась обычным образом: $-M_S(x, y, z)\mathbf{m}\mathbf{H}$, где \mathbf{H} — внешнее магнитное поле. Параметр затухания α принимался равным 0.01. После расчета равновесного распределения \mathbf{m} , характеризующего определенным значением $\langle l_x \rangle$, вдоль оси легкого намагничивания включалось внешнее поле в направлении, соответствующем движению стенки в сторону цепочки дефектов. Далее фиксировались распределение \mathbf{m} и соответствующее значение $\langle l_x \rangle$ как функции времени t . За скорость движения доменной границы можно принять величину $\frac{d\langle l_x \rangle}{dt}$. Так же можно воспользоваться формулой $\frac{L_x}{2} \frac{d\langle m_z \rangle}{dt}$, аналогичной введенной в [26], где $\langle m_z \rangle$ — усредненная по всей расчетной области z -компонента \mathbf{m} . Графики зависимости скорости v движения доменной границы от времени t , полученные обоими способами, были весьма сходными, однако функция $v(t)$, полученная через производную от $\langle m_z \rangle$, была более гладкой. Предположительно это связано с меньшим влиянием на нее ошибок, вносимых дискретизацией. Представленные далее данные для v получены именно таким способом. Расчеты были проведены на пакете программ ООММФ [3].

Согласно результатам исследований, выполнявшихся ранее (подробнее см. в [27]), структура и скорость движущейся во внешнем магнитном поле вихреподобной доменной границы существенно зависит от величины H . В начале движения стенки после включения поля вихрь намагниченности смещается из центральной части к одной из поверхностей пленки. При этом скорость стенки растет с ростом указанного смещения. В небольших полях (меньших некоторого критического поля H_c), смещение вихря вдоль оси y постепенно замедляется, и стенка достигает некоторых установившихся структуры и скорости, соответствующих данной величине H . При увеличении H до некоторой величины (все еще меньшей H_c) стенка перестраивается, утрачивая вихреподобную структуру, в двухмерную неелевскую доменную границу. Последняя далее так же движется стационарно. В поле, большем критического, начинается периодическая перестройка внутренней структуры стенки, вызывающая осцилляции скорости ее движения. В нашем

исследовании мы рассмотрели наиболее простой случай, когда стенка вплоть до достижения цепочки дефектов сохраняет вихреподобную структуру. Следует заметить, что, как выяснилось, это не накладывает больших ограничений на величину H — даже в сравнительно больших полях стенка часто успевает достигнуть дефекта или даже края расчетной области, до того, как начнется упомянутая выше перестройка вихреподобного распределения намагниченности в двухмерную неелевскую стенку.

3. Результаты и их обсуждение

Как показали расчеты, когда движущаяся под действием внешнего магнитного поля доменная граница сталкивается с рассматриваемой цепочкой дефектов, возможны две ситуации: стенка проходит через дефекты или отражается от них. Следует вспомнить, что рассматривается ситуация, когда дефект имеет поле анизотропии большее, чем соответствующее поле остальной части кристалла. В противоположном случае кроме описанных двух ситуаций должен быть еще и захват стенки дефектом. На рис. 2 показаны соответствующие обоим случаям графики $\langle l_x \rangle(t)$ и $v(t)$, а на рис. 3 и рис. 4 — мгновенные распределения намагниченности. Начав движение из положения с $\langle l_x \rangle(t = 0) = 535$ nm, при $H = 10$ Oe доменная стенка преодолевает дефекты (рис. 2, *a*), а при $H = 9$ Oe — отражается от них и совершает колебательные движения вдоль оси x с уменьшающейся амплитудой, приближаясь к некоторому равновесному положению (рис. 2, *b*). Как видно из рис. 2, и при прохождении дефектов, и при отражении от них возбуждаются колебания намагниченности в области доменной границы, приводящие к осцилляциям $v(t)$. Результаты, иллюстрируемые рис. 2, сходны с описанными в [19,20], но получены для более реалистичной ситуации трехмерного распределения намагниченности в пленках при учете магнитостатических взаимодействий. В результате, конечно, перестройка структуры стенки существенно отличается от полученной в [19,20] в рамках одномерной модели стенки.

Минимальную величину H , необходимую для того, чтобы стенка прошла через дефекты, обозначим H_1 . Было установлено, что на значение H_1 оказывает влияние расстояние между доменной границей и цепочкой дефектов в момент включения внешнего поля. Зависимость H_1 от $L_1(t = 0)$ иллюстрируется рис. 5, она является убывающей, т.е. чем дальше от цепочки дефектов находится доменная граница в начальный момент времени, тем меньшая величина внешнего магнитного поля требуется для того, чтобы она прошла через дефекты. Все это означает, что существенную роль в прохождении стенки через дефект играет инерция доменной стенки.

Остановимся на полученном результате подробнее. Прежде всего, вспомним, что движение вихреподобной стенки означает прецессию намагниченности в центральной части пленки вокруг оси x . Непосредственной

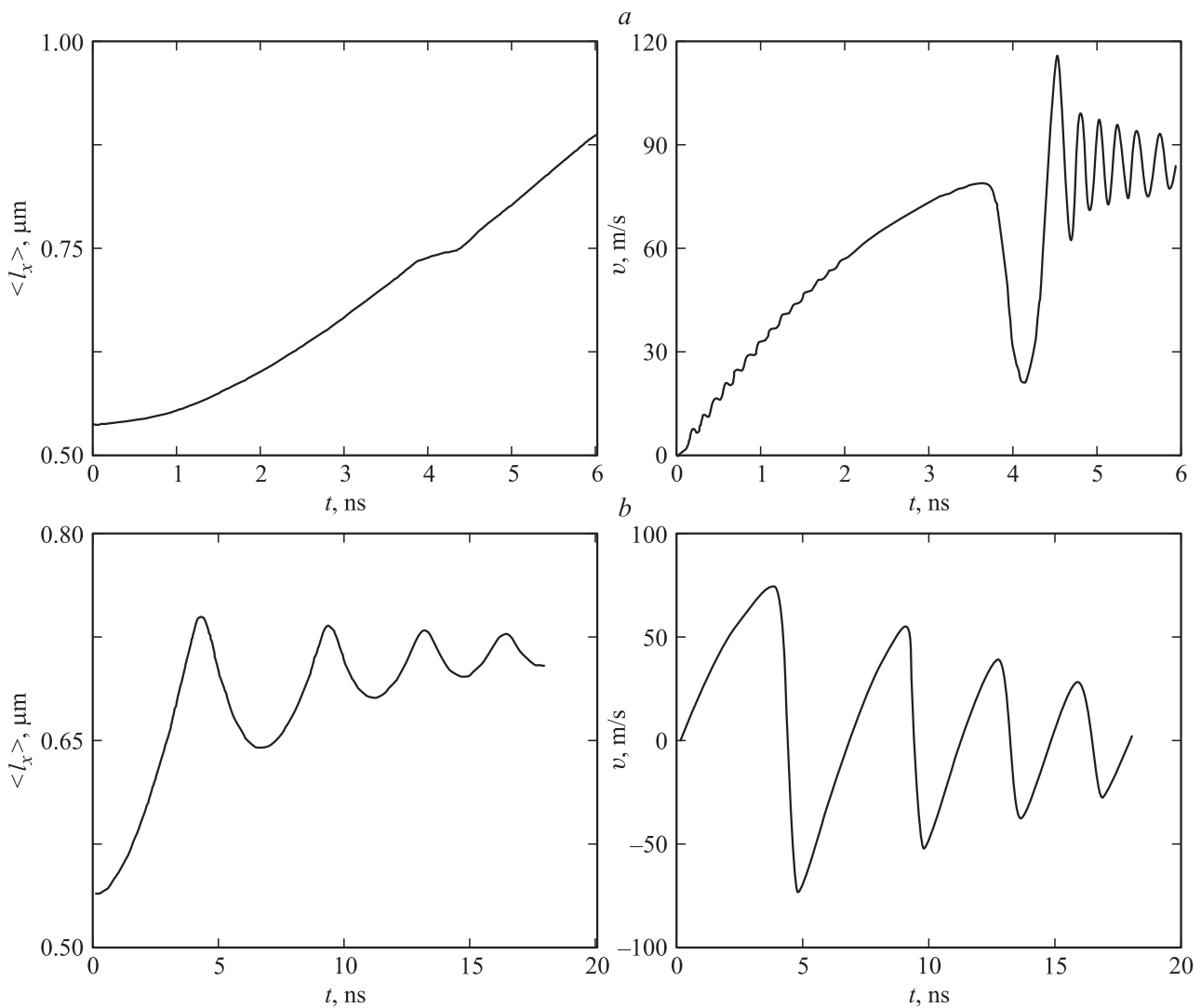


Рис. 2. Зависимости от времени t усредненной x -координаты центральной поверхности доменной границы $\langle l_x \rangle$ и скорости v движения доменной границы во внешнем поле 10 Oe (a), 9 Oe (b). $\langle l_x \rangle(t=0) = 535$ nm. Стенка левосторонняя.

причиной такой прецессии является средняя по толщине пленки x -компонента магнитостатического поля. Обозначим ее через $\langle H_x^{(m)} \rangle$. Ее появление связано со смещением внутрисконечного вихря намагниченности к одной из поверхностей пленки (см., например, [14,15]) во внешнем магнитном поле \mathbf{H} , направленном вдоль z . Такое смещение приводит к отличному от нуля среднему значению x -компоненты намагниченности, т.е. $\langle m_x \rangle \neq 0$, и, следовательно, к магнитостатическим зарядам на боковых поверхностях стенки, которые и являются причиной возникновения $\langle H_x^{(m)} \rangle$. Напомним, что в равновесии (при $H = 0$) центр вихря в однородной пленке лежит в центральной плоскости пленки ($y = 0$), и величина $\langle m_x \rangle = 0$ в силу существующей симметрии распределения намагниченности в стенке относительно указанной плоскости. Оказалось, что при приближении стенки к дефекту (рис. 3, 4) появляется тенденция обратного движения вихря от поверхности к центральной плоскости пленки. Численные эксперименты показали, что

при смещении вихря намагниченности от поверхности пленки в сторону дефекта происходит понижение магнитостатической энергии системы за счет лучшего замыкания магнитного потока в области V_1 с повышенным значением M_S и уменьшением плотности магнитостатических полюсов на поверхностях раздела V_1 и остальной части пленки. В результате обратного движения вихря, величина $\langle m_x \rangle$ уменьшается, и скорость стенки замедляется. При этом $\langle m_x \rangle$ (и соответственно v) могут упасть до нуля, как показано на рис. 2, b.

По понятным причинам процесс достижения величиной $\langle m_x \rangle$ нуля длится тем дольше, чем больше величина H и чем больше абсолютное значение $\langle m_x \rangle$ в момент начала взаимодействия доменной границы и цепочки дефектов. Последнее в свою очередь зависит от $L_1(t=0)$ — чем большее расстояние проходит доменная стенка до столкновения с дефектами, тем сильнее успевает в ней сместиться вихрь намагниченности. Это и объясняет наличие зависимости, иллюстрируемой рис. 5.

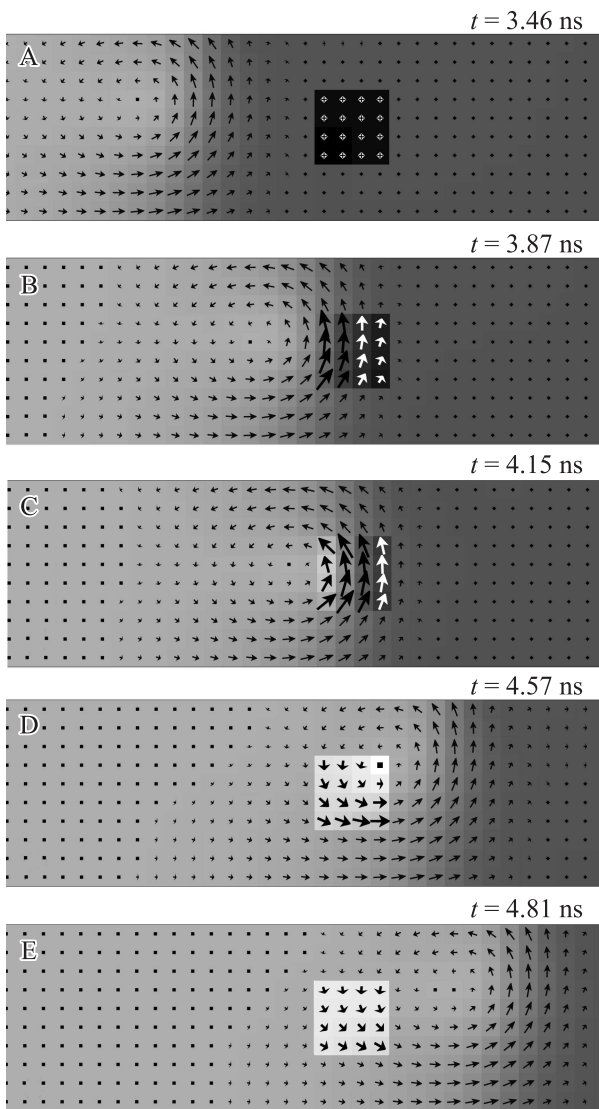


Рис. 3. Мгновенные распределения намагниченности в плоскости $z = \frac{L_z}{2}$, характеризующие взаимодействие движущейся левосторонней вихреподобной доменной границы с цепочкой дефектов. $H = 10$ Ое. $\langle l_x \rangle(t = 0) = 535$ нм. Стрелками показаны проекции \mathbf{M} на указанную плоскость. Изменение цвета фона от белого к черному соответствует изменению M_z от $-M_{S1}$ до $+M_{S1}$.

Вихреподобная блоховская стенка может существовать в четырех энергетически эквивалентных вариантах [12], характеризующихся киральностью вихря (направление закрутки намагниченности по часовой стрелке или против часовой стрелки) и положением центра вихря относительно поверхности $m_z = 0$ (справа или слева). Было установлено, что киральность вихря стенки не влияет на величину H_1 . Однако, как видно из рис. 5, при уменьшении расстояния $L_1(t = 0)$ правосторонняя стенка начинает проходить дефекты в меньших полях, чем левосторонняя. Ситуация меняется на противоположную, если рассмотреть движение стенки к дефектам не с левой, а с правой стороны. На рис. 6 пред-

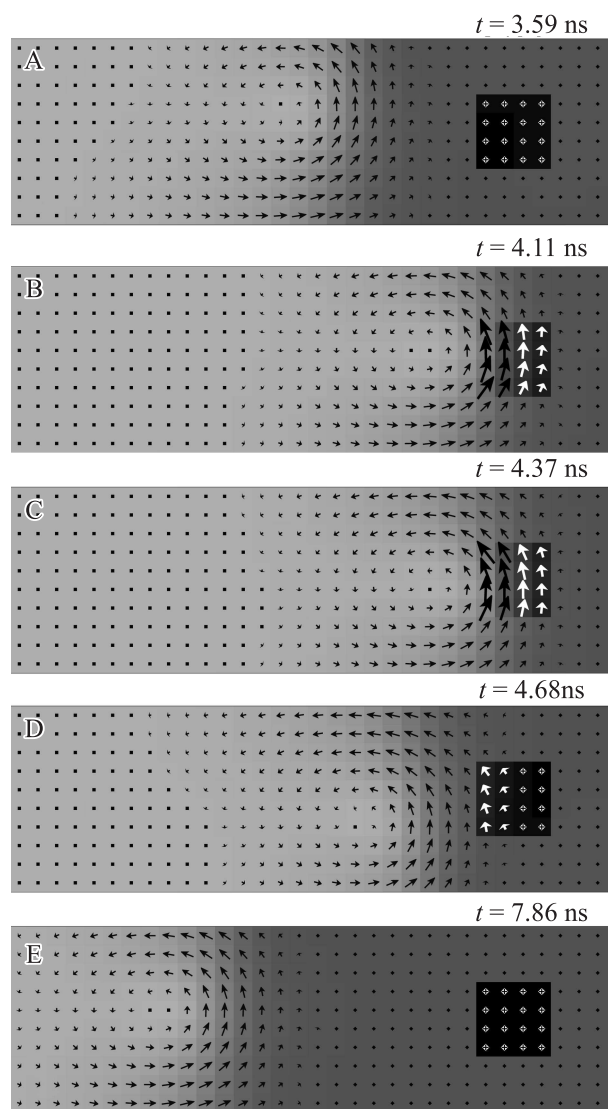


Рис. 4. Мгновенные распределения намагниченности в плоскости $z = \frac{L_z}{2}$, характеризующие взаимодействие движущейся левосторонней вихреподобной доменной границы с цепочкой дефектов. $H = 9$ Ое. $\langle l_x \rangle(t = 0) = 535$ нм. Стрелками показаны проекции \mathbf{M} на указанную плоскость. Изменение цвета фона — то же, что на рис. 3.

ставлены мгновенные распределения намагниченности, соответствующие прохождению через цепочку дефектов правосторонней стенки, на рис. 7 — соответствующая кривая $v(t)$. Данные результаты могут быть пояснены следующим образом. Из рис. 3 и рис. 6 видно, что процесс смещения вихря намагниченности к центральной части пленки, тормозящий движение стенки, начинается, когда поверхность $m_z = 0$ достигает области V_1 . В случае правосторонней стенки, ввиду ее геометрии, это происходит позже на некоторый промежуток времени Δt (естественно, при одинаковых со случаем левосторонней стенки H и $L_1(t = 0)$). За время Δt результирующая намагниченность $\langle m_x \rangle$ возрастает на некоторую

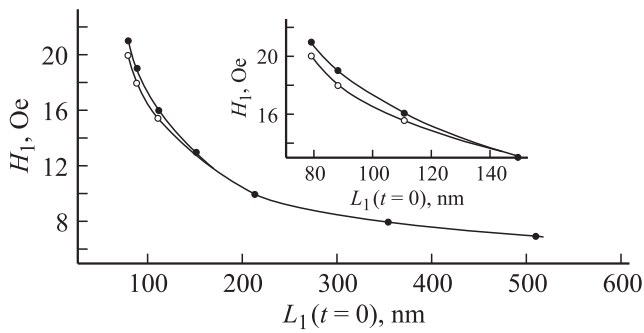


Рис. 5. Зависимость минимальной величины внешнего магнитного поля, при которой доменная стенка преодолевает цепочку дефектов, от расстояния между центром дефекта и стенкой в момент времени $t = 0$. Сплошные круги соответствуют левосторонней стенке, полые — правосторонней.

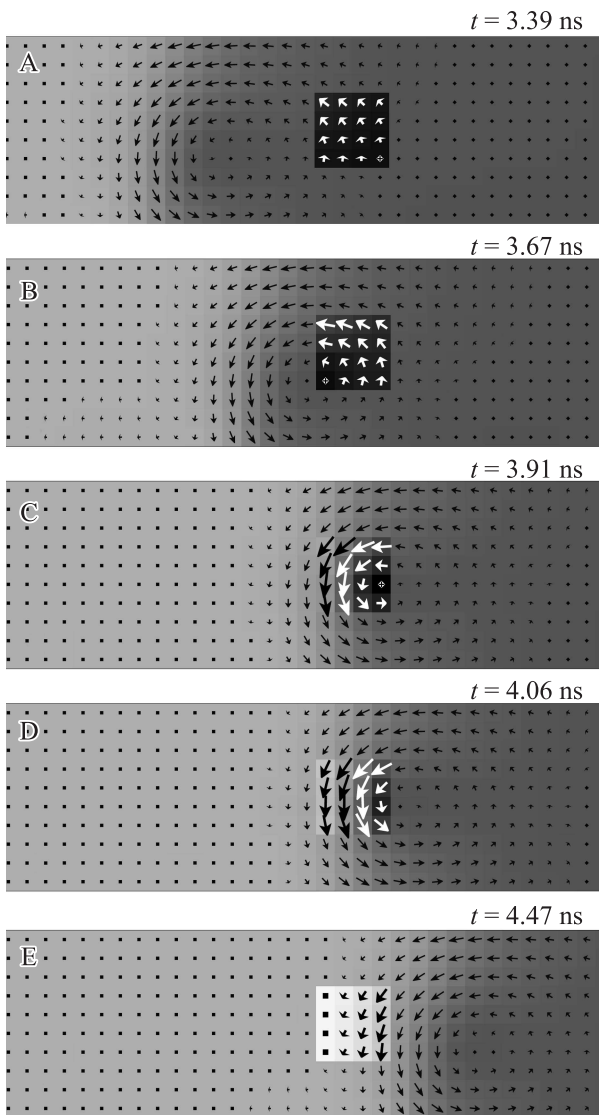


Рис. 6. Мгновенные распределения намагниченности в плоскости $z = \frac{L_x}{2}$, характеризующие взаимодействие движущейся правосторонней вихреподобной доменной границы с цепочкой дефектов. $H = 10$ Oe. $\langle l_x \rangle(t = 0) = 535$ nm. Стрелками показаны проекции \mathbf{M} на указанную плоскость. Изменение цвета фона — то же, что на рис. 3.

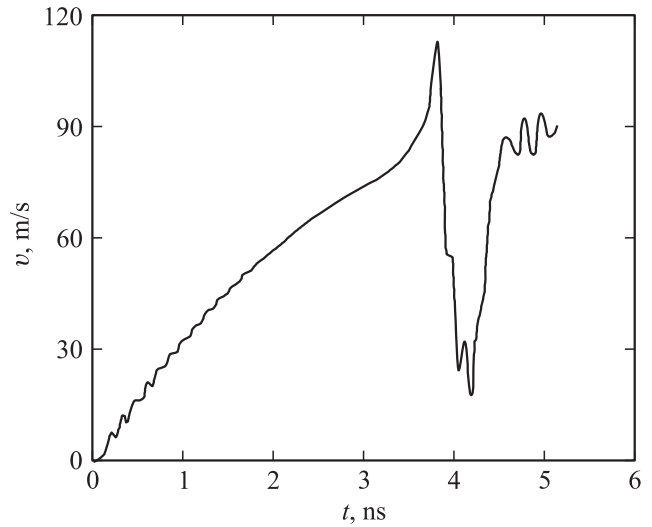


Рис. 7. Зависимость скорости v движения доменной границы во внешнем поле 10 Oe от времени t . $\langle l_x \rangle(t = 0) = 535$ nm. Стенка правосторонняя.

величину, и этого может быть достаточно для того, чтобы правосторонняя стенка прошла цепочку дефектов в меньшем магнитном поле, чем левосторонняя. Однако, как видно, в частности, из рис. 2, рост $v(t)$ (т.е. $\langle m_x \rangle$) после включения внешнего поля замедляется с течением времени по причинам, обсуждавшимся выше. В результате с ростом расстояния $L_1(t = 0)$ структура стенки в момент начала взаимодействия с дефектами все больше приближается к своему установившемуся виду и уже не успевает существенно измениться за время Δt . Поэтому разница величин H_1 для левосторонней и правосторонней стенок на рис. 5 исчезает с увеличением исходного расстояния между доменной границей и цепочкой дефектов.

Обратим внимание на еще одну интересную особенность полученных временных зависимостей скорости движения доменных границ. В случае, когда к цепочке дефектов слева приближается правосторонняя вихреподобная доменная граница (рис. 7), до начала замедления ее движения присутствует резкий пик на кривой $v(t)$. В случае левосторонней стенки (рис. 2) такой пик наблюдается уже после прохождения дефектов поверхностью $m_z = 0$. Данный скачок $v(t)$ связан с увеличением $\langle m_x \rangle$, но не за счет смещения стеночного вихря к поверхности пленки, а из-за искажения структуры вихря при формировании распределений намагниченности, сходных с распределением D на рис. 3 и распределением B на рис. 6. При этом магнитный поток замыкается частично за счет области с повышенным значением M_S . Однако при дальнейшем продвижении доменной границы $\langle m_x \rangle$ снова резко уменьшается, из-за чего, вероятно, существенного влияния описанного эффекта на величину H_1 не выявлено.

Следует заметить, что при некоторых значениях H и $L_1(t = 0)$ столкновение движущейся доменной границы

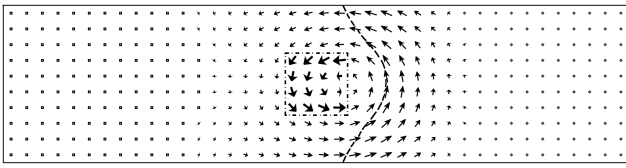


Рис. 8. Положение вихреподобной доменной границы, соответствующее минимуму ε . Стрелками показаны проекции \mathbf{M} на плоскость $z = \frac{L_c}{2}$. Пунктирной линией обозначена линия уровня $m_z = 0$, штрих-пунктирной линией — область дефекта.

с областями неоднородности магнитных параметров вызвало перестройку вихреподобной блоховской стенки в двухмерную неелевскую (при этом в однородной пленке такая перестройка должна была бы произойти позже). Данный вопрос подлежит дополнительному изучению.

Был также рассмотрен случай, когда вихреподобная доменная граница закреплена на рассматриваемой цепочке дефектов. Для этого вначале выполнялась минимизация энергии ε при таком исходном распределении \mathbf{m} , чтобы поверхность $m_z = 0$ находилась вблизи дефекта на расстоянии порядка ширины стенки. Таким образом было установлено, что определенному взаимному положению доменной границы и цепочки дефектов соответствует минимум ε , более глубокий, чем для случая, когда стенка находится вдали от дефектов. Соответствующее распределение намагниченности иллюстрируется рис. 8. Такое положение стенки приводит к лучшему замыканию магнитного потока внутри пленки, чем когда доменная граница находится вдали от областей неоднородности магнитных параметров. Как и следовало ожидать, при последующем решении уравнения Ландау–Лифшица с включением внешнего поля $(0, 0, H)$ с исходным распределением намагниченности, показанном на рис. 8, оказалось, что происходит закрепление стенки на дефектах. При этом поля отрыва $H_2 > 0$ и $H_2 < 0$ не совпадают: движение стенки вправо начинается в поле 22 Ое, в то время как влево стенка смещается только в поле 80 Ое. Это связано с тем, что при движении доменной границы из положения (см. рис. 8) влево, ее центральная поверхность должна пройти область V_1 , а при движении вправо — нет. Таким образом, установлена анизотропия полей необходимых для прохождения стенкой дефектов при ее движении в двух противоположных направлениях. Заметим, что данный результат никак не связан с существованием однонаправленной анизотропии, а вызван асимметричной структурой доменной границы. Возможно, что механизм образования смещенных петель наблюдаемых в нанокристаллических сплавах на основе Fe и Co также связана с особой структурой доменной стенки, аналогичной рассматриваемой в настоящем сообщении.

Когда центральная поверхность доменной стенки попадает в область дефекта, магнитостатические полюса, формирующиеся на границах раздела двух сред с разными магнитными параметрами, приводят, наоборот,

к худшему, чем когда стенка удалена от дефектов, замыканию магнитного потока в пленке. Тогда, как было установлено в результате численных экспериментов, для снижения магнитостатической энергии происходит перестройка распределения \mathbf{m} , приводящая к сужению доменной границы в области дефекта. В результате резко возрастает обменная энергия системы.

4. Заключение

Исследовано динамическое взаимодействие движущейся во внешнем магнитном поле вихреподобной доменной границы с трехмерными областями неоднородности магнитных параметров магнитно-мягкой пленки. Данные области задавались в виде периодической цепочки кубических объемов („дефектов“) с повышенными значениями намагниченности насыщения и константы магнитной анизотропии. Рассмотрены процессы прохождения стенкой области локализации магнитных неоднородностей и отражения от нее. Получены следующие основные результаты:

1. Установлена зависимость минимального поля H_1 прохождения стенки через дефекты от скорости стенки, а, следовательно, от расстояния между стенкой и дефектами в момент начала ее движения.
2. Показано, что на H_1 может так же оказывать влияние положение вихреподобного распределения намагниченности относительно центральной поверхности стенки.
3. Установлена возможность существования областей около дефектов, где асимметрично-вихревые стенки имеют глобальный минимум энергии.
4. Обнаружена анизотропия величины поля отрыва доменной границы, закрепленной около области с повышенными константой анизотропии и намагниченностью насыщения. Выявлены физические причины полученных результатов.
5. Показано, что динамическое взаимодействие с дефектами может приводить к перестройке структуры доменной стенки из асимметричной блоховской в асимметричную неелевскую.

Полученные закономерности могут оказывать влияние на гистерезисные свойства неоднородных по параметрам магнитно-мягких пленок.

Список литературы

- [1] A.E. La Bonte. J. Appl. Phys. **40**, 2450 (1969).
- [2] B.N. Filippov, L.G. Konunin. IEEE Trans. Mag. **29**, 2563 (1993).
- [3] M.J. Donahue, D.G. Porter. OOMMF User's Guide, Version 1.0 NISTIR 6376, National institute of standards and technology, Gaithersburg, MD (1999).
- [4] A. Hubert, R. Schäfer. Magnetic Domains, Springer: Berlin, Heidelberg, New York. (1998). 707 p.
- [5] A. Hubert. Phys. Status Solidi A **32**, 519 (1969).
- [6] E. Schlomann. J. Appl. Phys. **44**, 1837 (1973).

- [7] M.R. Sheinfein, J. Unguris, J.L. Blue, K.J. Coakley, D.T. Pierce, R.J. Celotta, P.J. Ryan. *Phys. Rev. B* **43**, 3395 (1991).
- [8] K. Ramstöck, W. Hartung, A. Hubert. *Phys. Status Solidi A* **155**, 505 (1996).
- [9] S. Huo, J.E.L. Bishop, J.W. Tucker, W.M. Rainforth, H.A. Davies. *JMMM* **218**, 103 (2000).
- [10] M. Redjidal, A. Kakaу, M.F. Ruane, F.B. Humphrey. *J. Appl. Phys.* **91**, 8278 (2002).
- [11] Б.Н. Филиппов. *ФТТ* **50**, 644 (2008).
- [12] В.В. Зверев, Б.Н. Филиппов. *ЖЭТФ* **144**, 126 (2013).
- [13] М.Н. Дубовик, В.В. Зверев, Б.Н. Филиппов. *ФТТ* **55**, 1942 (2013).
- [14] S.W. Yuan, H.N. Bertram. *Phys. Rev. B* **44**, 12 395 (1991).
- [15] B.N. Filippov, L.G. Korzunin, F.A. Kassan-Ogly. *Phys. Rev. B* **70**, 174 411 (2004).
- [16] J.Y. Lee, K.S. Lee, S. Choi, K.Y. Guslienko, S.K. Kim. *Phys. Rev. B* **76**, 184 408 (2007).
- [17] В.В. Волков, В.А. Боков. *ФТТ* **50**, 193 (2008).
- [18] S. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas. *Science* **320**, 190 (2008).
- [19] Е.Г. Екомасов, Ш.А. Азаматов, Р.Р. Муртазин, А.М. Гумеров, А.Д. Давлетшина. *Изв. РАН. Сер. физ.* **74**, 1520 (2010).
- [20] E.G. Ekomasov, R.R. Murtazin, O.B. Bogomazova, A.M. Gumerov. *JMMM* **339**, 133 (2013).
- [21] H. Asada, H. Ii, J. Yamasaki, M. Takezawa, T. Koyanagi. *J. Appl. Phys.* **97**, 10E317 (2005).
- [22] G. Herzer. In: *Handbook of Magnetism and Advanced magnetic Materials*. 4. Novel Materials / Ed.-Chif H. Kronmüller, S. Parkin. Jon Willey & Sons, West Succses. (2007). P. 1424.
- [23] N.I. Noskova, V.V. Shulica, A.P. Potapov. *Mater. Transactions* **42**, 1540 (2001).
- [24] W.H. Meiklejohn, S.P. Bean. *Phys. Rev.* **105**, 904 (1957).
- [25] K.M. Lebecki, M.J. Donahue, M.W. Gutowski. *J. Phys. D* **41**, 175 005 (2008).
- [26] D.G. Porter, M.J. Donahue. *J. Appl. Phys.* **95**, 6729 (2004).
- [27] Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзунин. *ЖЭТФ* **121**, 372 (2002).