

Статические свойства и нелинейная динамика доменных границ с вихреподобной внутренней структурой в магнитных пленках (Обзор)

Б. Н. Филиппов

*Институт физики металлов УрО РАН
ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620219, Россия
E-mail: filbor@imp.uran.ru*

Статья поступила в редакцию 2 января 2002 г., после переработки 22 апреля 2002 г.

Проанализированы причины появления стенок с вихревой структурой, их энергия и статические свойства в зависимости от параметров пленок. Выяснено влияние на эти свойства поверхностной анизотропии и внешних полей. Показано, что стабильными могут быть как одно-, так и двухвихревые симметричные и асимметричные стенки. Приведены экспериментальные свидетельства существования асимметричных стенок. Дан обзор динамических свойств стенок с вихревой структурой. Указаны поля (поля бифуркации), при переходе через которые возникают катастрофические изменения их структуры. Рассмотрены механизмы динамического преобразования внутренней структуры стенок, в частности, связанные с рождением и уничтожением стеночных вихреподобных образований, а также с их туннелированием через центр стенки. Описаны преобразования стенки, обусловленные возникновением субпериодных колебаний намагниченности. Приведены исследования периода динамических преобразований и характера его сингулярности вблизи точки бифуркации. Исследована немонотонная зависимость поля бифуркации от толщины пленки, индукции насыщения и поля обмена, а также его зависимость от параметра затухания и поля анизотропии.

Проаналізовано причини появи стінки з вихровою структурою, їх енергія та статичні властивості в залежності від параметрів плівок. З'ясовано вплив на ці властивості поверхневої анізотропії та зовнішніх полів. Показано, що стабільними можуть бути як одно-, так і двовихрові симетричні та асиметричні стінки. Приведено експериментальні свідчення існування асиметричних стінок. Надано огляд динамічних властивостей стінок з вихровою структурою. Зазначено поля (поле біфуркації), при переході через котрі виникають катастрофічні зміни їх структури. Розглянуто механізми динамічного перетворення внутрішньої структури стінок, зокрема, пов'язані з народженням та знищенням стінкових вихороподібних утворень, а також з їх тунелюванням крізь центр стінки. Описано перетворення стінки, обумовлені виникненням субперіодних коливань намагніченості. Приведено дослідження періоду динамічних перетворень і характеру його сингулярності поблизу точки біфуркації. Досліджено немонотонну залежність поля біфуркації від товщини плівки, індукції насичення та поля обміну, а також його залежність від параметра затухання та поля анізотропії.

PACS: 75.60.Ch, **05.45.-a**, 87.17.Aa

Содержание

1. Введение	992
2. Статические свойства доменных стенок с вихреподобной внутренней структурой	993
2.1. Качественные оценки возможности существования стенок с вихреподобной структурой намагниченности	993

2.2. Численный подход к описанию структур стенок с двумерным распределением намагниченности	995
2.3. Статические асимметричные структуры доменных стенок	997
2.4. Влияние параметров пленки на характеристики асимметричной блоховской стенки	1000
2.5. Влияние магнитной поверхностной анизотропии на статические структуры доменных стенок	1001
2.6. Влияние на равновесные конфигурации стенок внешнего магнитного поля, перпендикулярного оси легкого намагничивания	1003
2.7. Асимметричные стенки в монокристаллических пленках с кубической анизотропией	1004
2.8. Сравнение с экспериментальными данными	1006
3. Динамические свойства доменных границ с двумерной внутренней структурой	1008
3.1. Метод численного исследования нелинейной динамики стенок с вихреподобной внутренней структурой	1008
3.2. Стационарная динамика доменных границ	1009
3.3. Нестационарная динамика доменных стенок с вихревой доменной структурой	1010
3.4. Природа бифуркационного процесса	1012
3.5. Период динамической перестройки внутренней структуры стенки	1014
3.6. Зависимость критического поля от параметров пленки	1016
3.7. Влияние затухания на динамическую перестройку структуры стенки	1020
3.8. Влияние поверхностной анизотропии на нелинейную динамику доменных стенок	1023
3.9. Влияние поля, перпендикулярного оси анизотропии, на нелинейную динамику доменных стенок	1024
3.10. Новые возможности экспериментального исследования нелинейной динамики доменных стенок	1025
4. Заключение	1027
Список литературы.	1029

1. Введение

Наука о доменных стенках (границах) прошла огромный путь, на котором представления об их внутренней структуре и динамическом поведении сильно изменились [1–8]. На настоящий момент времени выяснилось, что в тонких магнитных пленках структура доменных стенок (ДС) оказывается чрезвычайно сложной, в частности вихреподобной [9,10], что коренным образом отличает ее от блоховской доменной стенки, существование которой было предсказано Блохом еще в 1932 году [11] (см. также [12]).

Исследованиям стенок уделяют неослабевающее внимание и по сей день, поскольку их свойства являются определяющими во многих практически важных характеристиках магнитных материалов, например, электромагнитные потери, магнитные шумы, коэрцитивная сила и др. [6,7,13–15]. Доменная стенка оказывает существенное влияние также на спектры спиновых волн, ферромагнитный и гамма-резонанс, распространение звуковых волн и др. [6,13]. Знание динамики доменных границ в магнитных пленках необходимо и для разработки устройств высокочастотной записи и считывания информации большой плотности (см., например, [16–18]).

Помимо практической значимости, исследования доменных стенок и особенно их динамики имеют большое фундаментальное значение. Дело

в том, что неоднородная спиновая система, какой является доменная стенка, весьма чувствительна ко всевозможным внешним воздействиям. Зачастую даже малые воздействия приводят к большим откликам системы. При этом могут сильно изменяться не только параметры, характеризующие стенку в целом, но и параметры ее внутренней структуры. В динамическом плане ДС можно сравнить с топологическим солитоном, обладающим внутренними степенями свободы. Таким образом, стенка является уникальным реальным объектом для изучения нелинейных физических свойств. Уникальность этого объекта заключается также и в том, что его движение можно описать существенно нелинейными уравнениями Ландау и Лифшица [12], которые в общем случае не сводятся ни к одному из хорошо изученных в математике нелинейных уравнений с частными производными (синус-уравнению Гордона, нелинейному уравнению Шредингера и др. [19]) и в общем случае его аналитические решения пока не известны.

Таким образом, исследования ДС весьма затруднительны и в теоретическом плане могут быть проведены только на основе прямого численного решения уравнения Ландау и Лифшица. При этом необходимо обладать некоторой информацией о свойствах стенок, чтобы определить те пространственные и временные масштабы, на ко-

торых могут разыгрываться процессы, связанные с движением стенок. Возникающие трудности вполне преодолимы в рамках существующей вычислительной техники.

Еще большие трудности возникают при экспериментальном исследовании динамического поведения доменных стенок, поскольку для изучения их внутренней структуры необходимо пространственное разрешение менее 10^{-6} см, а временное разрешение примерно 1 нс. Поэтому существующие в настоящее время экспериментальные исследования дают, в основном, усредненную (по пространственному или временному промежуткам) картину статических и динамических свойств доменных стенок (см., например [20–30]). Правда, в последнее время произошел прорыв и в этой области. Появились экспериментальные работы [31–35], в которых исследовано распределение намагниченности внутри самой стенки вдоль поверхности пленки (но усредненное по толщине пленки). Следует отметить также более ранние экспериментальные работы, в которых применялись косвенные методы исследования структуры стенки [36–39], использующие явление «дрожания» ДС [40–42].

Наука о доменных стенках весьма разветвлена. Стенки существуют в ферро-, антиферро- и ферри-магнитных массивных образцах [2,3,43–47], малых частицах [48–52], малых тонкопленочных элементах [53–60] и магнитных пленках [2,3,8,61]. В данном обзоре внимание сосредоточено в основном на доменных стенках, существующих в магнитно-одноосных пленках.

Широко известен бум исследований стенок в пленках с перпендикулярной анизотропией (см., например, [3,62–70]), связанный с магнитной записью информации. Хотя при этом основная цель так и не была достигнута, сам бум привел к тому, что знания о свойствах доменных стенок были подняты на совершенно новый уровень.

В это же время были получены совершенно новые результаты и для магнитно-одноосных пленок с осью анизотропии, лежащей в их плоскости (далее — плоскостная анизотропия), обладающих малым фактором качества $Q = K/(4\pi M_s^2)$ (K — константа одноосной анизотропии, M_s — намагниченность насыщения). Однако эти исследования, несмотря на их практическую значимость для головок считывания информации, лишь в последнее время вызывают существенный интерес. Дело в том, что в пленках с плоскостной анизотропией чрезвычайно важную роль играют магнитостатические поля, дальнедействующий характер которых весьма затрудняет их учет. На-

стоящий обзор в основном посвящен изложению именно тех данных, которые были получены за последнее десятилетие для стенок в пленках с плоскостной анизотропией. Наиболее существенным этапом в этих исследованиях было предсказание [9,10] существования стенок с асимметричной вихревой конфигурацией намагниченности. Развитие этих исследований можно найти, например, в работах [71–89]. Другой важной работой, позволившей впервые описать закритическое нестационарное поведение вихреподобных доменных стенок, была работа Джуана и Бертрама [90]. С момента появления этих работ накопился значительный материал, на котором мы и остановимся в данном обзоре.

2. Статические свойства доменных стенок с вихреподобной внутренней структурой

2.1. Качественные оценки возможности существования стенок с вихреподобной структурой намагниченности

Рассмотрим магнитно-одноосную плоскопараллельную в плоскости xz пленку толщиной b с осью легкого намагничивания, ориентированной вдоль оси z , лежащей в плоскости пленки (см. рис. 1). Предположим, что магнитное состояние этой пленки соответствует двум доменам с однородными намагниченностями насыщения $\pm M_s$, ориентированными вдоль $+z$ ($-z$) при $x < -a/2$ ($x > a/2$). При этом считаем, что ДС (переходная область между доменами) полностью сосредото-

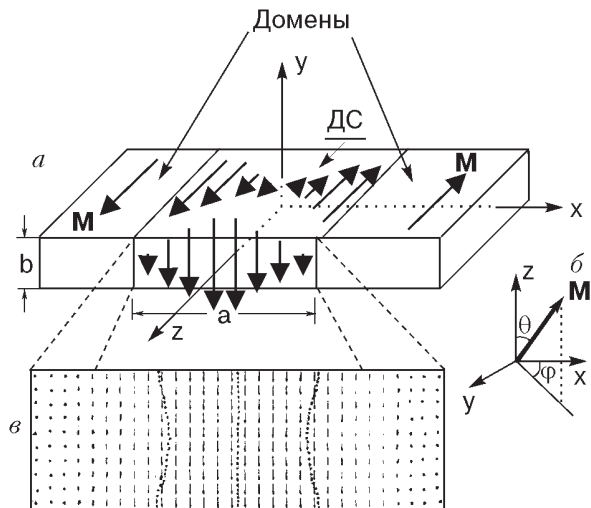


Рис. 1. Схематическое изображение геометрии задачи и структуры доменной стенки на разных плоскостях пленки (а, б). Типичная расчетная структура доменной стенки на плоскости xy (в).

чена в области V прямоугольного сечения D в плоскости xy с размерами a вдоль x и b вдоль y . Область V имеет форму параллелепипеда, вытянутого вдоль z . Предложенные упрощения являются источником погрешностей при определении параметров ДС. В общем случае правильнее исходить из рассмотрения многодоменного состояния пленки, как, например, в [76,91] (см. также [72,85]). Однако указанные погрешности можно сильно уменьшить, подбирая соответствующим образом a (см. ниже). В данном разделе предполагаем, что в области D намагниченность пленки $\mathbf{M} = \mathbf{M}(x)$. Это соответствует известной одномерной модели распределения \mathbf{M} . Статические свойства такой модели можно найти, например, в [2,6–8] (см. также [92–98]).

Простейшее распределение \mathbf{M} в рамках одномерной модели представляет собой стенку Блоха. В этом случае при переходе от домена к домену вектор намагниченности поворачивается так, что все время остается в плоскости zy . При этом составляющая намагниченности в направлении x (условно в направлении, перпендикулярном плоскости доменной стенки) остается непрерывной. Это приводит к исключению магнитостатических полей, которые с неизбежностью возникли бы в противоположном (при отсутствии указанной непрерывности) случае. Такой подход является вполне оправданным в случае, если доменная стенка находится в кристалле с $b \rightarrow \infty$. Однако в пленках с конечным размером b ситуация сильно усложняется. Это отчетливо видно при рассмотрении рис. 1, на котором приведено распределение намагниченности блоховского типа на торцевой поверхности пленки. Видно, в частности, что распределение намагниченности в стенке Блоха симметрично относительно плоскости $x = 0$, и центральная линия стенки (линия, на которой z -составляющая намагниченности меняет знак) оказывается прямой, перпендикулярной поверхности пленки.

В пределах стенки Блоха возникает результирующая намагниченность, перпендикулярная плоскостям пленки (см. также упрощенную схему на рис. 1,а). Это приводит к тому, что на поверхностях пленки возникают магнитостатические полюса, являющиеся источником дополнительных магнитостатических полей, а следовательно, и дополнительной энергии доменных стенок. С уменьшением толщины пленок полюса сближаются, и энергия стенки возрастает. В такой ситуации, как впервые указал Неель [99], правильнее считать, что при переходе от домена к домену намагниченность, изменяясь, остается параллельной плоскости поверхности кристалла (см. рис. 2). Такая конфигурация стенки называ-

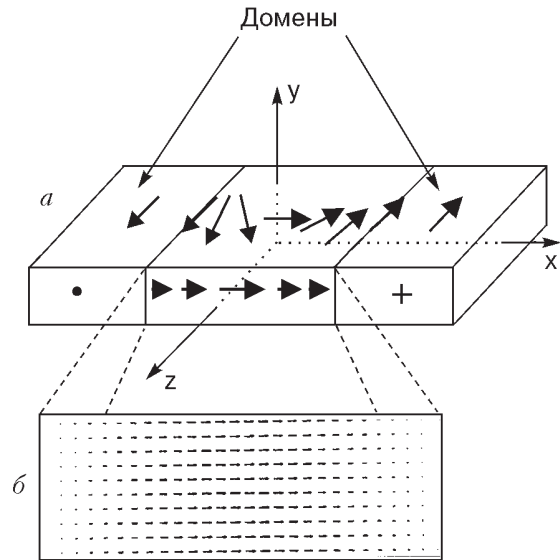


Рис. 2. Схематическое изображение (а) и типичная расчетная на плоскости xy пленки (б) структура неелевской стенки.

ется неелевской. Из соображений удобства мы будем называть ее одномерной неелевской.

В описанной ситуации на поверхности пленки магнитостатические полюса не возникают, однако $\text{div } \mathbf{M} = \partial M_x / \partial x$ оказывается отличной от нуля, что представляет собой источник магнитостатических полей и, следовательно, источник дополнительной энергии стенки. На первый взгляд, никакого выигрыша в энергии при переходе от блоховской к неелевской стенке нет. На самом деле это не совсем так, поскольку имеется возможность расширения толщины стенки a и, как следствие, уменьшение объемных магнитостатических зарядов и энергии стенки. Таким образом, при некоторых толщинах пленок доменные стенки Нееля оказываются выгодными энергетически. Соответствующая критическая толщина b_c оказывается равной 0,04 мкм для пермалловых пленок. Заметим, что, как и в случае блоховских стенок, неелевская стенка симметрична относительно плоскости $x = 0$.

Итак, только в сравнительно тонких пленках можно ожидать появления стенок, в которых энергия, связанная с магнитостатическими зарядами, может быть уменьшена за счет появления новой конфигурации намагниченности.

Возникает желание найти подходящую конфигурацию распределения намагниченности в стенке, которая бы и в пленках с $b > b_c$ приводила к снижению вклада магнитостатических полей в общую энергию стенки. Кажется совершенно очевидным, что в качестве такой конфигурации может быть

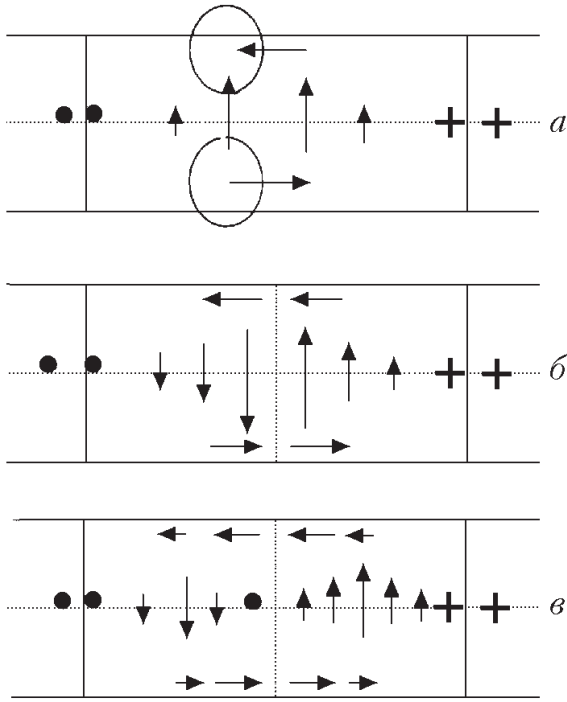


Рис. 3. Схема, поясняющая возникновение асимметрично-вихреподобной структуры стенок (см. текст).

распределение \mathbf{M} , при котором вблизи поверхностей пленки намагниченность имеет неэлевский характер, а в глубине — блоховский. Однако при точно блоховском характере разворота намагниченности в центральной плоскости пленки, при котором стенка оставалась бы симметричной относительно плоскости yz , замыкания потока внутри пленки добиться не удастся. Это наглядно видно на рис. 3,а. Другая возможность, связанная с симметричной стенкой, в двух половинах которой разворот по блоховскому типу происходит в разных направлениях, хотя и приводит к замыканию магнитного потока, но дает резкое увеличение неоднородной части обменной энергии (см. рис. 3,б). Единственная возможность, позволяющая и замкнуть магнитный поток и избежать резкого увеличения обменной энергии, является отказ от рассмотрения симметричных конфигураций. Возможная асимметричная конфигурация, удовлетворяющая этим требованиям, схематически изображена на рис. 3,в. Именно в этом случае можно надеяться, что энергия доменной стенки в пленке толщиной $b > b_c$ будет меньше энергии одномерной блоховской стенки. Чтобы доказать это, перейдем к детальному исследованию структуры доменной стенки.

2.2. Численный подход к описанию структур стенок с двумерным распределением намагниченности

Пусть в области D намагниченность пленки $\mathbf{M} = \mathbf{M}(x,y)$. Это соответствует хорошо известной двумерной модели распределения \mathbf{M} [9].

Основная задача теории заключается в определении $\mathbf{M}(x,y)$. Такая задача решается на основе строгого микромагнитного подхода [100] с учетом всех основных взаимодействий: обменного, диполь-дипольного (в континуальном приближении), магнитоанизотропного (внутриобъемного и поверхностного). Обозначим плотности этих энергий соответственно $\varepsilon_e, \varepsilon_m, \varepsilon_V, \varepsilon_S$, причем

$$\varepsilon_e = \left(\frac{A}{M_s^2} \right) \left[\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} \right)^2 \right], \quad (1)$$

$$\varepsilon_m = -\frac{1}{2} \mathbf{M} \mathbf{H}^{(m)}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_V = -\frac{K_V}{M_s^2} (\mathbf{M} \mathbf{c})^2, \quad (3)$$

$$\varepsilon_S = +\frac{K_S}{M_s^2} (\mathbf{M} \mathbf{n})^2. \quad (4)$$

Здесь A — параметр обменного взаимодействия; K_V, K_S — константы соответственно внутриобъемной и поверхностной магнитной анизотропии; M_s — намагниченность насыщения; \mathbf{c} — единичный вектор вдоль ОЛН, а \mathbf{n} — единичный вектор вдоль нормали к поверхности пленки; $\mathbf{H}^{(m)}$ — магнитостатическое поле, определяемое согласно

$$\mathbf{H}^{(m)}(\mathbf{r}) = -\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \int_V d\mathbf{r}' M_j(\mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial x'_j} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (5)$$

Заметим, что, поскольку в рамках рассматриваемой двумерной модели \mathbf{M} не зависит от z , для безграничной в направлении z пленки $\mathbf{H}^{(m)}(\mathbf{r})$ также не зависит от z , так что энергия доменной стенки, отнесенная к единице длины вдоль z , может быть представлена в виде

$$E_D = \iint_D \varepsilon dx dy + \int_{D_x} \varepsilon_S dx, \quad (6)$$

где D_x — граница области D , соответствующая поверхностям пленки,

$$\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_m + \varepsilon_V. \quad (7)$$

$\mathbf{M}(x,y)$ необходимо определять при $\mathbf{M}^2 = \text{const}$ и следующих граничных условиях:

$$\left[\mathbf{M}, \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial n} + q\mathbf{n}(\mathbf{Mn}) \right] \Big|_{y=\pm b/2} = 0, \quad (8)$$

$$M_z|_{x=\pm a/2} = \pm M_s; \quad M_x|_{x=\pm a/2} = 0; \quad M_y|_{x=\pm a/2} = 0, \quad (9)$$

где $q = K_S/A$.

В формуле (8) квадратные скобки означают векторное произведение. Условия (8) получаются путем варьирования E_D по \mathbf{M} при $\mathbf{M}^2 = \text{const}$ и приравнивания нулю выражений при произвольных и независимых вариациях $\delta M_x, \delta M_y$ в поверхностном интеграле.

Заметим, что если $K_S < 0$ ($K_S > 0$), то имеется поверхностная магнитная анизотропия типа «ось (плоскость) легкого намагничивания», причем ось поверхностной анизотропии ориентирована перпендикулярно поверхности пленки. В связи с этим одновременное выполнение (8) и (9) возможно лишь при

$$K_S > -b(K_V + 2\pi M_s^2). \quad (10)$$

В противном случае необходимо учесть зависимость M_s от y . В данном обзоре рассматривается только ситуация, соответствующая (10).

Задача отыскания равновесного двумерного распределения $\mathbf{M}(x,y)$, сформулированная выше, в общем случае сводится к решению системы существенно нелинейных интегро-дифференциальных уравнений в области D со сложными, в общем случае нелинейными условиями на границах этой области. Упомянутые уравнения могут быть получены путем минимизации функционала (6). В настоящее время решить такую задачу аналитическими методами не представляется возможным и поэтому обычно используют ту или иную численную процедуру минимизации (6). Адаптация численных подходов к двумерным задачам распределения намагниченности проведена в целом ряде работ [9,10,32,65,75,79,83,85,89,101–103]. Во всех перечисленных работах были использованы сеточные методы. Исключение составляет работа [10], в основе которой лежит вариационный подход. В каждой из приведенных работ есть своя специфика. Так, в [32,79] численная схема построена с учетом вклада поверхностных взаимодействий. Схема в [81,82,85] учитывает межслойные взаимодействия в многослойных пленках. В [88,103] использованы быстрые адаптивные алгоритмы. Кроме того, численную процедуру [88] можно применить для исследования распределения намагниченности в конечных тонкопленочных образцах. Периодические структуры могут быть проанализированы с помощью схемы, развитой в [76,85]. На-

конец, в работе [104] математически исследованы проблемы локальной минимизации при микромагнитном подходе.

Минимизация функционала (6) позволяет найти равновесные конфигурации ДС и соответствующие им минимальные значения энергии E_0 . Далее, ради удобства, введем следующие безразмерные величины: $\Omega = E_D/A$ и $\Omega_0 = E_0/A$.

Используемый в данном обзоре метод численной минимизации заключается в следующем [9,32,79]. Расчетная область D разбивается прямоугольной сеткой на малые ячейки. При этом V разбивается на вытянутые вдоль оси z параллелепипеды, боковые стенки которых параллельны координатным плоскостям xz и yz . Предполагается, что ячейки имеют макроскопические, но настолько малые размеры, что во всех точках каждого из параллелепипедов направление \mathbf{M} можно считать постоянным. При этом вдоль каждого из параллелепипедов (вдоль z) \mathbf{M} остается постоянным в силу двумерности модели. Предполагается, что ориентация \mathbf{M} в D меняется только при переходе от ячейки к ячейке. Далее вводятся направляющие косинусы α, β, γ намагниченности $\mathbf{M} = M_s(\alpha, \beta, \gamma)$. Значения этих косинусов в kl -й ячейке записываются в виде $\alpha_{kl}, \beta_{kl}, \gamma_{kl}$. Наконец, функционал (6) дискретизируется и оказывается определенным в $P \times L \times 3$ -мерном пространстве переменных $\alpha_{kl}, \beta_{kl}, \gamma_{kl}$, где P и L — полное число ячеек, укладываемое соответственно на осях y и x в пределах D . Поиск \mathbf{M} приводит к задаче условной минимизации функционала E на $P \times L \times 3$ -мерном многообразии при условии $\alpha_{kl}^2 + \beta_{kl}^2 + \gamma_{kl}^2 = 1$. Конкретное выражение для дискретизированного функционала можно найти в [79,105].

Численные расчеты, представленные в данном обзоре, проводились на сетках с различным числом ячеек. При этом максимальное число ячеек равнялось 90×30 . Большее число ячеек существенно увеличивает время счета, но незначительно изменяет численные результаты. Важное значение имеет правильный выбор расчетной области D , т.е. размеров a и b . Эти размеры существенно зависят от магнитных параметров пленки. В связи с этим выбраны некоторые базовые параметры $A = 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, $K = 10^{-3}$ эрг/см³, $M_s = 800$ Гс, характерные для пермалловых пленок. Для таких пленок асимметричные структуры стенок могут являться стабильными при b , изменяющемся, например, в пределах $5 \cdot 10^{-2} - 0,2$ мкм. Что касается размера a , то расчеты проводились для различных ситуаций, соответствующих условиям $1 \leq a/b \leq 6$.

Для проведения численного расчета выбирают некую исходную конфигурацию намагниченно-

сти. Это может быть грубая конфигурация, отражающая те или иные свойства симметрии ожидаемого равновесного распределения \mathbf{M} . При этом используются сетки со сравнительно крупными ячейками, например, с размерами 12×6 . После некоторого начального числа итераций, когда распределение \mathbf{M} становится достаточно развитым, переходят к более мелким сеткам, используя процедуру интерполяции данных с одной прямоугольной сетки на другую.

В расчете предусматривают также процедуру введения случайных возмущений любой амплитуды. Эти возмущения могут быть введены в любой момент времени, что может служить проверкой устойчивости получаемых решений. Для того чтобы иметь критерий возможности окончания численного счета, следуя [106], в рассмотрение вводят коэффициент самосогласованности $s_0 = \Omega_0 / \Omega_{01}$, где Ω_{01} определяют путем преобразования Ω с использованием уравнения Эйлера, которое получают в результате варьирования Ω с учетом условия $\mathbf{M}^2 = M_s^2$. Ясно, что определяемый таким образом коэффициент S_0 должен стремиться к единице при приближении $\mathbf{M}(x, y)$ к локальному равновесному распределению с увеличением числа итераций.

2.3. Статические асимметричные структуры доменных стенок

Первая попытка отказа от представлений о симметричной структуре ДС содержалась в работе [107]. В данном разделе будут приведены рассчитанные структуры доменных стенок в пленках с базовыми параметрами (см. выше). В зависимости от толщины пленки в отсутствие внешнего магнитного поля и поверхностной анизотропии могут существовать классические (одномерные) неелевские стенки, а также асимметричные блоховские (одновихревые) и асимметричные неелевские стенки. Последние возможны лишь как метастабильные. На рис. 4 приведены доменные границы в пленке толщиной 10^{-5} см. Заметим, что все приводимые в данном обзоре рисунки с распределением намагниченности соответствуют области D в плоскости xy (см. рис. 1, где, в частности, приведена ориентация координатных осей). На самих микроструктурах распределения намагниченности координатные оси изображать не принято. Наименьшей энергией обладает асимметричная блоховская стенка (АБС), приведенная на рис. 4,а. Это классическая одновихревая стенка, найденная впервые Ла Бонте [9] и независимо Хубертом [10]. На рисунке изображено распределение намагниченности в плоскости xy ,

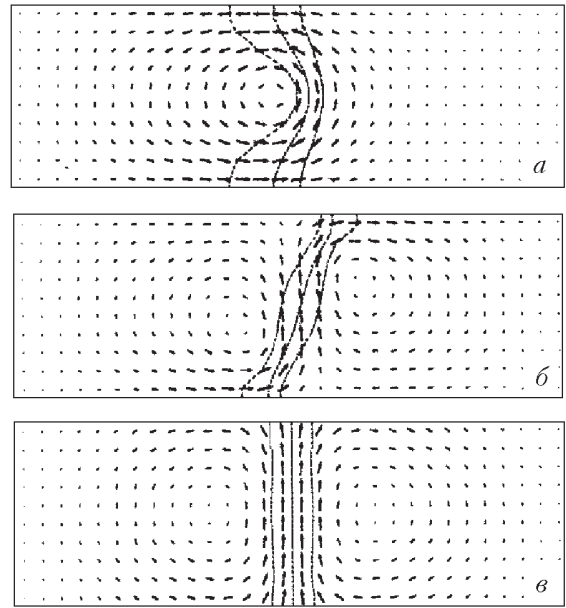


Рис. 4. Примеры вихреподобных структур доменных стенок в пленках с плоскостной анизотропией: асимметричная блоховская (а), асимметричная неелевская (б), симметричная двухвихревая (в); ДС со структурой б и в метастабильные.

перпендикулярной поверхности пленки и оси легкого намагничивания. Прежде всего видно, что проекция намагниченности \mathbf{M} изменяется при переходе от домена к домену таким образом, что в плоскости xy (плоскость рисунка) образуется вихревая структура намагниченности. Этот термин был введен Ла Бонте в 1969 году [9] и с тех пор широко используется, хотя следует сказать, что топологические свойства указанного объекта никем не анализировались. При переходе от одного домена к соседнему изменяется также и z -компонента \mathbf{M} . На центральной штриховой линии $y = y_0(x)$ величина $M_z = 0$ (центр стенки). Если через две точки этой линии, лежащие на противоположных сторонах пленки, провести прямую, то линия $y = y_0(x)$ целиком будет лежать или справа, или слева от этой прямой. В связи с этим будем различать стенки с противоположной изогнутостью (правой и левой соответственно). Таким образом, центр ДС на разной глубине пленки соответствует разным координатам x . Асимметрия этой линии по отношению к оси y дает основание называть данную ДС асимметричной. В связи с этим напомним, что в одномерной блоховской стенке указанная линия должна быть прямой, перпендикулярной поверхности пленки (см. рис. 1). Однако, как показывают расчеты, такие симметричные блоховские ДС в пленках рассматриваемых толщин, а также симметричные двух-

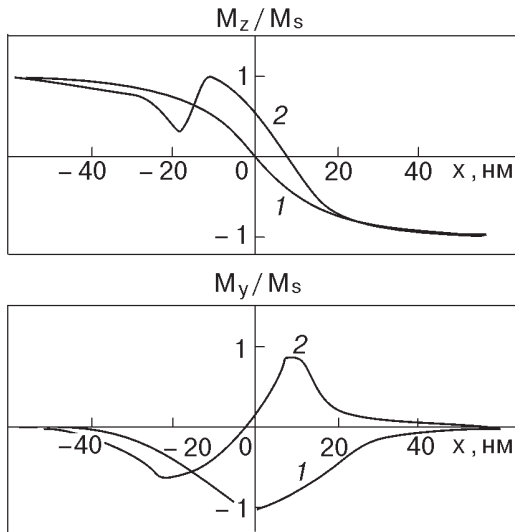


Рис. 5. Типичная зависимость z - и y -компонент относительной намагниченности в симметричной одномерной блоховской (1) и в асимметричной неелевской (2) стенках.

вихревые стенки типа представленной на рис 4,в и при отсутствии поверхностной анизотропии абсолютно неустойчивы. Следует заметить, что для АБС асимметричной оказывается и сама M_z -компонента \mathbf{M} (см. рис. 5), что согласуется с приведенными выше общими соображениями. Детальный анализ представленной на рис. 4,а конфигурации намагниченности показывает, что вблизи верхней и нижней поверхностей пленки изменение намагниченности при переходе от домена к домену происходит примерно таким же образом, как в одномерной неелевской стенке (неелевские участки доменных границ (ДГ)). В то же время в центральной плоскости пленки изменение \mathbf{M} напоминает изменение намагниченности в одномерной блоховской стенке. Объединение указанных участков в совокупности приводит к вихреобразному распределению намагниченности. Из сказанного ясно, что образование вихреобразной структуры дает возможность более полного замыкания магнитного потока внутри магнитного образца и тем самым приводит к резкому снижению энергии магнитостатического поля. В работе [10] даже предполагалось, что вихреобразная конфигурация может полностью исключить магнитостатические поля. Однако эти надежды пока не оправдались. Следует иметь в виду, что изменяются не только компоненты намагниченности в плоскости xy , но и компонента M_z , которая, в соответствии со сказанным выше, также оказывается асимметричной (см. рис. 5).

Рассматриваемые в данном обзоре вихреподобные образования существенно отличаются от магнитных вихрей, исследованных в целом ряде работ (см., например, [108–113] и ссылки в них). Прежде всего, в рассматриваемом здесь случае вихри представляют собой лишь структурные элементы других образований намагниченности (доменных стенок). То есть эти образования, в отличие от [108–111], локализованы в поле неоднородной намагниченности. Кроме того, эти вихри асимметричны. Их существование обязательно связано с учетом диполь-дипольного взаимодействия, которое, как правило, другими авторами или не учитывается, или его учет недостаточен для получения рассматриваемого явления. Исключением является работа [111], где развивается весьма оригинальный подход для получения вихрей \mathbf{M} сверхтонких пленок. Однако геометрия задачи в [111], как, впрочем, и в других упомянутых выше работах, существенно отличается от выбранной в данном обзоре. Как правило (см., например, [108–113]), исследовали легкоплоскостной магнетик с вихрем, расположенным в «легкой» плоскости. При этом, поскольку, за малым исключением (см., например, [111]), магнитостатическое взаимодействие не учитывалось, все рассмотрение фактически соответствовало безграничному магнетику. В настоящем обзоре изучены реальные магнитно-одноосные пленки с осью легкого намагничивания, лежащей в их плоскости. При этом вихреподобное образование намагниченности возникает на торцевой поверхности пленки, которая легкой плоскостью не является.

Для рассматриваемых параметров пленки полная энергия асимметричной блоховской стенки (безразмерные единицы), а также парциальные вклады в нее обменной Ω_e , магнитодипольной Ω_m , магнитоанизотропной Ω_V энергий представлены в табл. 1 для сетки 90×30 . Видно, что вклад

Таблица 1

Рассчитанные значения энергий доменной стенки Ω_0 для параметра $\mu_m = M_s^2 b/A = 32$, $b = 10^{-5}$ см и базовых значений параметров M_s , A и K

Тип ДГ	Ω_0	Ω_e/Ω_0	Ω_m/Ω_0	Ω_V/Ω_0
Асимметричная блоховская	9,8182	0,944	0,052	0,003
Асимметричная блоховская по [6]	9,7751	0,946	0,051	0,003
Асимметричная неелевская	12,5824	0,886	0,111	0,002

магнитодипольной энергии действительно мал: примерно 5% от полной энергии. Энергия анизотропии мала изначально. В этой же таблице для сравнения приведены данные Ла Бонте, полученные для сетки 200×40 . Видно, что имеется согласие с точностью до процента.

Заметим, что вопрос о влиянии размеров сеток на количественные данные вихревых доменных стенок подробно изучен в [84].

Если в соответствии со сказанным выше образование вихря \mathbf{M} связано с возможностью понижения энергии магнитостатического поля, то возникновение асимметричной структуры обусловлено уменьшением энергии неоднородной части обменного взаимодействия, как было показано в разд. 2.1.

Для рассматриваемых материальных параметров пленки структура на рис. 4,а соответствует наименьшей энергии при толщинах $b \geq 4 \cdot 10^{-6}$ см. При $b \leq 4 \cdot 10^{-6}$ см стабильными являются стенки другого типа, например, неелевские (одномерные) или ДГ с перетяжками (см., например, [99,114,115]). При увеличении толщины пленки блоховский участок вихревой доменной стенки, как показал Ла Бонте [9], растягивается и она приобретает черты, характерные для классической одномерной стенки Блоха [12].

Заметим, что в представленной на рис. 4,а стенке направление закрученности \mathbf{M} (киральность стенки) противоположно направлению движения часовой стрелки. Исследования показывают, что точно такую же энергию имеют стенки с противоположной киральностью (вырождение по киральности). Кроме того, такой же энергией обладают и стенки с противоположной (по сравнению с рис. 4,а) изогнутостью центральной линии (вырождение по изогнутости), а также с противоположной киральностью и изогнутостью одновременно. В связи со сказанным, в принципе, можно ожидать появления ДС, часть которых, например, имеет одну киральность, а часть — противоположную. Переходная область между ними будет представлять собой новый тип блоховской линии. Также возможны блоховские линии, разделяющие части ДС с разным направлением изогнутости центральной линии и т.д.

Помимо описанной доменной стенки, в рассмотренных выше пленках в качестве устойчивых могут существовать также и ДС, изображенные на рис. 4,б. Однако в отсутствие внешнего магнитного поля они всегда будут метастабильными. Эти ДС асимметричны относительно как плоскости zy , так и xy . Будем называть их асимметричными неелевскими стенками, хотя они имеют более выраженный вихревой характер, чем соответствующие

ДС, впервые рассмотренные Хубертом [10]. Возможно, различия связаны с тем, что в [10] применяли метод пробных функций (см., например, [84], где использовали прямой численный метод и, в частности, приведены конфигурации, как на рис. 4,б). Асимметричный характер данной стенки также связан с асимметрией центральной линии $y = y_0(x)$. Если провести через центр этой линии прямую, перпендикулярную поверхностям пленки, т.е. перпендикулярно верхней и нижней линиям, ограничивающим рис. 4,б, то можно представить две ситуации. В первой из них точки $y = y_0(x)$, локализованные выше (ниже) центральной плоскости пленки, параллельной ее поверхности, лежат правее (левее) этой прямой. Возможна и противоположная ситуация. В связи с этим условно будем говорить о двух противоположных наклонках центральной линии: соответственно правом и левом.

Ясно, что магнитостатическая энергия асимметричных неелевских стенок так же мала, как и энергия асимметричных блоховских. Для ДС на рис. 4,б также возможно вырождение по киральности и направлению наклона центральной линии.

Вследствие двумерного характера распределения \mathbf{M} в асимметричных ДС их толщина $\delta(y)$ оказывается различной на разной глубине пленки. Таким образом, помимо известных неопределенностей с введением толщины стенок с одномерным распределением \mathbf{M} (см., например, [2,116]), в данном случае возникают дополнительные неясности. В связи со сказанным для описания структуры ДС с двумерным распределением \mathbf{M} можно на плоскости xy представить линии уровня $M_z = \pm \text{const}$ [9]. При этом области между парами линий разного знака, соответствующие одной и той же $M_z/M_s = \text{const}$, будут давать участки ДС, на которых степень разворота \mathbf{M} по отношению к полному развороту в 180-градусной доменной стенке будет определенной. Указанные линии вводят согласно выражению

$$\gamma_k \equiv (M_z/M_s) = \pm [1 - (1 - |k|/8)]^{1/2},$$

$$k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \pm 5, \pm 6, \pm 7.$$

Центральная линия (центр ДС) соответствует $k = 0$. На этой линии знак M_z изменяется при переходе от домена с $M_z = -M_s$ ($\gamma = -1$) к домену с $M_z = +M_s$ ($\gamma = 1$). Две линии ($k = \pm 1$), ближайšie к центральной, соответствуют $\gamma = \pm 0,484$. Следовательно, изменение M_z на расстоянии $\delta_c(y)$ между этими линиями составляет 48,4% от полного изменения M_z при фиксированном y . Это дает изменение угла между \mathbf{M} и осью z примерно на 67,8% от полного угла поворота \mathbf{M} в 180-градус-

ной ДС. Величина $\delta_c(y)$ наиболее удобна (см. ниже) для характеристики ядра ДС с двумерным распределением намагниченности.

На рис. 6 приведены линии уровня M_z , рассчитанные для случая конфигураций ДС, представленных на рис. 4,а. Видно, что в отличие от обычной одномерной блоховской стенки, где линии уровня $M_z/M_s = \text{const}$ представляют собой параллельные друг другу прямые, перпендикулярные поверхности пленки, для асимметричных стенок эти уровни имеют сложную конфигурацию. При этом ясно, что можно выделить две различные области стенок: центральную (ядро ДС, область между линиями $k = \pm 1$) и периферическую. В каждой из этих областей структура пар линий, соответствующих фиксированной M_z/M_s , различна. Ядро асимметричной блоховской стенки (см. рис 6,а) имеет минимальную толщину в центре пленки, где его структура приближается к структуре классической блоховской стенки. При приближении к поверхностям пленки ядро ДС существенно расширяется и распределение \mathbf{M} в нем приобретает черты, характерные для классической неелевской стенки.

Более сложную структуру имеет ядро асимметричной неелевской стенки. Как видно на рис. 6,б, в данном случае имеются два суженных участка ядра, находящихся между центром и поверхностями пленок. Распределение намагниченности в них приближается к распределению \mathbf{M} в одномерной блоховской стенке. Для обоих типов стенок центры вихрей находятся в периферических частях ДС. Именно с этим и связана более слож-

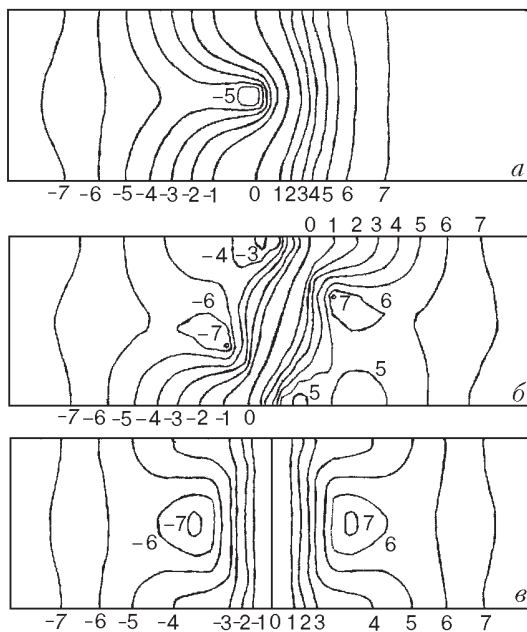


Рис. 6. Линии уровня $M_z/M_s = \text{const}$, соответствующие стенкам со структурами, представленными на рис. 4,а-в.

ная структура линий уровня M_z в периферических частях стенок.

2.4. Влияние параметров пленки на характеристики асимметричной блоховской стенки

В данном разделе будет показано, что в магнитно-одноосных пленках в широкой области толщин наиболее выгодной является именно асимметричная блоховская стенка. Были проведены расчеты зависимости энергии АБС от толщины пленок с разными магнитными параметрами. На рис. 7 представлена зависимость энергии $\omega_0 = A\Omega/b$ (такая запись удобна для сравнения с одномерными моделями стенок) для некоторых параметров пленки. Прежде всего видно, что во всех случаях энергии доменных стенок уменьшаются с увеличением толщины пленок. Такое уменьшение является естественным, поскольку с увеличением толщины пленок уменьшается вклад в энергию стенок магнитоэлектростатических полей. На рисунке видно, что существенное изменение энергии стенок происходит лишь при изменении обменной энергии, вклад которой в полную энергию стенки является основным. Заметим, однако, что даже очень сильное изменение намагниченности насыщения и константы анизотропии пленок приводят к сравнительно небольшим изменениям ω_0 , что свя-

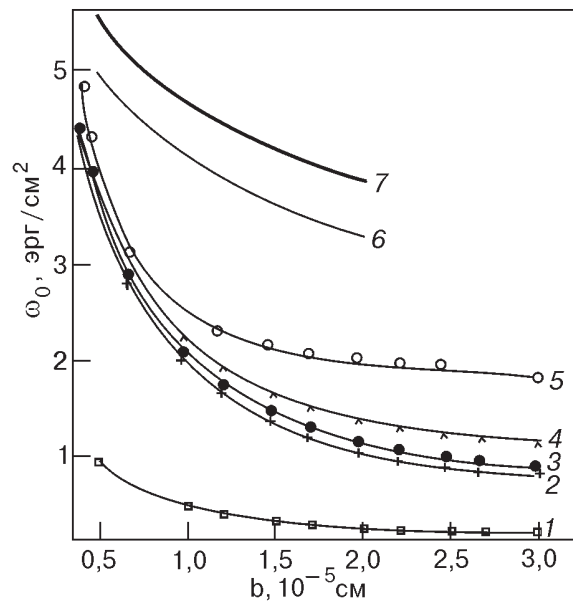


Рис. 7. Зависимости энергий асимметричных блоховских стенок (1-5) и одномерных стенок (6, 7) от толщин магнитных пленок с разными параметрами: $A = 10^{-6}$ эрг/см, $M_s = 800$ Гс (1); $A = 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, $M_s = 800$ Гс (2); $A = 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, $M_s = 1000$ Гс (3); $A = 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, $M_s = 1600$ Гс (4); $K = 10^5$ эрг/см³, $A = 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, $M_s = 800$ Гс (5); 6 и 7 приведены из [9] и соответствуют параметрам (2). Для всех пленок, кроме (5), $K = 10^3$ эрг/см³.

зано с относительно малым вкладом этих энергий в полную энергию ω_0 . На рис. 7 показаны также энергии одномерных блоховских стенок, рассчитанных Брауном и Ла Бонте [95] (кривая 6), а также Мидделлуком [115] (кривая 7). Данные взяты из работы [9] и соответствуют базовым параметрам пленок. Видно, что в пленках с базовыми параметрами любых приведенных толщин энергия двумерных асимметричных стенок оказывается значительно меньше энергии одномерных стенок. Более того, детальные расчеты энергий доменных стенок для пленок с параметрами $A \in (0,2 - 2) \cdot 10^{-5}$ эрг/см, $K \in (0,01 - 5) \cdot 10^5$ эрг/см³, $M_s \in (400 - 1600)$ Гс и $b \in (0,04 - 0,3)$ мкм показывают, что асимметричные блоховские стенки обладают наименьшей энергией для всех этих пленок. На рис. 8 приведены зависимости энергий стенок от намагниченности насыщения, полученные Джуаном и Бертрамом [90]. Здесь, кроме плотности энергии, соответствующей асимметричной блоховской стенке (кружки), представлены также плотности энергии, соответствующие одномерным неелевским (кривая 3) и блоховским (кривая 2) стенкам. Видно, что в пленках с $b \geq 0,04$ мкм выгодными являются асимметричные блоховские стенки. При $b \leq 0,04$ мкм выгодны одномерные неелевские стенки. Заметим, что одномерные блоховские стенки не выгодны ни при каких M_s .

Рассмотрим еще одну характеристику асимметричной блоховской стенки — ее толщину. Как отмечалось выше, для стенок с двумерной структурой возникают дополнительные, по сравнению с одномерными ДС, трудности определения тол-

щины стенки в связи с тем, что в данном случае на разной глубине пленки толщина стенки δ , вообще говоря, разная [9,10,117]. Поскольку экспериментально измеряют лишь усредненную по толщине пленки δ_w , разумно вычислять именно такую среднюю величину. При этом если обратиться к рис. 6,а, то можно заметить, что удобно выбрать δ_w как усредненное по толщине пленки расстояние между шестыми линиями уровня, поскольку эти линии искривлены незначительно и, кроме того, на расстоянии между ними угол θ изменяется примерно на 75%, что согласуется с выбором толщины стенки в рамках одномерных моделей [14]. На рис. 9 приведены толщины стенок для пленок с разными параметрами. Видно, что с увеличением толщины пленки δ_w увеличивается во всех случаях, что связано с уменьшением вклада магнитостатических полей. Однако этот рост оказывается не всегда линейным (см. также разд. 2.8).

2.5. Влияние магнитной поверхностной анизотропии на статические структуры ДС

Представление о поверхностной анизотропии было введено Неелем [118]. В настоящее время ее существование подтверждено экспериментальными исследованиями (см., например, [119–124]). Согласно оценкам Нееля, константа поверхностной анизотропии K_S может быть довольно большой (порядка 1 эрг/см²). Экспериментальные исследования [119–124] приводят к значениям K_S меньшим 0,3 эрг/см². Однако, согласно эксперимен-

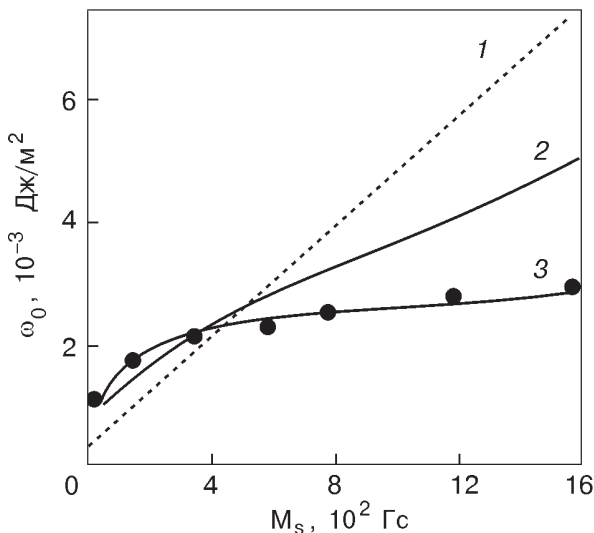


Рис. 8. Зависимости энергий асимметричных (1) и одномерных симметричных блоховских (2) и неелевских (3) стенок от намагниченности насыщения для пленок с $A = 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, $K = 10^3$ эрг/см³, $b = 0,1$ мкм.

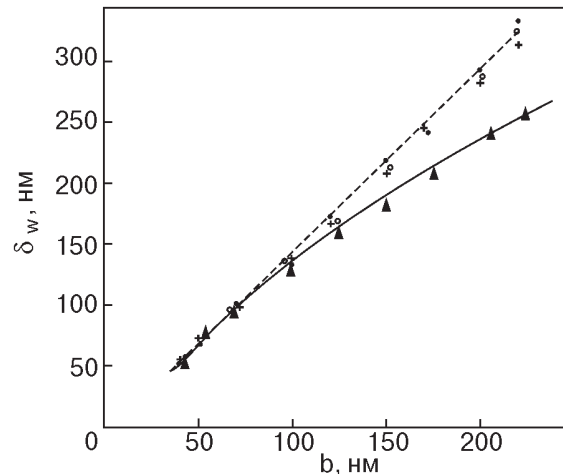


Рис. 9. Зависимости толщин асимметричных блоховских стенок от толщин пленок с параметрами: $K = 10^3$ эрг/см³, $M_s = 800$ Гс (+); $K = 10^3$ эрг/см³, $M_s = 1000$ Гс (O); $K = 10^3$ эрг/см³, $M_s = 1600$ Гс (●); $K = 10^5$ эрг/см³, $M_s = 800$ Гс (#).

тальным данным по спин-волновому резонансу [125], на поверхности пленки можно искусственно создать дополнительные тонкие слои, которые могут быть ответственны за достаточно большую эффективную поверхностную анизотропию.

Существование поверхностной анизотропии может значительно изменить ситуацию с равновесными конфигурациями ДС, на что впервые было указано в [126]. В частности, помимо приведенных в предыдущем разделе двумерных ДС конфигураций намагниченности, появляется симметричная двухвихревая ДС, структура которой представлена на рис. 4,в, а линии уровня — на рис. 6,в. В отсутствие поверхностной анизотропии такая конфигурация является неустойчивой. При $K_S \neq 0$ она может существовать как стабильная или метастабильная в зависимости от толщины пленки и величины K_S . При этом в любом случае должно быть $K_S < 0$, т.е. поверхностная анизотропия должна иметь характер анизотропии типа оси легкого намагничивания. Очень важно, в частности, что двухвихревая симметричная ДС может существовать в пленках более тонких, чем пленки, в которых наблюдаются одномерные неелевские стенки. Все описанные особенности, в конечном итоге, связаны с тем, что при $K_S < 0$ поверхностная анизотропия стремится сориентировать намагниченность перпендикулярно поверхности пленки, вопреки действию магнитостатического поля, которое стремится развернуть намагниченность в плоскость пленки. Двум этим тенденциям наилучшим образом удовлетворяет конфигурация симметричной двухвихревой ДС, в ядре которой намагниченность выходит на поверхность пленки и ориентируется вдоль оси поверхностной анизотропии. В очень протяженной периферической части намагниченность в ДС лежит в плоскости пленки и имеет характер распределения, аналогичный простой неелевской ДС. Все это напоминает ситуацию, рассмотренную ранее для одномерных стенок и $K_S = 0$ в работе [98]. В [79,127] показано, что существуют три различные области значений $K_S < 0$, в которых с изменением толщины пленки энергетическая иерархия доменных стенок оказывается разной. Так, если $K_S \leq K_{0S}$, где K_{0S} — некоторое критическое значение K_S , зависящее от толщины и магнитных параметров пленки, то возможные равновесные конфигурации намагниченности в доменных стенках при разных толщинах пленок имеют вид, представленный на рис. 10. Видно, что в самых тонких пленках в этом случае равновесной является практически обычная блоховская стенка. Далее, с повышением толщины пленки устойчивой становится двухвихревая симметричная конфигурация стенки, описанная выше. При этом не существует ника-

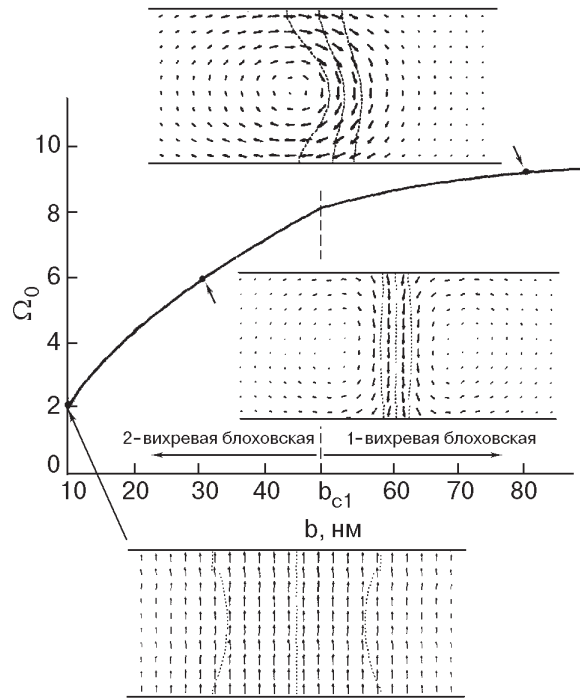


Рис. 10. Зависимость относительных энергий ДС с разной структурой (изображены в виде полей стрелок) от толщины пленки с базовыми параметрами и константой поверхностной магнитной анизотропии $K_S = -1$ эрг/см².

кой конкретной толщины b , при которой происходил бы переход первой структуры стенки во вторую. Фактически с увеличением толщины пленки простая блоховская стенка плавно переходит в двухвихревую, поскольку с указанным увеличением b роль поверхностной анизотропии уменьшается. На рис. 10 видно, что существует некоторая критическая толщина b_{c1} , выше которой стабильна асимметричная одновихревая блоховская стенка. Для базовых значений параметров A , K , M_s было найдено, что $K_{0S} = -0,8$ эрг/см², $b_{c1} = 4,8 \cdot 10^{-6}$ см (для $K_S = -1$ эрг/см²).

Иная ситуация имеет место в интервале $K_{0S} < K_S < K_{1S}$, где K_{1S} — еще одно критическое значение K_S , также зависящее от параметров пленки. Для базовых значений параметров пленки $K_{1S} = -0,2$ эрг/см². В этом случае в самых тонких пленках стабильной является безвихревая блоховская стенка. При толщинах b , больших некоторой толщины b_{c2} и меньших b_{c3} , стабильной оказывается классическая неелевская стенка (с одномерным распределением \mathbf{M}). При дальнейшем увеличении толщины пленки в интервале $b_{c3} < b < b_{c1}$ стабильна симметричная двухвихревая блоховская стенка. Наконец, при $b > b_{c1}$ стабильной оказывается одновихревая асимметричная блоховская стенка. Все сказанное иллюстрирует рис. 11. Расчеты показывают, что для базовых пара-

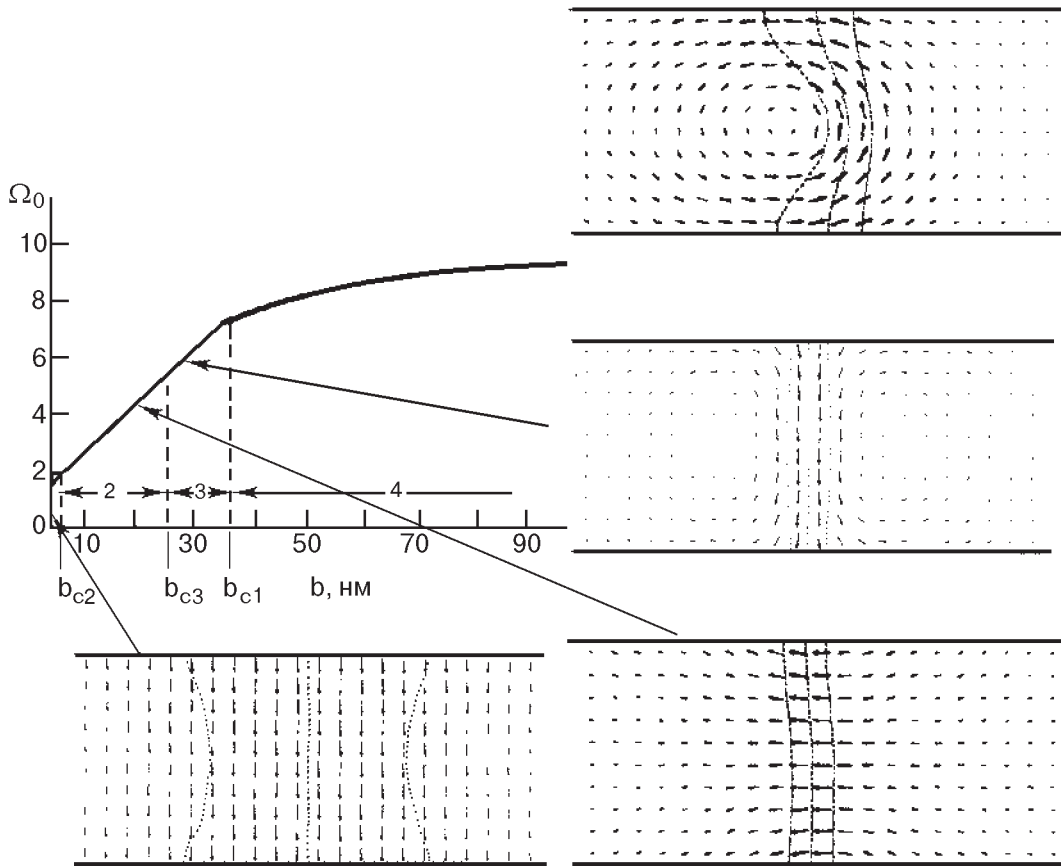


Рис. 11. Зависимость относительных энергий ДС с разной структурой (изображены в виде полей стрелок) от толщины пленки с базовыми параметрами и константой поверхностной магнитной анизотропии $K_S = -0,7$ эрг/см².

метров пленки $b_{c2} = 6 \cdot 10^{-7}$ см, $b_{c3} = 2,5 \cdot 10^{-6}$ см, $b_{c1} = 3,6 \cdot 10^{-6}$ см при $K_S = -0,7$ эрг/см².

Наконец, в области $K_S > K_{1S}$ с изменением b возможен только переход от равновесной классической неелевской ДС к равновесной вихревой стенке (см. рис. 12). В этом случае поверхностная анизотропия практически не играет роли.

2.6. Влияние на равновесные конфигурации стенок внешнего магнитного поля, перпендикулярного оси легкого намагничивания

Рассмотрим пленку с такими магнитными параметрами и толщиной, чтобы в ней в качестве равновесной существовала асимметричная блоховская стенка. Если к такой пленке приложить внешнее магнитное поле \mathbf{H}_\perp , перпендикулярное оси легкого намагничивания и направленное вдоль оси x , то вихрь намагниченности в доменной стенке сместится к верхней поверхности, как это показано на рис. 13,в. Так что ДС станет асимметричной и относительно плоскости xz . Указанное преобразование структуры ДС, впервые исследованное Хубертом (см., например, [2]), происходит по той причине, что появляется

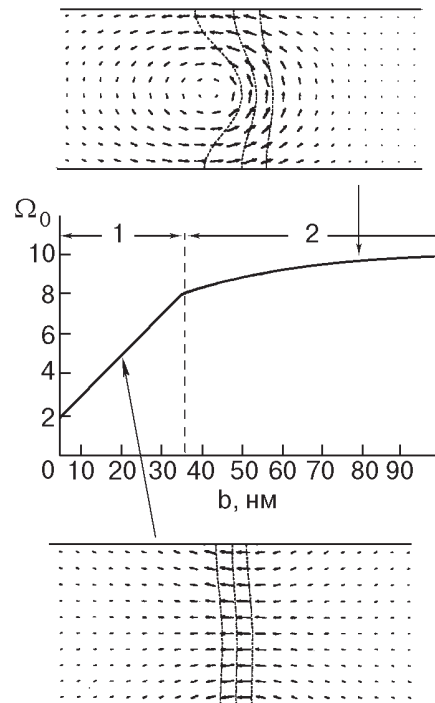


Рис. 12. Зависимость относительных энергий ДС с разной структурой (изображены в виде полей стрелок) от толщины пленки с базовыми параметрами и константой поверхностной магнитной анизотропии $K_S = 0,1$ эрг/см².

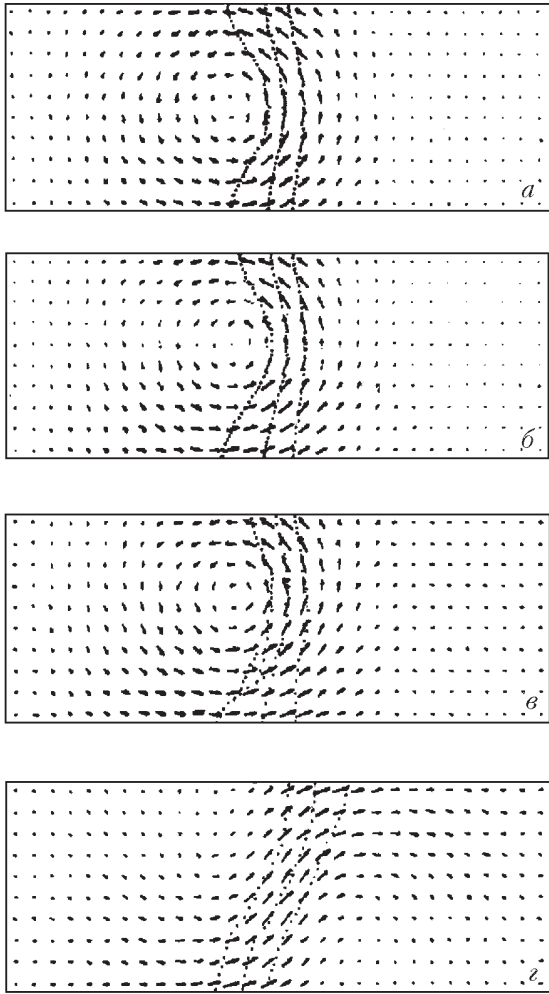


Рис. 13. Статические конфигурации ДС в пленках с базовыми параметрами, $b = 0,05$ мкм и при различных значениях внешнего магнитного поля H , Э: 0 (а), 0,2 (б), 0,4 (в), 0,6 (г).

участок доменной стенки вблизи верхней поверхности пленки со средней намагниченностью, невыгодно ориентированной по отношению к внешнему магнитному полю. При этом одновременно у нижней поверхности пленки увеличивается участок стенки, средняя намагниченность которого ориентирована по полю. При дальнейшем увеличении поля H_{\perp} вихрь \mathbf{M} постепенно будет выталкиваться на верхнюю поверхность пленки. Наконец, начиная с некоторого поля $H_{\perp c}$ стенка из асимметричной блоховской скачком превратится в асимметричную неелевскую. Эти процессы наглядно иллюстрирует рис. 13. Поле $H_{\perp c}$ зависит от материальных параметров пленки. Для базовых значений параметров пленок толщиной $b = 5 \cdot 10^{-6}$ см $H_{\perp c}$ составляет примерно 0,55 Э. В [128] проанализировано влияние поверхностной анизотропии на описанный выше процесс. Ре-

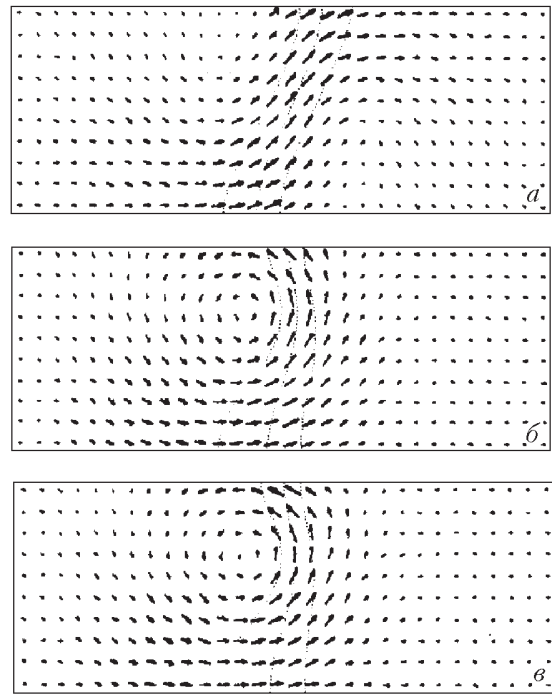


Рис. 14. Изменение статических конфигураций ДС в магнитных пленках с базовыми параметрами и толщиной $b = 0,05$ мкм при $H = 0,6$ Э в зависимости от константы поверхностной анизотропии K , эрг/см²: 0 (а), 0,4 (б), 1,5 (в).

зультаты этого анализа представлены на рис. 14. Согласно [128], при $K_S > K_{Sc} > 0$, где K_{Sc} — некоторое критическое поле, зависящее от материальных параметров пленки, в поле $H > H_{\perp c}$ могут существовать не неелевские, а асимметричные блоховские стенки, однако они метастабильны. Указанное обстоятельство связано с тем, что наличие поверхностной анизотропии с $K_S > 0$ затрудняет разворот намагниченности на верхней поверхности пленки, необходимый для превращения стенки из асимметричной блоховской в асимметричную неелевскую.

2.7. Асимметричные стенки в монокристаллических пленках с кубической анизотропией

В работах [31,33,129] показано, что асимметричные стенки Блоха существуют и в пленках с кубической анизотропией. При этом особый интерес представляют пленки, поверхность которых ориентирована параллельно кристаллографической поверхности типа (001), и 180-градусные доменные стенки, также параллельные плоскости типа (001). В связи с этим напомним, что в безграничных кристаллах 180-градусные стенки с такой ориентацией в отсутствие магнитострикции неус-

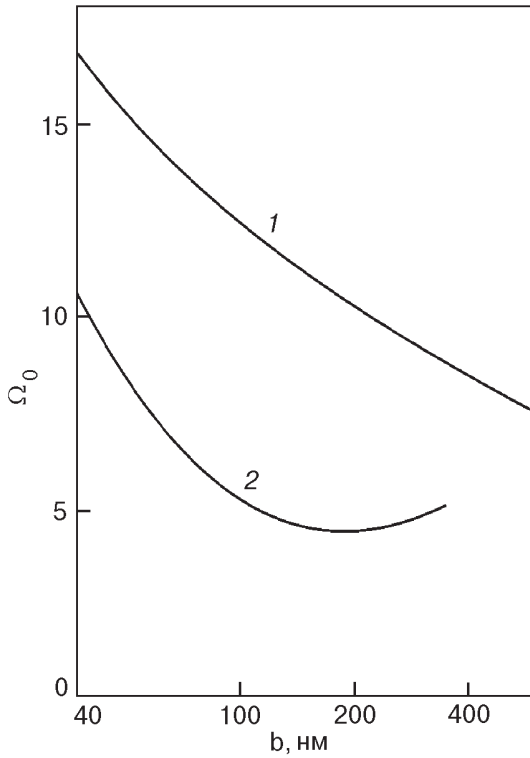


Рис. 15. Зависимость относительной энергии доменных стенок в магнитных пленках с кубической анизотропией от толщины пленок с параметрами $A = 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, $K = 4,2 \cdot 10^5$ эрг/см³, $M_s = 1700$ Гс: одномерная стенка Блоха (1), асимметричная стенка Блоха (2) [14].

тойчивы и расщепляются на две 90-градусные [130]. В работе [131] на основе качественных соображений было показано, что в пленках эти стенки могут быть стабильными и в отсутствие магнитострикции. Достаточно точные расчеты [31] показали, что доменные стенки с асимметричной двумерной структурой существуют и являются устойчивыми по отношению к их расщеплению на две 90-градусные. Более того, их энергия оказывается значительно меньшей, чем энергия соответствующих одномерных стенок (см., например, рис. 15). Рассмотрена также возможность появления асимметричных доменных стенок в описанной выше геометрии и в ситуации, когда наряду с кубической анизотропией имеется наведенная в одном из направлений (параллельном поверхности пленки) анизотропия, например связанная с магнитострикцией. Установлено, что асимметричные блоховские стенки оказываются выгодными и в этой ситуации. Относительная энергия Ω_0 таких стенок также возрастает с уменьшением толщины пленки.

Асимметричные стенки с вихревой структурой (подобной приведенной на рис. 4,а) обнаружены

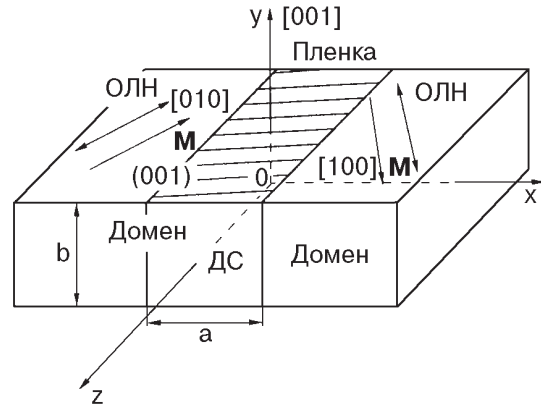


Рис. 16. Схематическое изображение 90-градусной доменной структуры в магнитной пленке с кубической анизотропией и плоскостью поверхности типа (001), а также плоскостью доменной стенки, параллельной кристаллографической плоскости типа (110).

в пленках с плоскостью поверхности, ориентированной параллельно кристаллографической плоскости типа (110).

В работах [132–134] в той же геометрии, что и выше, исследованы 90-градусные стенки, параллельные кристаллографической плоскости типа (110) (см. рис. 16) и обладающие двумерной структурой. Оказалось, что структура этих стенок асимметрична, но ни при каких параметрах пленки не является асимметричной блоховской (рис. 4,а). Не обнаружено других стабильных или метастабильных конфигураций \mathbf{M} 90-градусных доменных стенок. Это существенно отличается от ситуации, которая наблюдается для 180-градусных доменных стенок в магнитно-одноосных пленках. Двумерная структура этих стенок представлена на рис. 17. На ее асимметричность указывает искривленная центральная линия, проходящая через поперечное сечение стенки. Труднее на рис. 17 увидеть ее 90-градусный характер. На

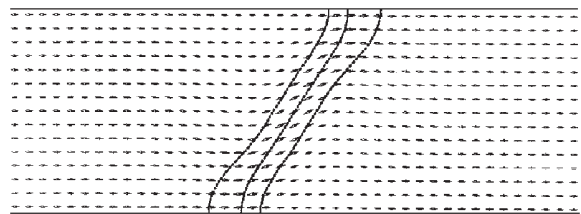


Рис. 17. Пример структуры 90-градусной доменной стенки, параллельной плоскости типа (110) в пленке с параметрами $A = 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, $K = 4,2 \cdot 10^5$ эрг/см³, $M_s = 1700$ Гс и $b = 0,2$ мкм. Стрелки компаса изображают проекции намагниченностей на плоскость xy (см. рис. 16).

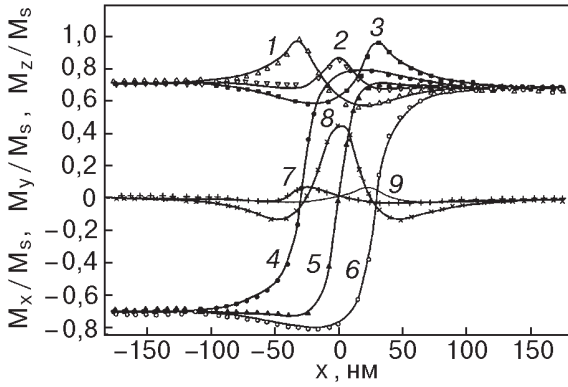


Рис. 18. Зависимости компонент намагниченности \mathbf{M} от координаты x вдоль направления, перпендикулярного плоскости ДС, для верхнего (1, 2, 3), среднего (4, 5, 6) и нижнего (7, 8, 9) слоев пленки. Точки соответствуют численному эксперименту. Сплошные линии проведены через точки для удобства восприятия. Данные получены для $b = 0,12$ мкм, $M_s = 1700$ Гс, $K = 4,2 \cdot 10^5$ эрг/см³, $A = 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см.

это качественно указывает конечность стрелок в правом и левом концах рисунка. Однако удобнее об этом судить по графикам, изображающим зависимость всех компонент намагниченности от координаты x (см. рис. 18). Ориентация осей координат относительно плоскости, на которой приведена структура ДС (рис. 17), представлена на рис. 16. На рис. 18 видно, что M_z/M_s на концах расчетной области вдоль x равна $\pm\sqrt{2}/2$. Одновременно M_y/M_s и M_x/M_s равны соответственно 0 и $\sqrt{2}/2$ на обоих концах расчетной области. Отсюда ясно, что в двух соседних доменах намагниченность \mathbf{M} составляет угол в 45° с осью z , что и означает 90-градусный характер ДС.

Помимо асимметрии, представленной на рис. 17, другое существенное отличие 90-градусной стенки от неелевской заключается в том, что M_y в ней отлична от нуля, т.е. намагниченность в пределах стенки выходит из плоскости пленки. Это непосредственно следует из расчета всех компонент намагниченности и относится ко всем исследованным пленкам. Наличие M_y при одновременном существовании M_z не делает эту стенку также и блоховской, поскольку при продвижении вдоль x вращение \mathbf{M} происходит не по круговому конусу, как должно было бы быть для блоховской стенки, а по конусу, сплюснутому вдоль направления y . Это приводит к тому, что внутри стенки $\text{div } \mathbf{M} \neq 0$. Иными словами, как в неелевской ДС с отличными от нуля объемными магнитостатическими зарядами, обусловленными M_x , и как в блоховской стенке, имеющей отличные от нуля магнитостатические заряды, связанные с на-

личием M_y , в такой стенке также существуют отличные от нуля магнитостатические заряды, связанные с наличием M_y . Таким образом, данная стенка является промежуточной между неелевской и блоховской и, кроме того, как следует из рис. 17, асимметрична (центральная линия стенки асимметрична относительно оси y). Будем называть ее квази неелевской асимметричной стенкой.

Еще одной особенностью исследуемой 90-градусной стенки, которая существенно отличает ее как от блоховской, так и от неелевской, является уменьшение компоненты M_y при переходе от центра пленки к поверхностям, т.е. сплюснутость конуса, о котором говорилось выше, увеличивается при продвижении к плоскостям пленки. Иными словами, вблизи поверхностей пленки структура стенки становится ближе к неелевской, а вблизи центра пленки – к блоховской. На самих поверхностях пленки разворот намагниченности оказывается чисто неелевским. Для подтверждения сказанного на рис. 18 приведены зависимости всех компонент \mathbf{M} от координаты x для трех плоскостей $y = 0, \pm b/2$. Данные графики качественно согласуются с приведенными в [132].

На рис. 19 представлена полная карта распределения M_y внутри области пленки, занятой стенкой.

2.8. Сравнение с экспериментальными данными

Из-за малых толщин стенок для выяснения их свойств асимметрии необходимы экспериментальные методики с пространственным разрешением порядка долей микрона. В связи с этим обычно используют сканирующие электронные микроскопы. Электронно-микроскопические исследования структуры стенок к настоящему времени выполнены в работах [31–35]. В частности, в [31]

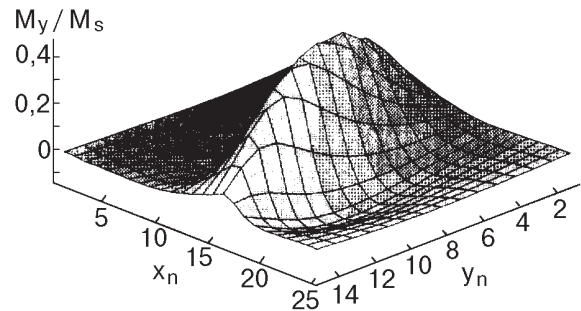


Рис. 19. Зависимость M_y/M_s от координат x и y для пленки с параметрами $b = 0,12$ мкм, $M_s = 1700$ Гс, $K = 4,2 \cdot 10^5$ эрг/см³, $A = 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см. Числам x_n и y_n соответствуют $x = 8(x_n - 13)$ нм, $y = 8(y_n - 8)$ нм.

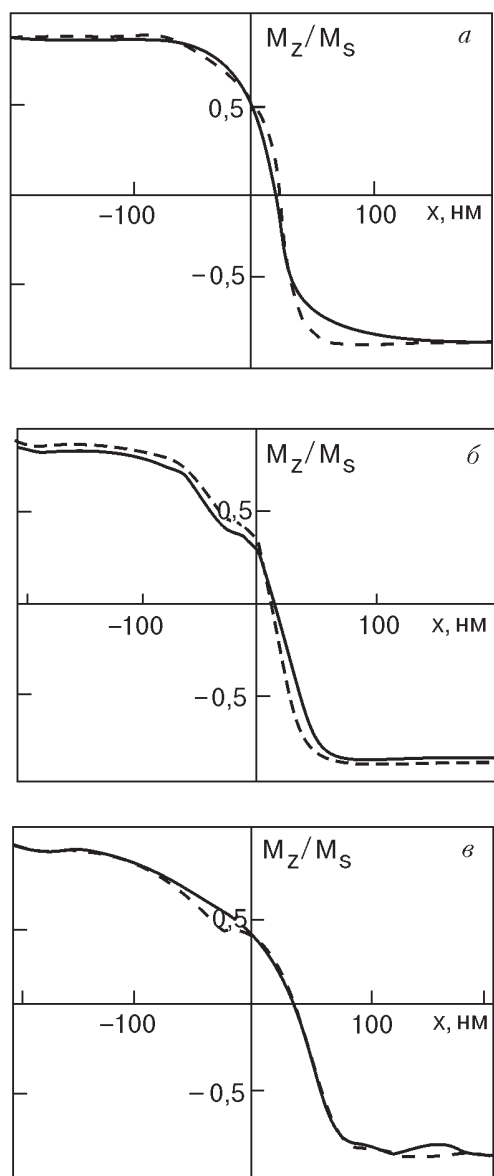


Рис. 20. Экспериментальная (сплошная линия) и теоретическая (штриховая линия) зависимости усредненной по толщине пленки z -компоненты намагниченности (отнесена к M_s) от координаты x для пленок толщиной b , нм: 100 (а), 120 (б), 200 (в). Данные приведены из работы [33] и соответствуют пленкам $33,8\text{Ni}-51,0\text{Fe}-14,0\text{Co}-1,2\text{Ti}$ (весовые проценты) с индукцией насыщения, примерно равной 1,5 Тл, и малой кубической анизотропией.

использован 1000 кВ микроскоп. Можно считать, что эти эксперименты подтвердили существование асимметричных вихревых доменных стенок. Остановимся подробнее на исследованиях [33], основанных на экспериментальном определении зависимости $M_z(x)$ и сравнении ее с расчетной. Согласно рис. 5, эта зависимость оказывается асимметричной. Кроме того, она изменяется при изменении y . Однако при усреднении по толщине

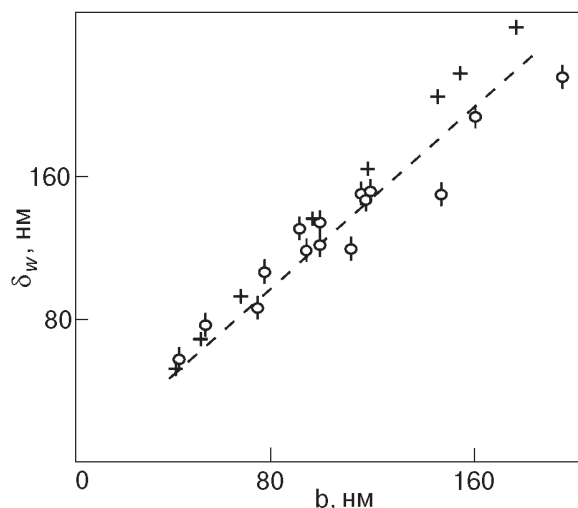


Рис. 21. Зависимость толщины асимметричной блоховской стенки от толщины пленки $33,8\text{Ni}-51,0\text{Fe}-14,0\text{Co}-1,2\text{Ti}$: экспериментальные данные [33] (O, - - -), численный эксперимент (+).

пленки асимметрия остается, хотя и не является столь ярко выраженной. Экспериментально определяется именно средняя по толщине пленки зависимость $M_z(x)$. На рис. 20 представлены теоретические (штриховая кривая) и экспериментальные (сплошная линия) значения такой зависимости для пленок разных толщин. Видно хорошее соответствие теории с экспериментом.

В [33] получена также экспериментальная зависимость δ_w , которая оказывается примерно прямой (см. рис. 21). Данные получены для пленок $33,8\text{Ni}-51,0\text{Fe}-14,0\text{Co}-1,2\text{Ti}$ (весовые проценты), которые имеют индукцию насыщения, равную 1,5 Тл, и слабую кубическую анизотропию. К сожалению, величина поля анизотропии в [33] не приведена. Однако, согласно [33], а также наших данных (см. рис. 9), в широкой области K (при условии $K \ll 2\pi M_s$) величина δ_w слабо зависит от K . В связи с этим были проведены расчеты для указанных пленок с $K = 10^3$ эрг/см³. Результаты численного эксперимента также представлены на рис. 21. Видно, что теория и эксперимент качественно согласуются. Имеющиеся количественные расхождения связаны, скорее всего, с указанными выше трудностями определения δ_w .

3. Динамические свойства доменных границ с двумерной внутренней структурой

3.1. Метод численного исследования нелинейной динамики стенок с вихреподобной внутренней структурой

Движение доменных границ начали изучать еще Ландау и Лифшиц [12] (см. также ссылки в [2]). Однако эти исследования проводили в малых внешних магнитных полях, в которых движение стенок происходит практически без изменения их внутренней структуры. Существенное продвижение в этой области было связано с работой Деринга [135] (см. также [136]), предсказавшего существование эффективной массы доменной границы. Начиная с работы [136], линейное динамическое поведение ДС стали описывать путем введения неких линейных уравнений, обоснование которых при малых скоростях движения можно приближенно получить исходя из уравнений Ландау и Лифшица (см., например, [137,138]). На основе таких уравнений были рассчитаны скорости движения ДС и их подвижности. При достаточно малых полях (см. выше) эти данные хорошо согласовывались с имеющимися экспериментами (см., например, [137]).

Прорыв в исследовании нелинейных свойств движения ДС связан с появлением работ [139,140] (см. также экспериментальную работу [141]). Именно после работы [140] стало ясно, что в постоянном магнитном поле, направленном вдоль оси легкого намагничивания, существуют по крайней мере два режима движения ДС: стационарный и нестационарный. При этом было выяснено, что нестационарный режим связан с нарушением (при больших полях H) баланса вращающего момента и, как следствие, появляется прецессия намагниченности вокруг оси легкого намагничивания. Однако, к сожалению, эти исследования соответствовали движению стенки с чисто одномерной внутренней структурой, что без натяжек может быть применено только к безграничным кристаллам. В пленках, как следует из предыдущих разделов, структура стенок должна быть, как минимум, двумерной. И в этом случае, как отмечалось во введении, чрезвычайно важную роль начинает играть геометрия задачи и величины материальных параметров. В пленках с перпендикулярной анизотропией и большим фактором качества $Q \gg 1$ вклад магнитостатических полей играет малую роль и его можно учитывать приближенно. В частности, именно с этим связаны большие успехи в понимании динамического поведения доменных границ в таких пленках (кроме уже цитированных во введении ра-

бот [3,4,6], см. также теоретические [142–152] и экспериментальные [153–163] работы).

В пленках с малым фактором качества, к которым относятся как магнитно-одноосные пленки с осью легкого намагничивания в их плоскости, так и магнитно-многоосные пленки, как следует из предыдущего раздела, диполь-дипольное взаимодействие играет определяющую роль и должно учитываться точно (по крайней мере в континуальном приближении). Из-за сложности учета этого взаимодействия динамика ДС с двумерным распределением намагниченности в пленках такого типа в общем случае может быть исследована только численно. В настоящее время для численного исследования динамического поведения стенок с двумерной структурой опробован целый ряд численных методов [90,105,164].

Приведенные ниже исследования нелинейной динамики доменных стенок с двумерной, в частности, вихревой внутренней структурой, основывались на численном решении уравнения Ландау и Лифшица, которое запишем в виде [165]

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \tau} = -[\mathbf{u}, \mathbf{h}_{\text{eff}}] - \alpha [\mathbf{u}, [\mathbf{u}, \mathbf{h}_{\text{eff}}]], \quad (11)$$

где $\tau = \gamma M_s t$, t — реальное время, α — параметр затухания Гильберта, \mathbf{h}_{eff} — безразмерное эффективное поле

$$\mathbf{h}_{\text{eff}} = \mathbf{h}_e + \mathbf{h}^{(m)} - k_A(\mathbf{u}\mathbf{c})\mathbf{c} + \mathbf{h}, \quad (12)$$

причем

$$\mathbf{h}_e = \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial \eta^2},$$

$$\mathbf{h}^{(m)} = \mathbf{H}^{(m)}/M_s, \quad \mathbf{h} = \mathbf{H}/M_s, \quad \mathbf{u} = \mathbf{M}/M_s,$$

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

Для численного решения (11) с учетом условий (8) и (9) выбирают ту же пространственную сетку, что и при минимизации функционала E_D . Используется метод предиктора-корректора [166]. В момент $\tau = 0$ задается распределение \mathbf{u}_0 , определяемое с помощью численной минимизации энергии (6) ДС. На первом этапе итерация \mathbf{u}_{n+1} определяется согласно формуле

$$\mathbf{u}_{n+1}^* = \mathbf{u}_n + \Delta\tau \mathbf{f}(\tau_n, \mathbf{u}_n) \quad (13)$$

(предиктор), где

$$\mathbf{f}(\tau_n, \mathbf{u}_n) = -\frac{\Delta\tau}{1 + \alpha^2} ([\mathbf{u}_n, \mathbf{h}_{\text{eff}}(\mathbf{u}_n)] + \alpha [\mathbf{u}_n, [\mathbf{u}_n, \mathbf{h}_{\text{eff}}]]).$$

На втором этапе применяется процедура окончательного определения \mathbf{u}_{n+1} :

$$\mathbf{u}_{n+1} = \mathbf{u}_n + \Delta\tau \mathbf{f}(\tau_n, \mathbf{u}_{n+1}^*) \quad (14)$$

(корректор).

Шаг по времени $\Delta\tau$ выбирается либо постоянным, либо переменным при условии ограничения некоторым малым числом максимального угла поворота вектора намагниченности в ячейках.

Предусмотрена процедура введения в любой момент времени случайных возмущений любой амплитуды, а также возможность старта с любой конфигурации \mathbf{M} . Это позволяет судить об устойчивости получаемых решений.

Для определения скорости поступательного движения стенки отслеживаются положения ее центральной линии. Для исключения выхода стенки на границу расчетной области V предусмотрен сдвиг этой области по мере движения стенки.

Описанная процедура, предусматривающая первоначальное определение равновесного распределения \mathbf{M} , быстро приводит к устойчивым решениям.

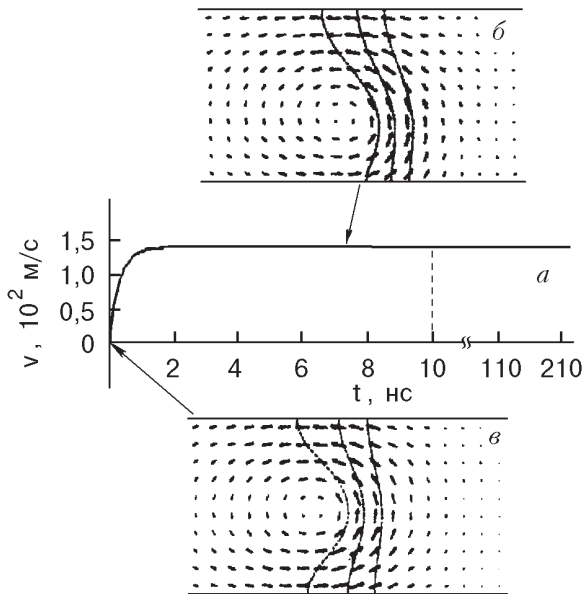


Рис. 22. Зависимость средней (соответствующей движению центра тяжести) скорости стенки от времени t (а), а также мгновенные конфигурации намагниченности в стационарном состоянии движения (б) и в начальный момент времени (е). Базовые пленки с $b = 0,05$ мкм, $\alpha = 0,1$ и $H = 80$ Э.

3.2. Стационарная динамика доменных границ

В [90] показано, что, как и в случае стенок с одномерной структурой [140], существует магнитное поле H_c (поле бифуркации), ниже которого движение стенки с двумерной структурой является стационарным, а выше — нестационарным. Рассмотрим стационарное движение стенок. Согласно данным [90], при включении внешнего магнитного поля $H < H_c$, после окончания переходного процесса стенка начинает двигаться с постоянной скоростью (см. рис. 22,а). Переходный процесс заключается в смещении (в течение некоторого времени) центра вихреподобной части стенки из центра пленки (рис. 22,в) в новое равновесное положение (рис. 22,б). Далее стенка движется с постоянной скоростью со смещенным вихрем. Величина скорости стационарного движения зависит от величины поля H и параметров пленки и, как видно на рис. 22,а, имеет порядок 10^2 м/с. Важным моментом является также примерно линейная зависимость скорости v от H . Заметим, что такое поведение сильно отличается от стационарного движения стенок с одномерной внутренней структурой (см., например, [140]). Согласно [140], при малом параметре качества Q зависимость скорости стационарного движения стенки с одномерным распределением намагниченности является нелинейной и даже немонотонной. В частности, в поле $H < H_c$ скорость стенки достигает максимума. Далее при изменении H , вплоть до H_c , скорость ДС монотонно уменьшается.

В [105,167] было показано, что поведение стенок с двумерной структурой действительно сильно отли-

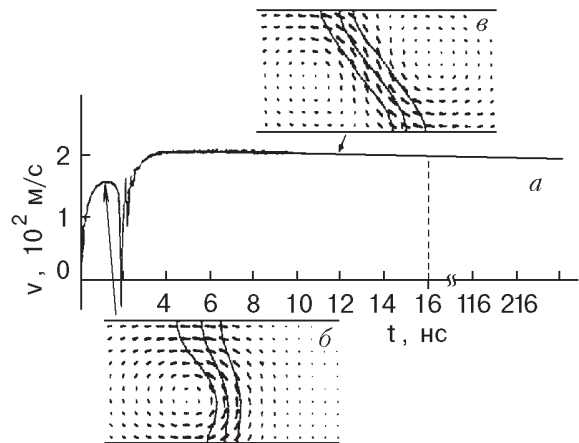


Рис. 23. Зависимость средней (в том же смысле, что и выше) скорости движения ДС от времени t (а) и мгновенные конфигурации намагниченности в стенках: стационарного движения (б) и переходного процесса (е). Базовые пленки с $b = 0,05$ мкм, $\alpha = 0,1$ и $H = 99$ Э.

чается от стационарного движения стенок с одномерной структурой. Однако область полей, в которой возможно стационарное движение, показанное на рис. 22,а, отличается от области $(0, H_c)$. Дело в том, что в некотором поле $H = H_0 < H_c$ структура АБС (рис. 23,в) перестраивается в структуру асимметричной неелевской стенки (рис. 23,б), которая далее движется стационарно (см. рис. 23,а).

Остановимся на пояснении причины появления указанной перестройки. Вспомним, что движение ДС означает поворот намагниченности от направления в одном домене к направлению в другом. Под действием поля, приложенного вдоль ОЛН, он возможен благодаря возникновению дополнительных магнитоэлектрических полей, приводящих к прецессии \mathbf{M} вокруг оси x (в средних слоях пленки) или вокруг оси y в приповерхностных слоях. Возникая, такие поля искажают структуру ДС, приводя к увеличению среднего по толщине пленки угла φ_a . При некотором $H = H_0$ структура АБС не может обеспечивать дальнейшего увеличения φ_a , и стенка перестраивается подходящим образом. Поле H_0 зависит от параметров пленки и ее толщины.

Аналогичная перестройка структуры ДС, но при ее инерционном движении, была предсказана Хубертом [2].

Таким образом, существует не одно, а два различных типа стационарного движения. В одном из них структура стенки — асимметричная блоховская (в полях ниже $H_0 < H_c$), а в другом — асимметричная неелевская (в полях выше H_0 , но ниже H_c). В процессе перестройки структуры стенки ее движение перестает быть стационарным, и скорость ДС быстро увеличивается со временем вплоть до достижения скорости движения асимметричной неелевской стенки, которая всегда (как для стенок с одномерной структурой) больше, чем скорость асимметричной блоховской стенки. Отсюда ясно, что в отличие от одномерной модели двумерные модели стенок (в пленках с малым фактором качества) не приводят к появлению физически непонятного максимума скорости в области стационарного движения стенок ($H < H_c$).

На первый взгляд, может показаться, что такое поведение скорости в зависимости от магнитного поля может противоречить эксперименту (см., например, [168]). Однако следует вспомнить, что экспериментально измеряется лишь средняя по некоторому интервалу времени δt скорость движения стенки. В момент перестройки структуры стенки, при переходе от одного стационарного движения к другому, как видно на рис. 23,а, скорость стенки изменяется на протяжении некоторого времени Δt

Δt от конечного значения до нуля и ниже, а затем снова возрастает до большого положительного значения. Отсюда, в принципе, следует немонотонная зависимость от H средней по времени скорости ДС, аналогичная той, которая наблюдается, например, в [168]. Однако для конкретных образцов величины интервалов Δt на порядок меньше, чем δt . Возможно, в момент перестройки структуры стенки важную роль начинают играть, например, тормозящие силы, связанные с локальной коэрцитивностью, которые в расчетах не учитываются. Заметим также, что в силу описанного выше возможно не только уменьшение средней по интервалу времени Δt скорости в зависимости от поля H вблизи H_0 , но и последующее ее увеличение [168], что также качественно согласуется с экспериментом, но никак не следует из теории нелинейной динамики одномерных стенок [140].

3.3. Нестационарная динамика доменных стенок с вихревой доменной структурой

В полях выше некоторого критического поля H_c (поле бифуркации) стационарное движение стенки нарушается, и в постоянном магнитном поле она начинает двигаться с переменной скоростью. При этом с течением времени внутренняя структура доменной стенки испытывает глобальные периодические преобразования (топологический солитон с внутренними степенями свободы). Программа исследования нелинейного поведения стенки позволяет находить мгновенные конфигурации внутренней структуры ДС, используя которые можно сформировать мультфильм [102,167].

Выводя затем эти фильмы на экран монитора, можно отследить динамические преобразования структуры стенок на любых временных интервалах. Оказалось, что динамические преобразования структуры ДС очень чувствительны как к магнитным параметрам пленки (индукции насыщения, полям анизотропии, в частности полю поверхностной анизотропии, обменному полю, параметру затухания) и ее толщине, так и к ориентации и величине внешнего магнитного поля.

На рис. 24 показаны изменения скорости стенки со временем t , а также мгновенные конфигурации намагниченности, характеризующие изменения внутренней структуры стенки. Видно, что скорость стенки и ее структура в поле $H > H_c$ изменяются в зависимости от времени периодически. При этом если в какой-то момент времени структура стенки была идентичной структуре АБС (рис. 24,а), то с течением времени вихрь ДС начинает смещаться к нижней поверхности пленки (рис. 24,б). Направление смещения зави-

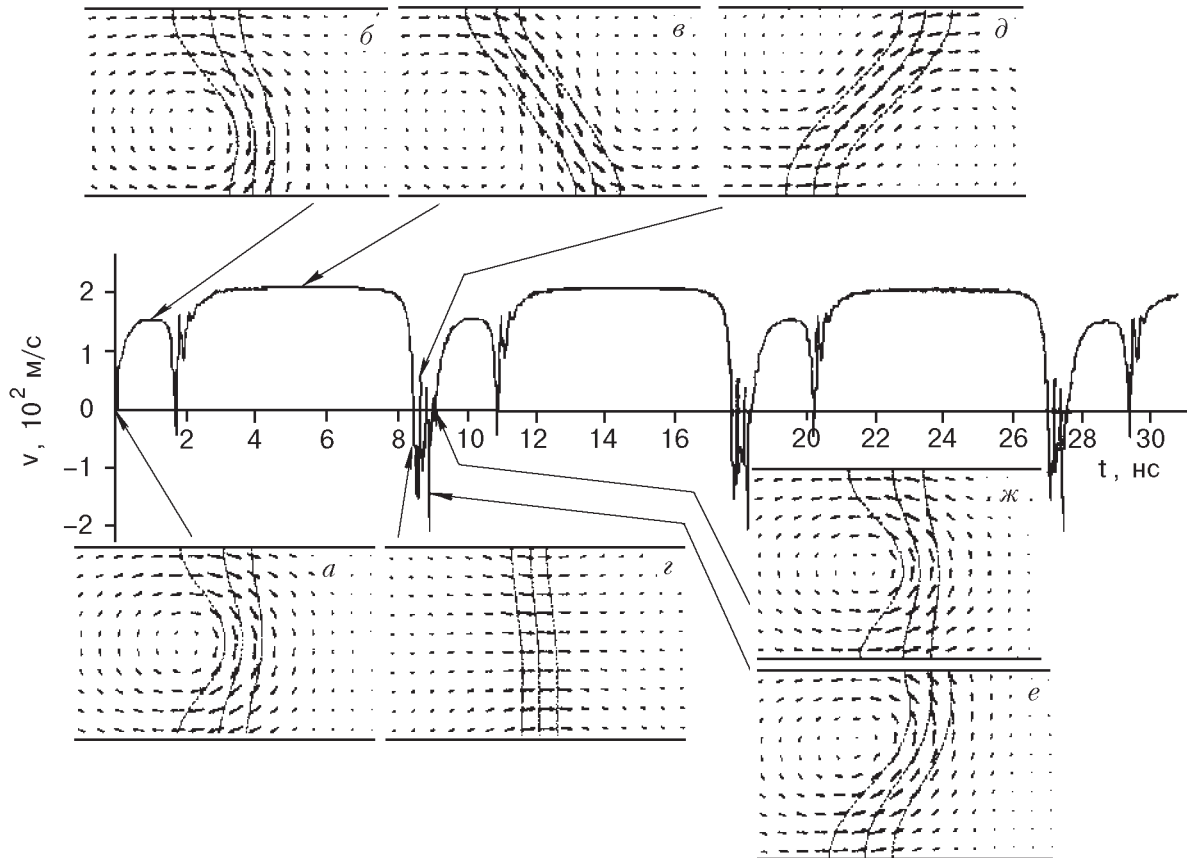


Рис. 24. Пример зависимости средней (в том же смысле, что и выше) скорости движения ДС от времени в области полей $H > H_c$ (нестационарное движение) и мгновенные конфигурации a – $ж$ структуры ДС. Базовые пленки с $b = 0,05$ мкм, $\alpha = 0,1$ и $H = 100$ Э.

сит от направления приложенного внешнего магнитного поля и исходной конфигурации стенки. В данном случае поле \mathbf{H} направлено вдоль положительного направления оси z . Далее ДС перестраивается в структуру асимметричной неелевской стенки (рис. 24,в). С течением времени наклон центральной линии этой стенки уменьшается, и структура стенки практически становится сходной со структурой одномерной неелевской стенки (рис. 24,з), которая, в свою очередь, вновь превращается в асимметричную неелевскую стенку, но с другим (противоположным) наклоном центральной линии (рис. 24,д). Далее нижний (справа от центральной линии) вихрь исчезает, а верхний (слева от центральной линии) смещается к нижней поверхности (рис. 24,е). В тот момент, когда центр этого вихря проходит через центр пленки (рис. 24,ж), конфигурация стенки оказывается аналогичной представленной на рис. 24,а, но имеет противоположную киральность. На этом заканчивается полупериод перестройки структуры ДС. На следующем полупериоде происходят точно такие же преобразования, что и описанные выше, и

в конце этого полупериода структура стенки во всех отношениях становится идентичной структуре на рис. 24,а. Изменения скорости на обоих полупериодах, как видно на рис. 24, оказываются идентичными. Таким образом, имеется вырождение скорости по киральности. Описанная выше динамическая перестройка структуры ДС аналогична перестройке, впервые исследованной в [90]. Однако изменения скорости, связанные с этой перестройкой и представленные в [90] и на рис. 24, существенно отличаются друг от друга. Эти отличия связаны с тем, что исследования, результаты которых приведены на рис. 24, проведены для поля, очень мало отличающегося от поля бифуркации H_c , в то время как данные [90] соответствуют полям, значительно превышающим H_c . Из сравнения тех и других данных следует, что времена существования разных динамических структур неравноправны, и, в частности, при приближении поля \mathbf{H} к полю бифуркации (при $H > H_c$) время существования асимметричной неелевской структуры непрерывно увеличивается. Это согласуется с существованием ниже H_c стационарного движения стенки с

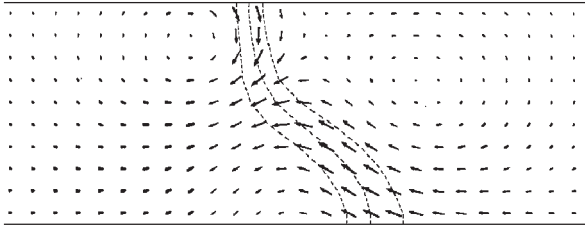


Рис. 25. Пример внутрстеночной трехвихревой конфигурации намагниченности, возникающей в больших магнитных полях. Данные соответствуют базовым пленкам толщиной $b = 0,05$ мкм, $\alpha = 0,1$, $H = 350$ Э.

асимметричной неелевской структурой, описанного в предыдущем разделе.

Непосредственные численные эксперименты показывают, что описанная выше динамическая перестройка структуры стенки существует в достаточно широкой области полей. Величина этой области изменяется при изменении параметров пленки, например, уменьшается при увеличении толщины пленки. В частности, с увеличением H при некоторых полях перестройка может происходить с участием трех и более вихрей даже в достаточно тонких пленках. На рис. 25 изображена одна из стадий такой перестройки в момент образования трех вихрей при $H = 350$ Э в пленке с базовыми параметрами толщиной $0,05$ мкм. В более толстых пленках образование многовихревых структур происходит в значительно меньших полях. Дальнейшее увеличение поля приводит к хаотическому изменению структуры стенки и ее скорости. Однако из-за сложности задачи этот вывод пока не удастся проверить обычными для появления детерминированного хаоса методами, как это сделано, например, в [169–171]. В настоящее время можно лишь сослаться на публикации [172–175], где в несколько иной геометрии задачи сделаны аналогичные выводы.

Как видно на рис. 24, в полях выше H_c изменения структуры стенки оказываются периодическими. В частности, видно, что существуют интервалы времени, на которых стенка движется в направлении, противоположном (попятное движение) основному направлению движения, обусловленному данной ориентацией намагниченностей доменов и внешнего магнитного поля. Причины такого удивительного поведения стенки будут обсуждены в разд. 3.5. Здесь лишь заметим, что они имеют ту же физическую природу, что и в случае моделей стенок с одномерным распределением намагниченности. Наличие попятных движений не отменяет среднего по времени посту-

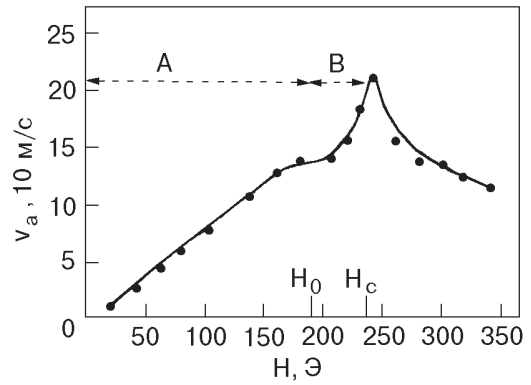


Рис. 26. Зависимость средней по времени (см. текст) скорости движения доменной стенки от напряженности внешнего магнитного поля H . Данные получены для базовых пленок с $b = 0,05$ мкм, $\alpha = 0,2$.

пательного движения стенок в определенном направлении (см. выше).

Однако после прохождения поля H_c скорость поступательного движения (т.е. средняя по периоду движения скорость) должна уменьшаться при увеличении напряженности внешнего магнитного поля. Некоторая частная ситуация изменения средней по времени скорости на большом интервале полей изображена на рис. 26. Подчеркнем, что это лишь частная ситуация, поскольку результат сильно зависит от величины временного интервала, по которому происходит усреднение скорости стенки. В ситуации, приведенной на рис. 26, это усреднение происходило по величине периода динамической перестройки структуры стенки, если $H > H_c$, и по всему времени движения стенки в поле $H < H_c$. Как отмечалось в разд. 3.2, если производить усреднение скорости по некоторому фиксированному интервалу времени (как это делается экспериментально), поведение скорости может сильно зависеть от величины этого интервала. На рисунке отмечены две области полей (А и В), в которых происходит разное стационарное движение стенки (см. выше). Видно, что в области полей, близкой к H_0 , рост средней по времени скорости v_a замедляется, что качественно согласуется с экспериментами [168].

3.4. Природа бифуркационного процесса

Для выяснения причин возникновения нестационарного движения ДС с вихревой структурой были проведены исследования зависимости угла ϕ (см. рис. 1) от времени t для трех случаев: 1) стационарное движение асимметричной блоховской стенки; 2) стационарное движение асимметричной неелевской стенки и 3) нестационарное движение. Заметим, что ϕ описывает отклонение намагничен-

ности \mathbf{M} из плоскости стенки (из плоскости yz). Двумерное распределение намагниченности в стенках таково, что угол φ отличен от нуля и изменяется при движении от одной поверхности пленки к другой. При этом в состоянии равновесия магнитостатическая энергия стенки становится малой по сравнению с магнитостатической энергией других возможных равновесных конфигураций ДС (см. разд. 2). Движение стенки означает прецессию намагниченности вокруг направления, перпендикулярного нормали к плоскости стенки (вокруг x для центральных слоев пленки), и вокруг нормали к поверхности пленки в приповерхностных слоях.

В силу гироскопических свойств элементарных магнитных моментов, образующих стенку, внешнее магнитное поле, ориентированное вдоль ОЛН, не может непосредственно привести к указанной прецессии, а только к прецессии магнитных моментов стенки вокруг ОЛН (вокруг z). В отсутствие затухания эта прецессия могла бы вызвать лишь колебания стенки около положения равновесия. Наличие затухания может привести к балансу энергии, связанной с полем H и затуханием. Таким образом, при одновременном наличии указанной прецессии и затухания может возникнуть стационарное искажение структуры стенки, связанное со стационарным изменением угла φ . Вообще говоря, описанная ситуация аналогична той, которая наблюдается для стенки с одномерным распределением намагниченности [140] и отличается от нее только тем, что возникающий выход намагниченности из плоскости стенки с двумерным распределением намагниченности является неоднородным. Именно с этим выходом \mathbf{M} из плоскости стенки и связано дополнительное магнитостатическое поле $\Delta H^{(m)}$, ориентированное вдоль x . Обусловленный этим полем вращающий момент приводит к прецессии намагниченности (вокруг x), необходимой для движения стенки вдоль этой же оси. Ясно, что чем больше вращающий момент, тем больше скорость стенки. Теперь следует вспомнить, что магнитостатическое поле даже в бесконечно толстой пленке не может превосходить $4\pi M_s$, т.е. является конечным. Таким образом, конечным будет и связанный с ним вращающий момент. Максимальное значение φ достигается при некотором значении φ_0 . Следовательно, пока при увеличении H угол φ остается меньше φ_0 , вращающий момент остается постоянным при фиксированном H . В этом случае стенка движется с постоянной скоростью. При беспредельном увеличении φ вращающий момент будет изменяться периодически.

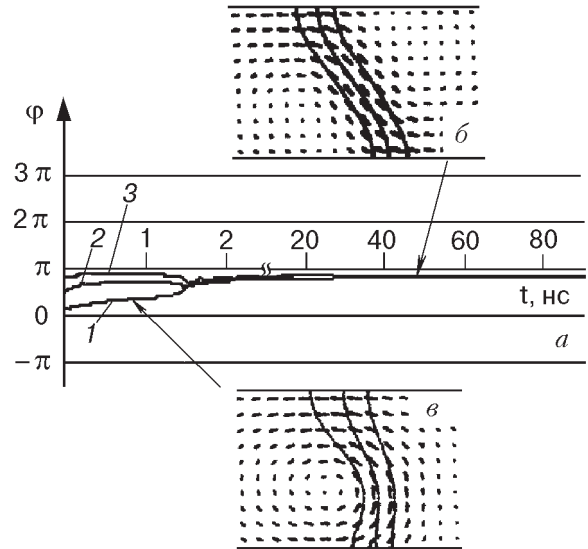


Рис. 27. Зависимость угла φ от времени (а) и две мгновенные конфигурации стенки (б) и (в) для базовых пленок с $b = 0,05$ мкм и $\alpha = 0,1$. Кривые 1–3 соответствуют φ на нижней ($y = -b/2$), центральной ($y = 0$) и верхней ($y = b/2$) поверхностях пленки соответственно.

ски. С этим и будут связаны осцилляционное поведение скорости и структуры доменной стенки.

Для того чтобы выяснить возможность появления той и другой ситуации, были проведены расчеты [167] угла φ в трех разных слоях пленки для трех различных значений магнитного поля: 1) $H < H_0$, 2) $H_0 < H < H_c$, 3) $H > H_c$.

В первом случае после прохождения некоторого переходного процесса углы во всех трех слоях выходят на постоянное значение и больше не меняются со временем. Эти постоянные значения увеличиваются при увеличении H . Во втором случае (см. рис. 27) все три значения при фиксированном поле увеличиваются со временем и, становясь практически одинаковыми, далее перестают изменяться. Стенка при этом выходит на стационарный режим движения со структурой, представленной на рис. 27,б. В третьем случае все значения угла φ неограниченно увеличиваются со временем (см. рис. 28). При этом, как видно на рис. 28, структура стенки изменяется периодически. Из приведенных данных видно, что если в полях ниже H_c наблюдается лишь некоторый конечный выход намагниченности из плоскости стенки, то в полях выше H_c происходит непрерывная прецессия намагниченности вокруг ОЛН. Таким образом, поле бифуркации представляет собой поле, начиная с которого намагниченность наряду с прецессией вокруг направления движения начинает прецессировать и вокруг

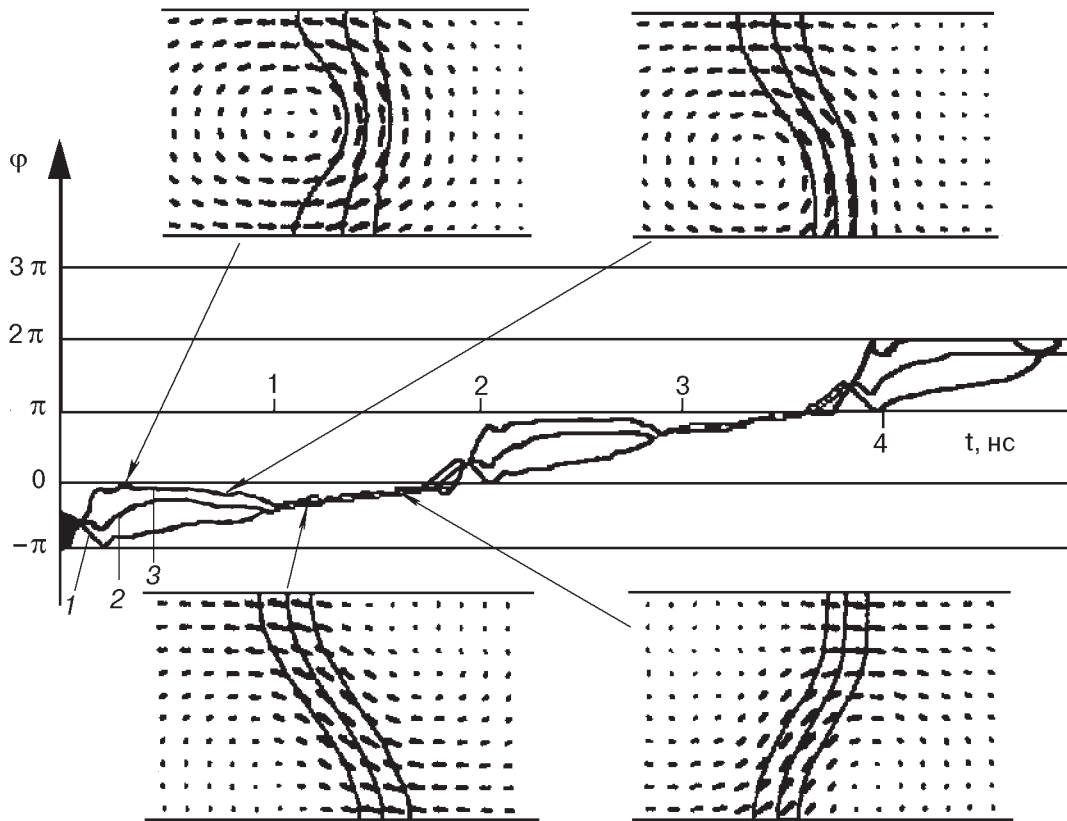


Рис. 28. Зависимость угла φ от времени в трех плоскостях пленки ($y = -b/2$ (1), $y = 0$ (2) и $y = b/2$ (3)) и мгновенные конфигурации стенки для указанных точек. Базовые пленки с $b = 0,05$ мкм, $\alpha = 0,1$ и $H = 150$ Э.

ОЛН. Из сказанного выше также ясно, что, в отличие от ДС с одномерной структурой, где природа бифуркации также связана с прецессией \mathbf{M} вокруг ОЛН, в стенках с двумерным распределением намагниченности прецессия оказывается еще и неоднородной по толщине пленки.

Описанная прецессия \mathbf{M} вначале приводит к постепенному увеличению средней по толщине пленки компоненты намагниченности M_{av} в направлении движения стенки. Однако после того, как достигается максимальное значение этой намагниченности, она сначала уменьшается до нуля, а затем появляется результирующая намагниченность в направлении, обратном движению стенки. Это и приводит к попятным движениям стенки, т.е. к движениям в направлении противоположном исходному. С изменением M_{av} должно происходить и изменение внутренней структуры стенки. В частности, ясно, что в каких-то случаях при максимальном значении M_{av} структура стенки должна стать одномерной неелевской.

Итак, сама причина появления бифуркации оказывается единой для ДС с одно- и двумерным распределениями намагниченности. Однако конкретные проявления бифуркации в этих случаях

разные. Пока эта разница касалась лишь конкретной перестройки внутренней структуры и была естественной. Ниже мы укажем коренные отличия нестационарной динамики двумерных границ от динамики одномерных. В частности, будут выяснены важные особенности динамики границ с внутренней структурой, которые не в состоянии описать одномерные модели стенок.

3.5. Период динамической перестройки внутренней структуры стенки

Как уже отмечалось, в полях $H > H_c$ движение стенки и динамическое изменение ее внутренней структуры в некоторой области полей происходит периодическим образом. В связи с этим интересно исследовать величину этого периода в зависимости от магнитных параметров пленки и ее толщины. Этот интерес связан не только с физикой процесса, но и позволяет сформулировать возможности косвенного экспериментального свидетельства о прохождении динамической перестройки структуры доменных стенок.

В соответствии со сказанным выше, по мере удаления от точки бифуркации характер динамической перестройки структуры стенки меняется. В

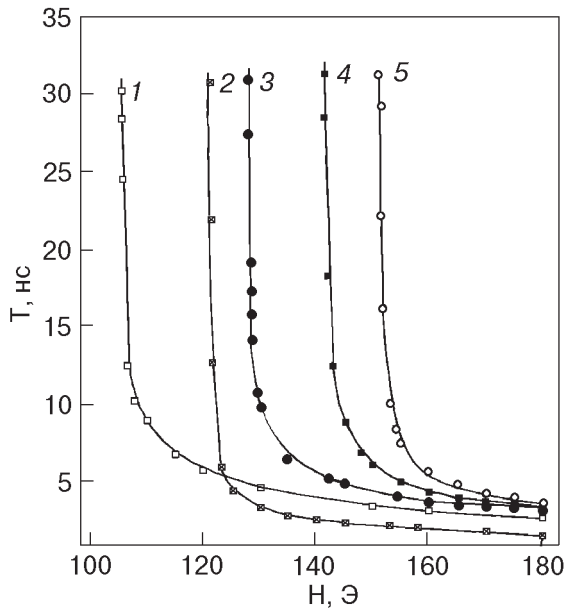


Рис. 29. Пример зависимости периода T динамической перестройки ДС для пленок с $\alpha = 0,1$ и разными параметрами: 1 — $K = 10^5$ эрг/см³, $b = 0,05$ мкм; 2 — $b = 0,08$ мкм; 3 — $b = 0,055$ мкм; 4 — $K = 10^6$ эрг/см³, $b = 0,05$ мкм; 5 — $M_s = 900$ Гс, $b = 0,05$ мкм. Отсутствующие параметры соответствуют базовым. Значки — данные численного эксперимента. Сплошные кривые проведены для удобства восприятия.

[105,167] исследована зависимость периода динамических преобразований структуры ДС от величины внешнего магнитного поля из интервала полей (H_c, H_{c1}) , непосредственно прилегающего к полю бифуркации. Здесь H_{c1} — первое после H_c поле, в котором процесс динамической перестройки изменяется. Исследования проведены в широкой области изменения параметров M_s, K, A . Все найденные зависимости $T(H)$ имеют качественно одинаковый характер. На рис. 29 представлена такая зависимость для пленок с некоторыми значениями параметров. Как и ожидалось, для всех пленок при приближении к полю бифуркации период динамической перестройки структур стенок неограниченно возрастает. Это качественно согласуется с моделью стенок с одномерной структурой, где период T может быть получен аналитически и равен [140] (см. также [6])

$$T = \frac{2\pi}{\omega_H} (1 + \alpha^2) \frac{1}{\left(1 - \frac{H_c^2}{H^2}\right)^{1/2}}, \quad (15)$$

причем $\omega_H = \gamma H$.

Зависимости, приведенные на рис. 29, количественно согласуются с (15) довольно плохо. Расчеты показывают, что вместо критического индекса $1/2$,

характеризующего поведение периода динамической перестройки внутренней структуры стенки вблизи особой точки (точки бифуркации), лучше подходит индекс $s \neq 1/2$, который изменяется при изменении параметров пленки. В табл. 2 приведены данные численного эксперимента [167] для пленки с базовыми параметрами и $b = 0,05$ мкм, $\alpha = 0,1$. Здесь же для сравнения приведены данные, полученные на основе предлагаемой в [167] эмпирической формулы:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_H} (1 + \alpha^2) \left\{ \frac{1}{\left(1 - \frac{H_c^2}{H^2}\right)^s} + \frac{1}{5} \left(1 - \frac{H_c^2}{H^2}\right) \right\}, H \geq H_c, \quad (16)$$

а также на основе формулы (15).

Таблица 2

Зависимость периода динамической перестройки ДС от внешнего магнитного поля. Сравнение данных численного эксперимента с данными в соответствии с формулой (15), полученной для одномерной модели, и на основе (16)

$H, \text{ Э}$	$T, \text{ нс}$		
	Численный эксперимент	Согласно (15)	Согласно (16)
99,33	171,684	171,704	166,244
99,35	77,854	124,531	77,630
99,37	59,280	102,569	60,698
99,40	46,910	84,239	49,223
99,50	33,530	58,330	34,934
100	19,680	30,698	20,351
102	11,640	15,488	11,774
104	9,524	11,674	9,434
106	8,344	9,727	8,166
108	7,534	8,494	7,379
110	6,981	7,721	6,776
115	5,906	6,218	5,787
120	5,194	5,352	5,149
130	4,330	4,298	4,329

Из таблицы видно, что при критическом индексе $s = 0,4$ и для значения критического поля $H_c = 99,3265$ Э (это значение согласуется с полученным в [90]) формула (16) достаточно точно описы-

вает данные численного эксперимента. Относительная ошибка не превосходит 5%. В то же время наилучшие (при $H_c = 99,3078$ Э) данные, полученные для T на основе одномерной модели распределения намагниченности, очень сильно (до 45%) отличаются от данных численного эксперимента.

Ясно, что эти расхождения связаны с совершенно разным характером динамической перестройки структуры ДС в случаях одномерной и двумерной моделей распределения намагниченности. Существование новых возможностей перестройки структуры стенки в рамках двумерной модели распределения \mathbf{M} , в частности, связанных с возникновением, движением и исчезновением вихреподобных образований намагниченности внутри стенки, должно сказаться и на самом критическом поле (поле бифуркации).

3.6. Зависимость критического поля от параметров пленки

Для дальнейшего выявления особенностей нелинейного динамического поведения ДС важное значение имеет исследование зависимости критического поля от параметров пленки [105,167]. Знание критического поля важно также и для определения условий получения максимальных скоростей стенки. Дело в том, что в полях, существенно ниже критического, в рамках существующих моделей ДС скорость стенки, используя подвижность μ , можно представить в виде

$$v = \mu H, \quad (17)$$

причем

$$\mu = \gamma \delta / \alpha, \quad (18)$$

δ — толщина ДС. Согласно (17), (18), кажется возможным получать сколь угодно большие скорости ДС, если использовать пленки с малым затуханием. Однако в соответствии с данными одномерных моделей стенок (см. [140]) критическое поле, ниже которого применимы выписанные соотношения, равно

$$H_c = 2\pi M_s \alpha. \quad (19)$$

Видно, что в пленках с малым затуханием критическое поле мало, а потому область полей H , при которых применимы (17), (18), в них также сужается. Причем в этой области скорость ограничена предельным значением $v_c = \mu H_c$. Кроме того, следует ожидать, что и сами зависимости H_c от параметров материала могут оказаться иными, чем это следует из (19). Таким образом, необходимы исследования H_c .

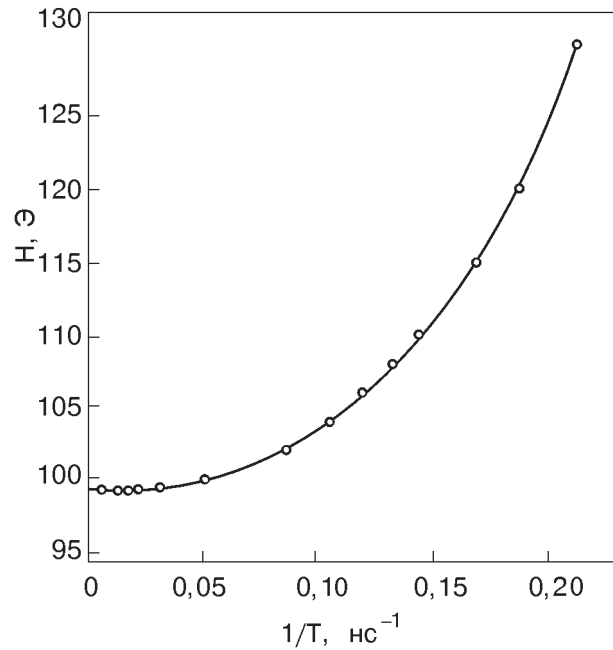


Рис. 30. Зависимость H_c от $1/T$. Данные получены для базовых пленок с $b = 0,05$ мкм, $\alpha = 0,1$.

Определение H_c представляет собой наиболее трудоемкую задачу, так как для нахождения лишь одного значения H_c требуется построение кривой $T(H)$ для фиксированного набора параметров. По этим данным, следуя [105], можно построить кривую $H(1/T)$ и затем из ее экстраполяции $(1/T) \rightarrow \infty$ (см. рис. 30) найти критическое поле H_c . Таким образом были построены кривые H_c в зависимости от толщины пленки, индукции насыщения, поля анизотропии, обменного поля и параметра затухания.

Прежде чем переходить к этим результатам, напомним, что поле H_c , полученное в рамках модели одномерного распределения \mathbf{M} в ДС, пропорционально намагниченности насыщения (см. (19)). Такую зависимость H_c от M_s можно легко пояснить. Напомним, что H_c соответствует полю, при котором вращающий момент, связанный с компонентой магнитостатического поля $H_x^{(m)}$, оказывается максимальным. Это достигается лишь при максимальном $H_x^{(m)} = H_m$. Значение H_m реализуется, когда конфигурация \mathbf{M} становится близкой к конфигурации классической неелевской стенки (см. рис. 24, з). Доменную стенку такого типа можно уподобить пластине, намагниченной до насыщения в поперечном направлении. Если эта пластина безгранична в плоскости yz (см. рис. 31, а), как это фактически имеет место в одномерной модели [90], то $H_m = 4\pi M_{av} = 2\pi M_s$, что и приводит к (19). Здесь M_{av} — среднее по толщине стенки значение компоненты M_x . В рамках одномерного неелевского разворота \mathbf{M} в стен-

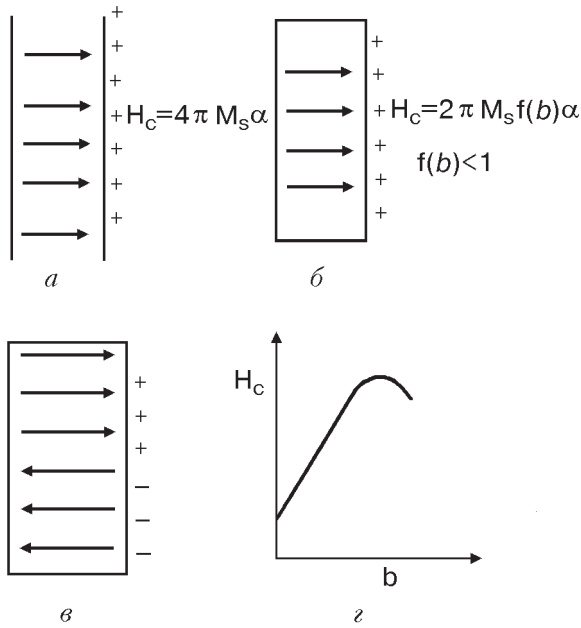


Рис. 31. Схематическая иллюстрация мгновенного распределения полюсов на боковых поверхностях доменных стенок: безграничного кристалла (а), в пленке при перестройке стенки по сценарию рис. 24 (б), в пленке при перестройке стенки по сценарию, приводящим к дроблению полюсов (в). Схематическая иллюстрация уменьшения H_c при дроблении полюсов на боковой поверхности стенки (г).

ке $M_{av} = M_s/2$. В пленке (рис. 31,б) указанную выше стенку можно представить в виде пластины с конечными размерами, а потому в ней, независимо от модели распределения \mathbf{M} , величина H_c будет зависеть через некоторую функцию $f(b)$ от толщины пленки b [165], т.е.

$$H_c = 2\pi M_s \alpha f(b). \quad (20)$$

При этом с увеличением b значение $2\pi M_s f(b)$ должно приближаться к $2\pi M_s$, т.е. к значению в

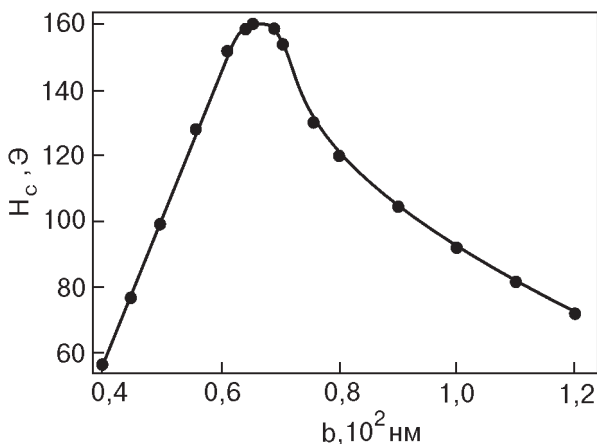


Рис. 32. Зависимость критического поля от толщины пленки. Базовые параметры и $\alpha = 0,1$.

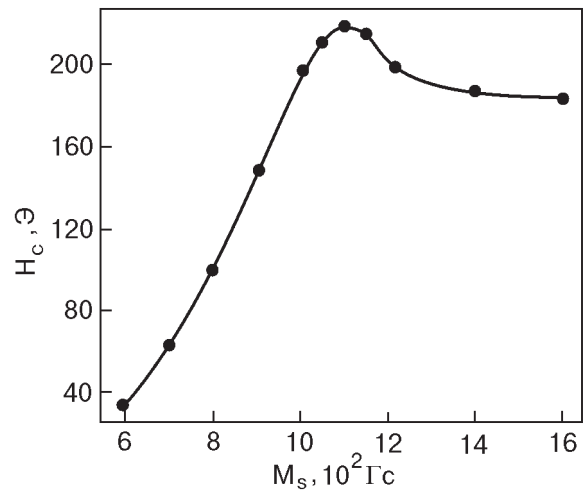


Рис. 33. Зависимость критического поля от намагниченности насыщения M_s , A , K соответствуют базовым параметрам, $b = 0,05$ мкм, $\alpha = 0,1$.

безграничном образце. И так, казалось бы, при увеличении толщины пленки H_c должно увеличиваться. Это увеличение действительно было обнаружено [165], но в очень узкой области b . В более широкой области b , вопреки ожиданиям, зависимость $H_c(b)$ немонотонная (см. рис. 32). Более того, зависимость $H_c(M_s)$ также оказывается немонотонной (см. рис. 33). Эти результаты не имеют ничего общего с теми, которые дает одномерная модель распределения \mathbf{M} [140] (см. (19)).

Чтобы понять причину появления таких неожиданных результатов, можно проследить нелинейную динамическую перестройку внутренней структуры стенки в непосредственной близости к критическому полю в пленках разных толщин и с разными намагниченностями насыщения [176–178]. Оказалось, что в пленках с базовыми параметрами и толщинами примерно из интервала $0,04\text{--}0,065$ мкм, т.е. в ситуации, когда H_c возрастает с ростом b , перестройка структуры стенки происходит по обычному классическому сценарию, как показано на рис. 24. Наиболее существенный момент этой перестройки — образование структуры, представленной на рис. 24,г. В пленках толщиной $b \geq 0,064$ мкм механизм нелинейной динамической перестройки структуры стенки коренным образом изменяется. При этом в области толщин примерно $0,065 \text{ мкм} \leq b \leq 0,075$ мкм перестройка идет с образованием двух асимметричных вихрей, расположенных один над другим (сценарий первого типа, см. рис. 34), а при $b \geq 0,076$ мкм — с постепенным просачиванием (туннелированием) вихря через центральную линию стенки (сценарий второго типа, см. рис. 35).

Остановимся подробнее на характере перестройки ДС в пленках с $b \geq 0,064$ мкм, в кото-

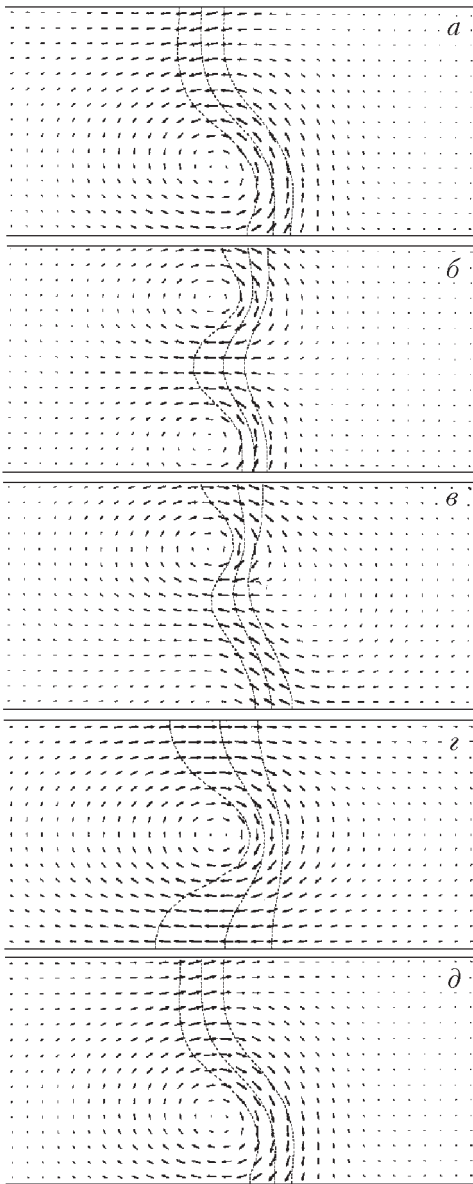


Рис. 34. Последовательность мгновенных конфигураций стенки при динамическом преобразовании ее структуры в пленках с базовыми параметрами, $\alpha = 0,1$, $b = 0,07$ мкм и $H = 103$ Э.

рых, согласно рис. 32, происходит уменьшение поля бифуркации с увеличением толщины.

В первом случае (рис. 34) вихрь асимметричной блоховской стенки, находящийся в центре пленки, смещается к ее нижней поверхности (рис. 34,а). У верхней поверхности рождается новый вихрь с противоположной киральностью, так что на некоторой стадии перестройки ДС состоит из двух вихрей, расположенных один над другим (рис. 34,б). Далее оба вихря смещаются вниз и нижний исчезает (рис. 34,в). Оставшийся верхний смещается вниз. Он проходит через центр пленки (рис. 34,г) и затем образуется вихревая конфигурация **М** (см. рис. 34,д), аналогич-

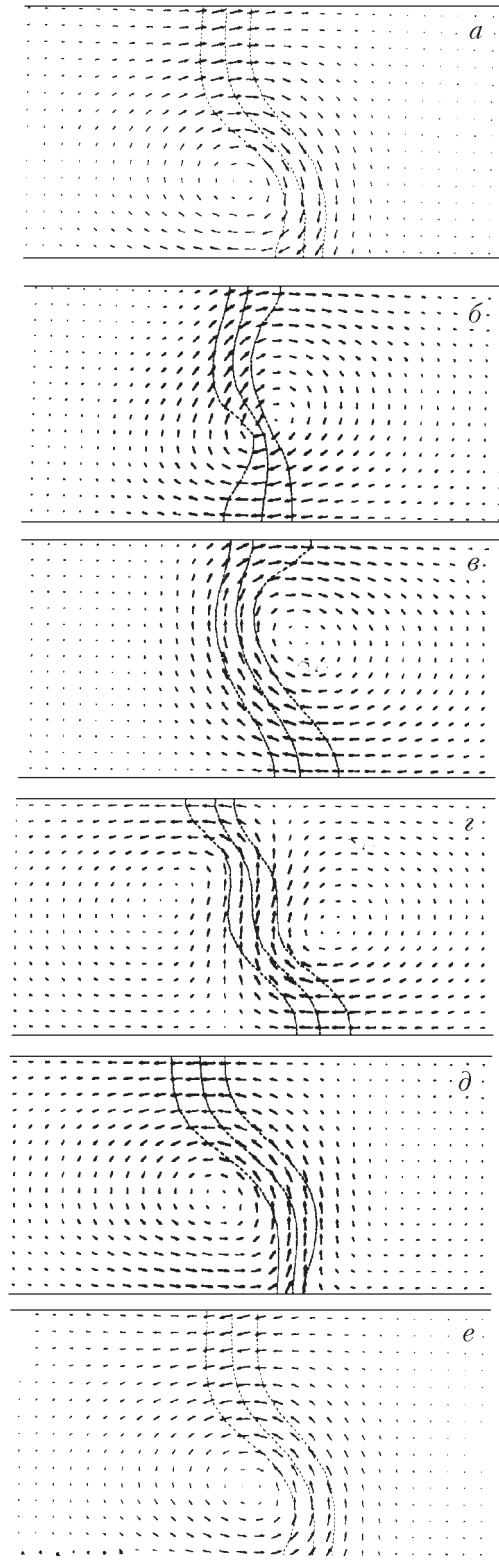


Рис. 35. Последовательность мгновенных конфигураций стенки при динамическом преобразовании ее структуры в пленках с базовыми параметрами, $\alpha = 0,1$, $b = 0,1$ мкм и $H = 103$ Э.

ная приведенной на рис. 34,а, но обладающая противоположной киральностью. Заканчивается полупериод преобразования ДС. На следующем

полупериоде происходит аналогичная перестройка, и структура стенки преобразуется в исходную.

В случае второго типа (рис. 35) вихрь **M**, сместившись вниз (рис. 35,а), начинает туннелировать через центральную линию на правую сторону стенки (рис. 35,б) так, что вихрь с той же киральностью, что и прежде, образуется на указанной стороне (рис. 35,в). Далее у верхней поверхности слева от центральной линии формируется другой вихрь с киральностью, противоположной предыдущему. Он разрастается, и конфигурация намагниченности приобретает вид, представленный на рис. 35,г. Далее правый вихрь исчезает, а левый смещается вниз. Возникают конфигурации **M**, представленные на рис. 35,д и е. Последняя отличается от исходной (рис. 35,а) только киральностью вихря. На этом заканчивается полупериод. На втором полупериоде аналогичные превращения приводят к исходной структуре ДС.

Наиболее существенным моментом того и другого механизмов перестройки является отсутствие стадии, связанной с образованием одномерной неелевской стенки (см. рис. 24,з), как в случае классического сценария развития перестройки структуры ДС. Вместо этого появляется или структура типа *б* на рис. 34, или структура типа *б* на рис. 35. В обоих случаях, в отличие от структуры *з* на рис. 24, на боковой поверхности стенки происходит дробление магнитных полюсов, как схематически показано на рис. 31,в. Это приводит к уменьшению H_m и, следовательно, к уменьшению H_c . Увеличение толщины пленки усиливает тенденцию к дроблению полюсов.

Увеличение намагниченности насыщения при заданной толщине пленки приводит к тому, что при классическом механизме перестройки ДС плотность полюсов на боковой поверхности стенки возрастет. Это приведет к росту H_c . Но с увеличением M_s обменная длина b_0 уменьшается, так что появляется возможность дробления полюсов на плоскостях стенки, перпендикулярных x . Это означает, что начиная с некоторых значений M_s поле H_c должно уменьшаться, что подтверждается численными экспериментами (см. рис. 33). Возникающие при этом механизмы перестройки ДС аналогичны указанным выше.

Согласно (20), критическое поле не зависит от поля анизотропии. Однако это связано не с одномерным характером распределения намагниченности, в рамках которого было получено (20), а с предположением о неизменности формы стенки в процессе ее движения. Как было показано, в рамках модели двумерного распределения **M** это

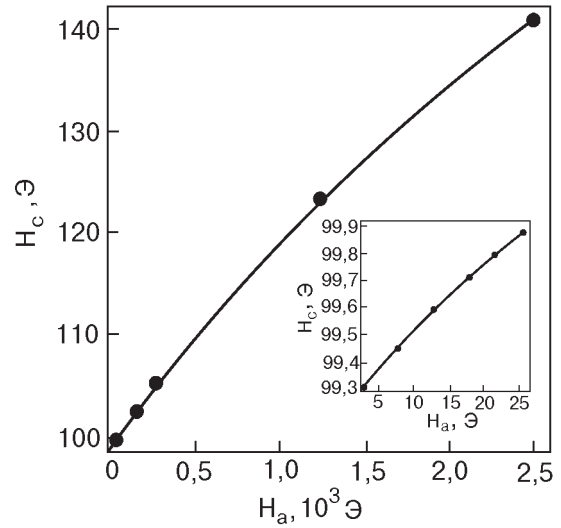


Рис. 36. Зависимость критического поля H_c от поля анизотропии H_a для пленок с базовыми параметрами и $\alpha = 0,1$, $b = 0,1$ мкм .

предположение в общем случае неверно. На самом деле происходят существенные искажения структуры ДС. Это означает, что помимо вращающего момента, связанного с магнитостатическими полями, должны возникать и вращающие моменты, обусловленные обменным и анизотропным взаимодействием. Оба эти вклада конечны, как и вклад, связанный с магнитостатическими полями. Это означает, что в отличие от (20) поле H_c должно зависеть от полей анизотропии H_a и обмена H_e . Было обнаружено (см., например, [177]), что зависимость критического поля от H_a (см. рис. 36) близка к линейной, а от H_e — к немонотонной.

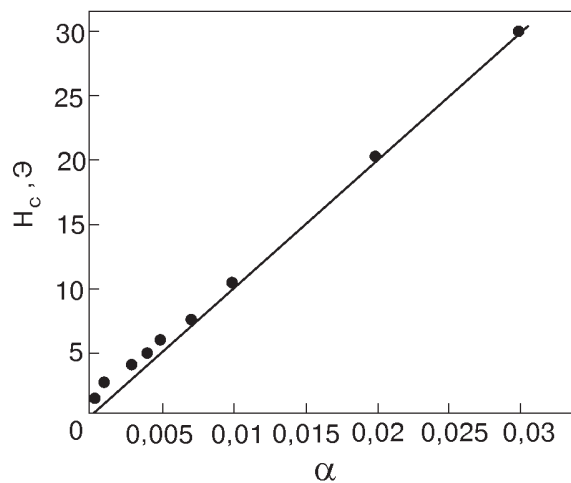


Рис. 37. Зависимость критического поля от параметра затухания α для базовых пленок с $b = 0,05$ мкм.

3.7. Влияние затухания на динамическую перестройку структуры стенки

На рис. 37 представлена полученная в [105] зависимость $H_c(\alpha)$ для широкой области изменения α . На рисунке видно, что в основном эта зависимость близка к линейной, что согласуется с одномерной моделью распределения намагниченности в стенке (см. (19)). Однако наклоны таких кривых H_c/α для одномерной и двумерной моделей сильно различаются и в случае двумерной модели зависят от b , что находится в соответствии со сказанным в предыдущем разделе. Например, для базовых пленок толщиной 0,05 мкм в рамках двумерной модели стенки $H_c/\alpha = 10^3$ Э. В то же

время для одномерной модели стенки при том же значении M_s из (19) получаем $H_c/\alpha = 5 \cdot 10^3$ Э.

Обратим внимание на небольшие отклонения зависимости $H_c(\alpha)$ от линейной при малых α . Для прояснения возможных причин таких отклонений обратимся к исследованию нелинейной динамической перестройки стенок [105,167,179]. На рис. 38 представлена зависимость скорости ДС от времени для пленок с параметром затухания $\alpha = 0,001$ в поле $H = 5$ Э. Критическое поле этих пленок равно примерно 2,5 Э. Видно, что помимо обычных периодических (с периодом T , см. выше) изменений скорости стенок возникают дополнительные изменения v , происходящие на

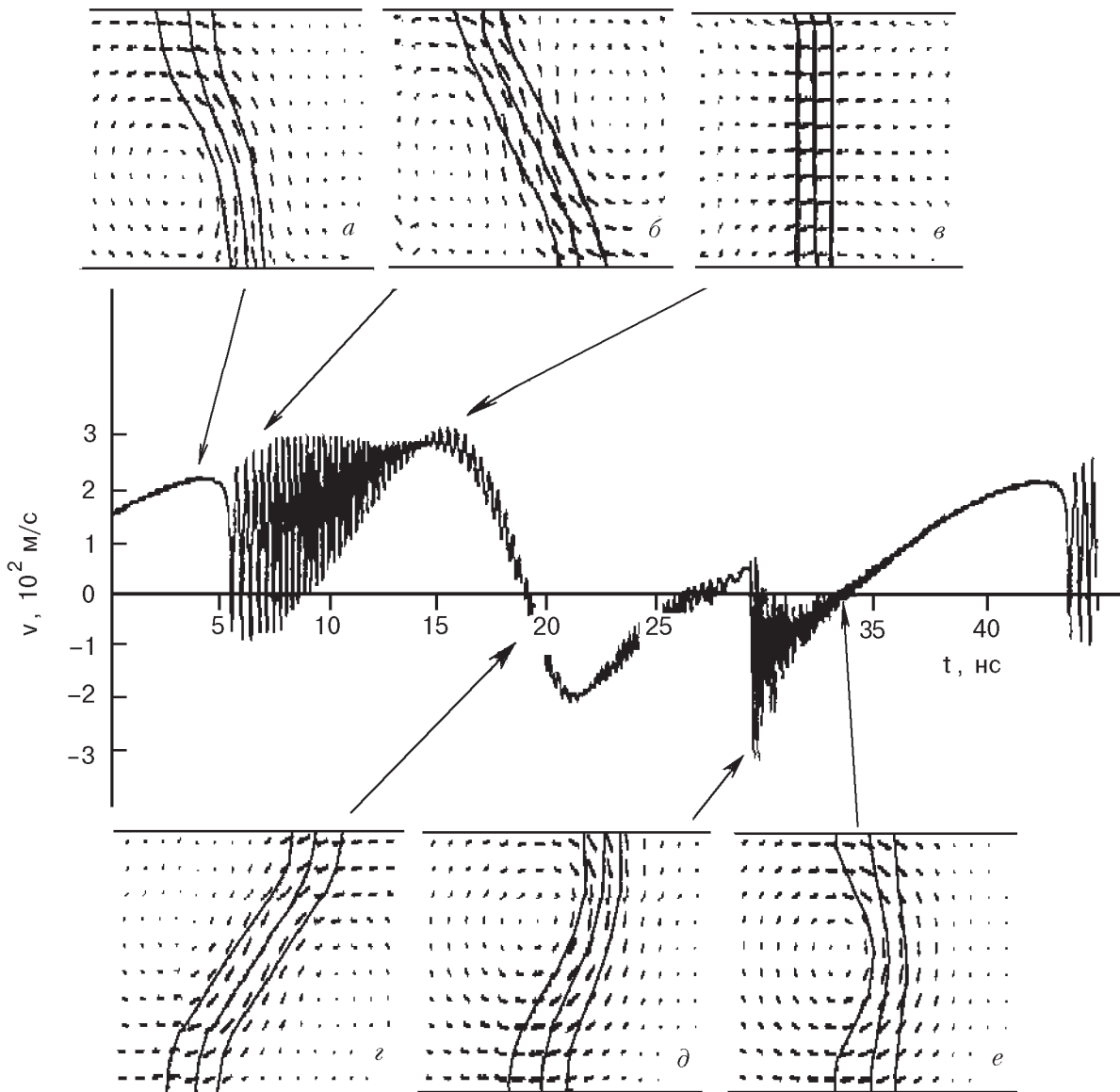


Рис. 38. Зависимость средней (в том же смысле, что и выше) скорости от t для пленки с базовыми параметрами и $b = 0,05$ мкм, $\alpha = 0,001$, $H = 5$ Э. Мгновенные конфигурации $a-e$ соответствуют основной перестройке M .

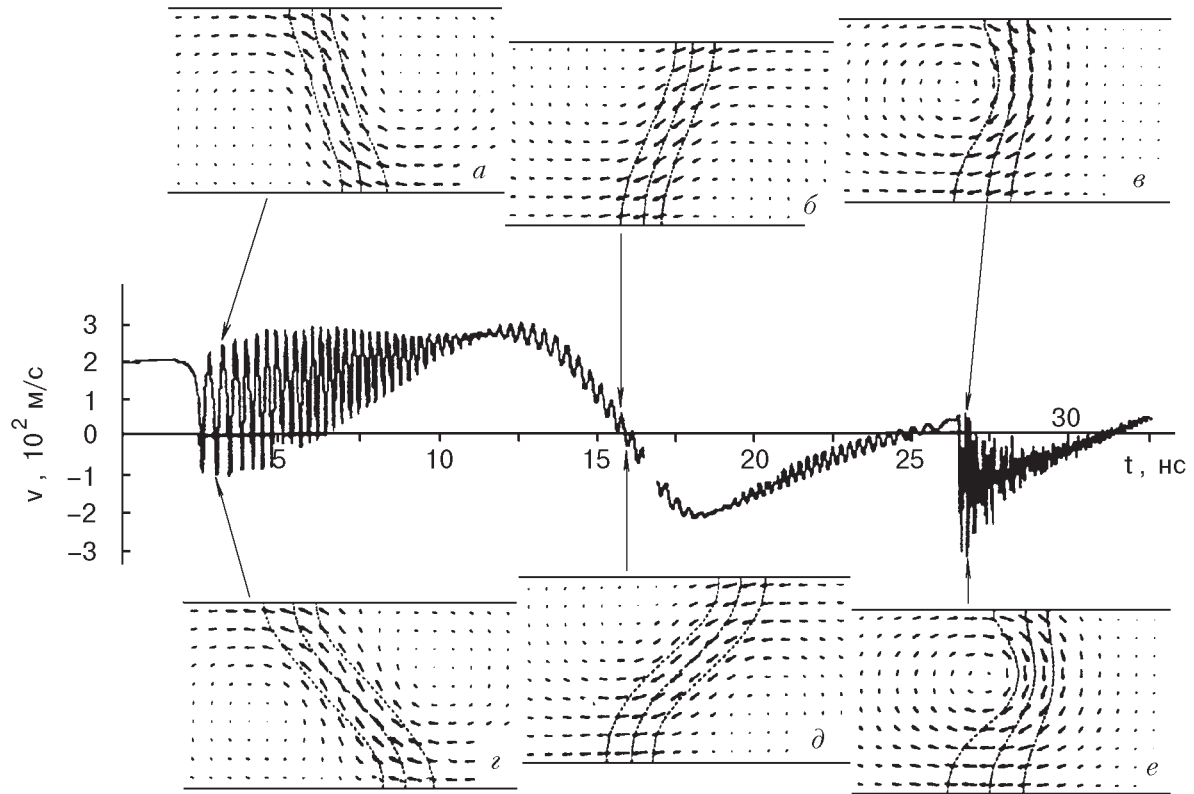


Рис. 39. Та же зависимость $v(t)$, что и на рис. 38, но для меньшего интервала времени. Мгновенные конфигурации стенок $a-e$ в данном случае иллюстрируют характер внутрисклоновых колебаний на разных участках T .

долях периода. Будем называть их субпериодными колебаниями скорости. Частота f этих дополнительных изменений скорости примерно на два порядка превосходит частоту $1/T$ основных колебаний. При этом в среднем по периоду дополнительных колебаний $1/f$ механизм перестройки структуры ДС остается таким же, что и при сравнительно больших α , например $\alpha = 0,1$ (см. рис. 24). Однако просмотр фильмов, демонстрирующих перестройку структуры ДС, отчетливо показывает, что при возникновении конкретной конфигурации ДС происходят колебания одних частей стенки относительно других, не разрушающих саму конфигурацию. Это показано на рис. 39, на котором приведено изменение скорости стенки для тех же параметров пленки, что и на рис. 38, но на меньшем временном интервале (для лучшего разрешения осцилляций). Здесь, в отличие от рис. 38, вместо конфигураций средних по периоду $1/f$ представлены конфигурации ДС, соответствующие минимумам и максимумам скорости v на разных долях периода. Эти конфигурации и демонстрируют те колебания, о которых говорилось выше. Например, видно, что при возникновении асимметричной неелевской стенки

колебания внутренней структуры ДС происходят так, что изменяется размах центральной линии.

Исследования показывают, что субпериодные колебания возбуждаются всякий раз, когда струк-

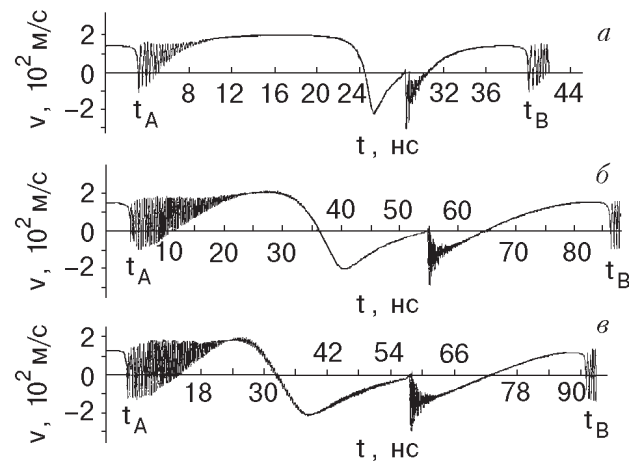


Рис. 40. Зависимость от t средней (в том же смысле, что и выше) скорости стенок с двумерной структурой распределения намагниченности в пленках с базовыми параметрами, $b = 0,05$ мкм, а также α , H и H_c : 0,01; 11 Э; 10,5 Э (a); 0,001; 2,6 Э; 2,5 Э (b); 0,0001, 2,2 Э, 1,9 Э (c).

тура ДС коренным образом перестраивается — асимметричная блоховская стенка перестраивается в асимметричную неелевскую и т.д. В этот момент происходят резкие изменения локальных магнитостатических полей, размер неоднородности которых естественно соизмерим с неоднородностями распределения намагниченности в стенке.

Приведенные выше осцилляции скорости стенки начинают возникать даже при достаточно больших α , например $\alpha = 0,1$. Однако в этом случае они слабо выражены. С увеличением α они становятся все более существенными. На рис. 40 показано, что соответствующие осцилляции возникают

даже в полях очень близких к критическому. Более того, оказалось, что они происходят и в случае, когда $H < H_c$ (см. рис. 41). Видимо, осцилляции развиваются и в сколь угодно малой окрестности H_c и влияют на величину самого H_c . Согласно рис. 41,а, осцилляции возбуждаются в момент преобразования структуры ДС от асимметричной блоховской (рис. 41,в) к асимметричной неелевской (рис. 41,з). На рис. 41,б осцилляции представлены в увеличенном масштабе на малом отрезке времени. При этом рис. 41,д и е наглядно показывают, что осцилляции скорости связаны с осцилляциями внутренней структуры стенки: ме-

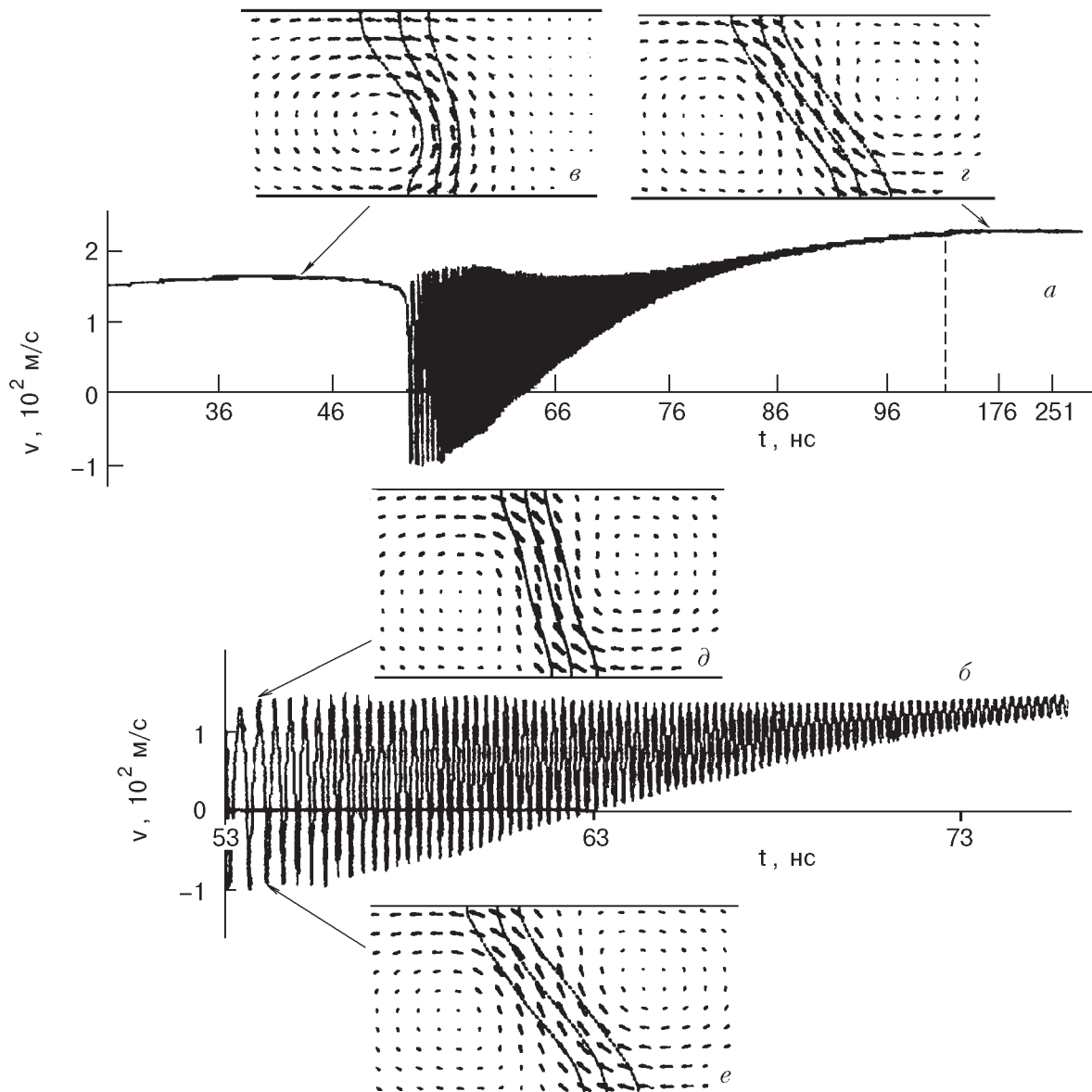


Рис. 41. Зависимость средней (в том же смысле, что и выше) скорости ДС от времени t (а) и более детальная ее зависимость на малом интервале t (б), а также мгновенные конфигурации, иллюстрирующие два типа стационарного движения ДС (в), (з) и типы распределения M в максимуме (д) и минимуме (е) скорости стенки.

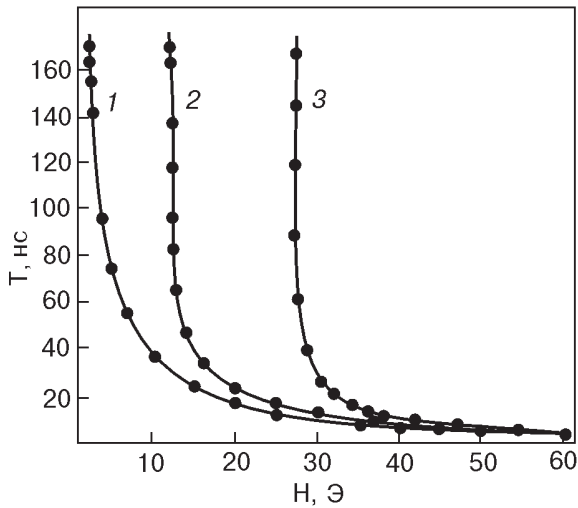


Рис. 42. Зависимость периода динамической перестройки структуры стенок от магнитного поля для базовых пленок с $b = 0,05$ мкм и разных α : 0,001 (1); 0,01 (2); 0,03 (3). Точки соответствуют численному эксперименту. Сплошные линии проведены для удобства восприятия.

няется размах ее центральной линии. Под размахом центральной линии асимметричной неелевской стенки понимают разницу x -координат двух точек этой линии, лежащих на противоположных поверхностях пленки.

Таким образом, наблюдается явная корреляция отклонений $H_c(\alpha)$ от прямой с возникновением осцилляций скорости, а также структуры ДС при малых α . Об этом свидетельствуют также данные, полученные для зависимости периода T динамических преобразований стенки от напряженности внешнего магнитного поля при малых затуханиях (см. рис. 42). На рис. 42 видно, что по мере уменьшения затухания кривые $T(H)$ становятся более пологими. Наличие этого эффекта открывает новые возможности для экспериментального исследования динамики доменных стенок в больших полях.

Приведенные выше данные, вопреки ожиданиям, показывают, что с уменьшением затухания остановка поступательного движения стенки и превращение его в колебательное движение происходит вследствие не только постепенного выравнивания времен основного и попятного движений стенки, но и развития высокочастотных колебаний одних частей стенки относительно других. Наконец, заметим, что описанные осцилляции должны приводить к тонкой структуре магнитодипольного излучения электромагнитных волн, предсказанного в [180].

3.8. Влияние поверхностной анизотропии на нелинейную динамику доменных стенок

В [181–183] исследовано влияние поверхностной анизотропии на динамику доменных стенок и их динамическую перестройку. Рассмотрена поверхностная анизотропия типа оси ($K_S < 0$) и типа плоскости ($K_S > 0$) анизотропии. Установлено, что поверхностная анизотропия подавляет нестационарное движение стенок.

В данном разделе будут приведены результаты расчетов периода T динамической перестройки доменной стенки в зависимости от напряженности внешнего магнитного поля H для различных значений константы поверхностной магнитной анизотропии $K_S > 0$. Цель таких расчетов заключается в установлении механизма сильного влияния поверхностной магнитной анизотропии на описанную выше динамическую перестройку внутренней структуры ДС. На рис. 43 приведены соответствующие графики для затухания $\alpha = 0,1$. На рисунке видно, что при любых K_S характер зависимости $T(H)$ один и тот же — при увеличении внешнего магнитного поля (в области $H > H_c$) период динамической перестройки ДС резко уменьшается. Эти зависимости оказываются аналогичными $T(H)$ для $K_S = 0$.

Все отличие зависимостей $T(H)$, соответствующих разным K_S , заключается в том, что при уменьшении H ($H > H_c$) периоды T резко увеличиваются при приближении к разным значениям H_c . В полях $H < H_c(K_S)$ ДС движется с постоянной (не зависящей от времени) скоростью (после завершения переходных процессов). В полях $H \gg H_c(K_S)$ движение стенки происходит с переменной скоро-

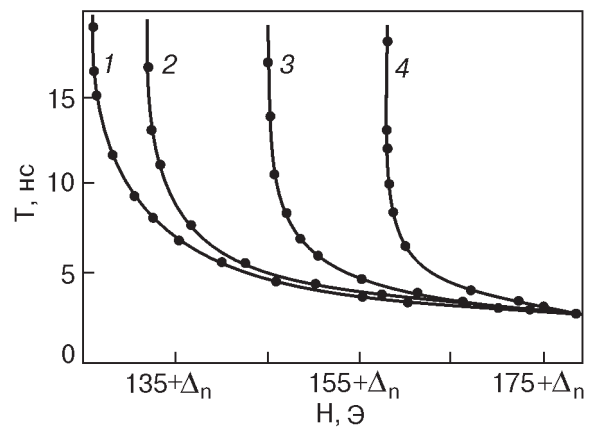


Рис. 43. Зависимость периода T динамической перестройки структуры движущейся ДС от напряженности поля H при $\alpha = 0,1$ и разных K_S , эрг/см²: 0,1 (1); 0,5 (2); 1 (3); 1,5 (4). Кривым соответствуют шкалы с $\Delta_n = 0$ (1), 1 Э (2), 10 Э (3), 18 Э (4).

стью и сопровождается изменением ее внутренней структуры при фиксированном H .

Из сказанного и рис. 43 ясно, что H_c зависят от K_S . Отсюда понятно, что сильное влияние поверхностной анизотропии на характер движения стенки связано с резкой зависимостью $T(H)$ вблизи критического поля H_c . Эту ситуацию качественно иллюстрирует рис. 44, на котором приведены две кривые $T(H)$ для $K_S = 0$ и $K_S \neq 0$. Каждой из этих кривых соответствует свое критическое поле. Так, например, если $K_S = 0$, то критическое поле возникновения нестационарного движения ДС равно H_{c0} . Вторая кривая не имеет никакого значения. Если же $K_S \neq 0$, то критическим является поле H_{c1} , и первая кривая не играет роли при разделении областей движения ДС с переменной и постоянной скоростью при данном K_S .

На рис. 44 видно, что если выбрать H равным некоторому фиксированному значению H_A из интервала (H_{c0}, H_{c1}) , то при $K_S = 0$ будем иметь надкритическое (нестационарное) движение ДС с конечным периодом изменения скорости и внутренней структуры стенки (см. точку А). Однако стоит включить даже сравнительно небольшую поверхностную анизотропию (например, с $K_S = 0,3$ эрг/см²), как период T будет описываться уже кривой 2 и при $H = H_A$ мы попадаем в область полей $H < H_{c1}$, где движение ДС оказывается равномерным, т.е. соответствует бесконечно большому T . Отсюда становится ясно, почему рез-

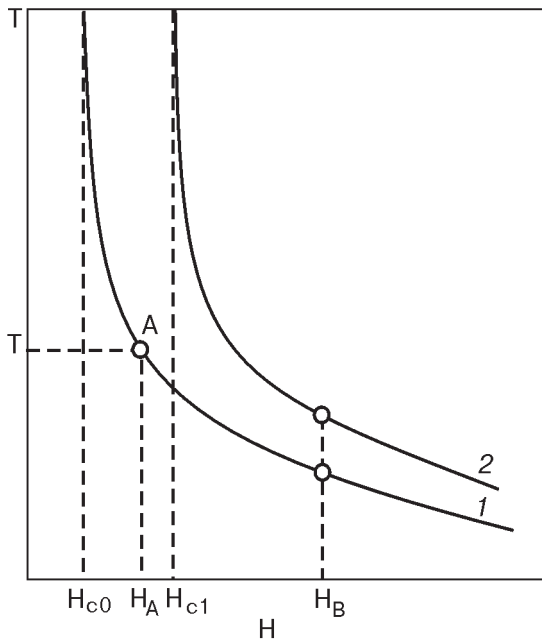


Рис. 44. Схема, иллюстрирующая сильную зависимость периода динамической перестройки ДС в некоторой области H от изменения K_S (см. текст).

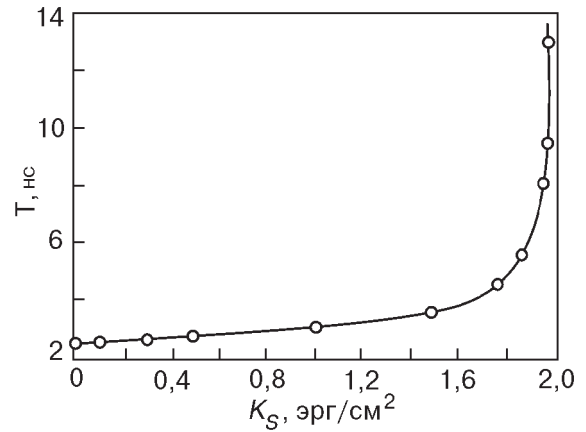


Рис. 45. Зависимость периода динамической перестройки ДС от величины $K_S \geq 0$ для $H = 196,5$ Э. Точки — численный эксперимент. Сплошная кривая проведена для удобства восприятия.

кое изменение периода T возникает не при любых H . Этого не происходит, например, в поле $H = H_B$.

Поскольку, согласно рис. 43, H_c зависит от K_S , то при каждом H должно существовать некоторое критическое значение K_S , при подходе к которому период T резко увеличивается, стремясь к ∞ . На рис. 45 представлена такая зависимость для поля $H = 196,5$ Э, при котором критическое значение K_S оказывается достаточно большим (около 2 эрг/см²). В полях ~ 100 Э эти критические значения K_S могут быть во много раз меньше (например, 0,3 эрг/см²). Объяснение поведения $T(H, K_S)$ приведено для исследованной области $K_S \sim 0,3-2$ эрг/см². Есть основание полагать, что при малых $K_S < 0,3$ эрг/см² ситуация может быть несколько иной. Однако эта область K_S требует более тщательной проработки.

3.9. Влияние поля, перпендикулярного оси анизотропии, на нелинейную динамику доменных стенок

Как было показано в разд. 2.6, в пленках с малым фактором качества на внутреннюю структуру стенок существенное влияние оказывает внешнее магнитное поле H_{\perp} , перпендикулярное оси анизотропии и лежащее в плоскости пленки. При этом даже малые поля порядка 1 Э могут коренным образом изменить структуру ДС. Это связано с тем, что в указанных пленках единственным конкурентом H_{\perp} является поле анизотропии H_a , которое составляет несколько эрстед. В связи со сказанным становится ясно, что если наряду с полем H , под действием которого движется стенка (ориентировано вдоль ОЛН), приложить поле H_{\perp} , то даже при незначительном изменении H_{\perp} можно существенно изменять характер нелинейного движения стенки. Эффект особенно интере-

сен, когда основное поле оказывается достаточно большим (значительно большим поля анизотропии). Этот эффект очень напоминает тот, который наблюдается в триоде.

В [184] проведены численные эксперименты в широкой области изменений параметров пленки. На рис. 46 приведены данные для пленки с базовыми параметрами толщиной 0,05 мкм и затуханием $\alpha = 0,1$ при нескольких значениях поля H_{\perp} . Поле H заранее выбиралось таким, чтобы при $H_{\perp} = 0$ движение стенки было нестационарным и период динамических преобразований внутренней структуры стенки был бы несколько наносекунд.

На рис. 46 видно, что сравнительно малые поля $H_{\perp} < H_a$ очень сильно влияют на период T динамической перестройки стенки, приводя к полному подавлению стационарного движения стенки при некотором значении $H_{\perp c}$. В частности, если $H = 230$ Э, то $H_{\perp c} \approx 0,65$ Э.

Из рис. 46, а также анализа динамических конфигураций ДС следует, что природа нестационарного движения стенки и, в частности, динамического преобразования ее внутренней структуры при наличии H_{\perp} такая же, что и при $H_{\perp} = 0$. Однако при $H_{\perp} \neq 0$ существует и своя специфика. Важно, что даже при очень малых $H_{\perp} \ll H_a$ величина периода $T(H_{\perp})$ не менее чем в 2 раза превосходит $T(0)$. Для объяснения физической природы данного факта следует вспомнить, что при $H_{\perp} = 0$ период $T(0)$ изменения внутренней структуры ДС в 2 раза больше периода изменения ее скорости. Это связано с тем, что в рассматриваемой геометрии задачи скорость стенки вырождена по киральности ДС (см. разд. 2), т.е. если в качестве исходной рассматривать, например, асимметричную блоховскую ДС с вращением \mathbf{M} по часовой стрелке (см. рис. 24,а), то после всех преобразований, происходящих с ДС на полупериоде $T(0)$, вновь образуется асимметричная блоховская ДС, но уже с вращением намагниченности в вихре против часовой стрелки (см. рис. 24,ж). На следующем полупериоде происходят все те же, что и на предыдущем, преобразования структуры ДС, но теперь в конце возникает асимметричная блоховская ДС с тем же направлением вращения \mathbf{M} (по часовой стрелке), что и у исходной стенки, т.е. структура \mathbf{M} становится полностью идентичной представленной на рис. 24,а.

Если вдоль направления x прикладывается поле H_{\perp} , то оно снимает указанное выше вырождение и преобразования внутренней структуры ДС, происходящие на одном полупериоде, не повторяют пре-

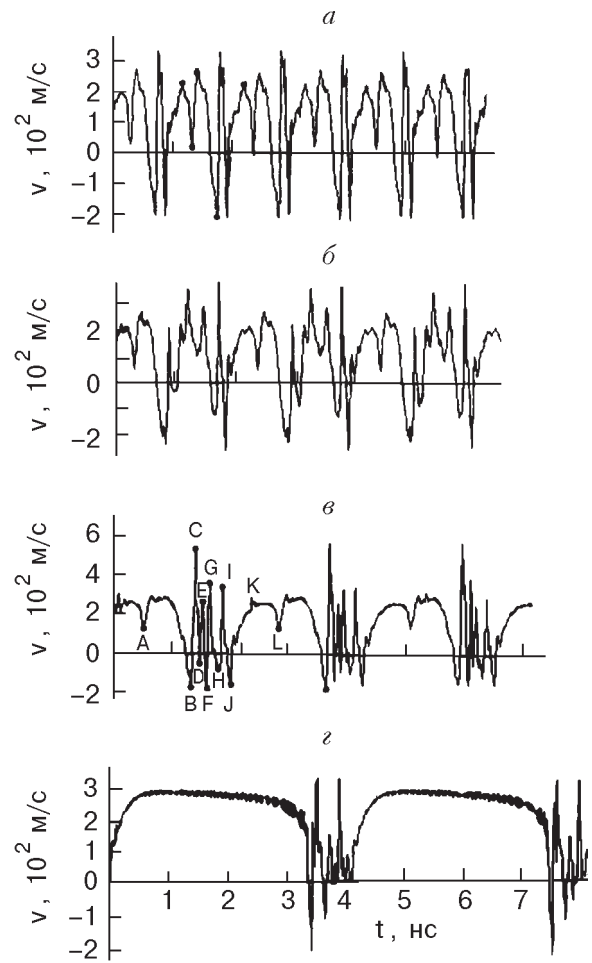


Рис. 46. Типичные зависимости средней скорости (в том же смысле, что и выше) от времени t для различных значений поля H_{\perp} , Э: 0 (а); 0,1 (б); 0,3 (в); 0,63 (г) в поле $H = 230$ Э. Данные получены для пленок с базовыми параметрами, $b = 0,05$ мкм и $\alpha = 0,1$.

образований на другом полупериоде (см. рис. 47). Это сразу приводит к удвоению периода T динамических преобразований внутренней структуры стенки (ср. рис. 46,а и б). Указанное снятие вырождения скорости по киральности ДС связано с тем, что на части полупериода результирующая намагниченность в ДС \mathbf{M}_r в плоскости, перпендикулярной ОЛН, ориентирована в направлении \mathbf{H}_{\perp} , а на другой части полупериода — в противоположном направлении. Связанные с этим особенности преобразования структуры ДС при $H_{\perp} \neq 0$ существенно отличаются от особенностей ее преобразования при $H_{\perp} = 0$.

3.10. Новые возможности экспериментального исследования нелинейной динамики доменных стенок

В отличие от пленок с перпендикулярной анизотропией [3,142,143,153–155] нелинейная дина-

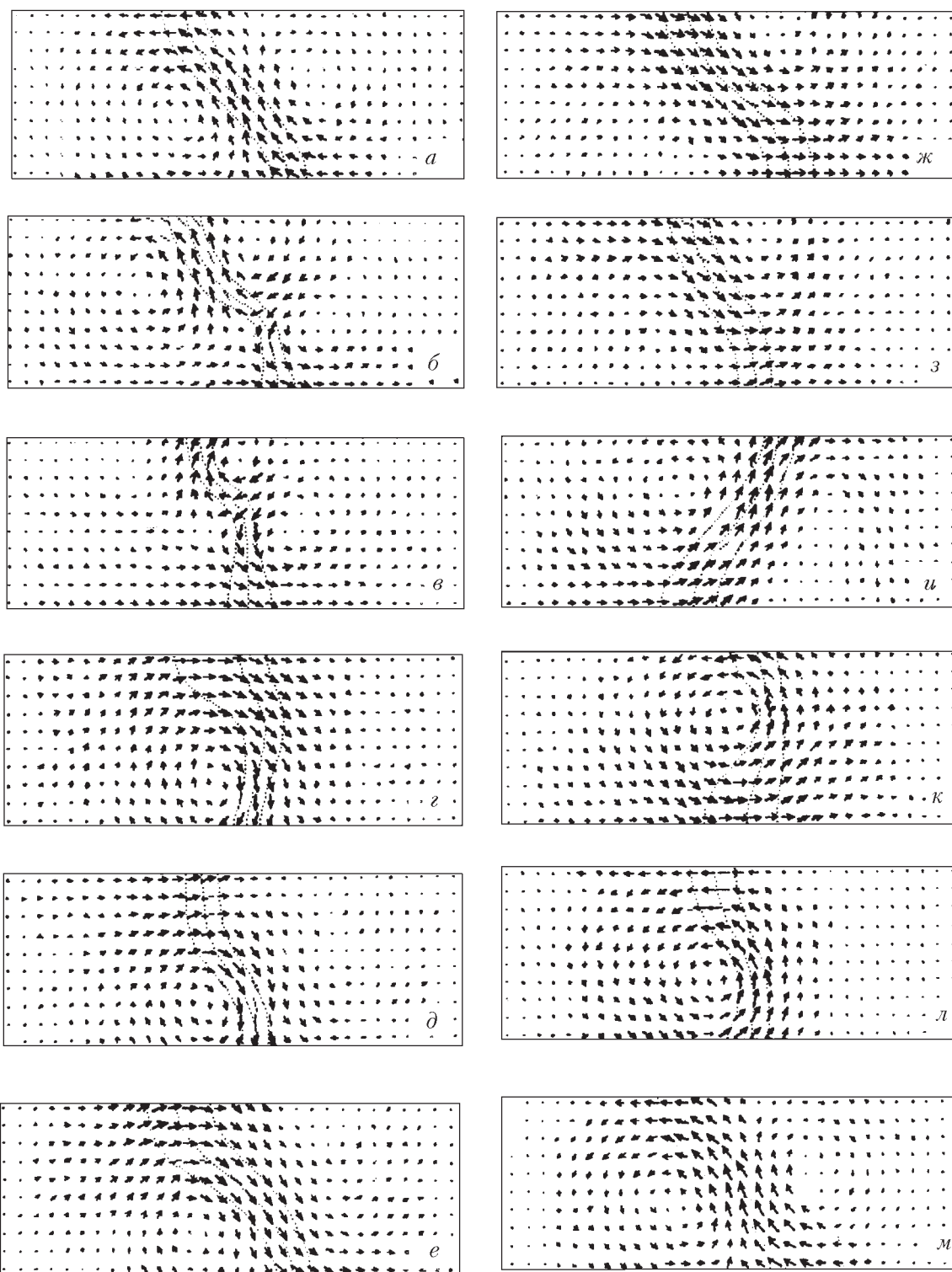


Рис. 47. Типичные мгновенные конфигурации ДС в полях $H = 230 \text{ Э}$, $H_{\perp} = 0,3 \text{ Э}$: a - m соответствуют точкам А-Л на рис. 46,в. Параметры пленок те же, что и для рис. 46.

мика доменных стенок в пленках с плоскостной анизотропией экспериментально изучена недостаточно. Мы считаем также, что анализ существующих экспериментальных данных не вполне

корректен, так как основан на использовании одномерных моделей стенок.

Полученные результаты, основанные на использовании двумерных моделей стенок, указывают на некоторые новые обстоятельства, полезные

для интерпретации экспериментальных данных. Они открывают также возможности непосредственного исследования нестационарного движения стенки.

Прежде всего заметим, что из-за наличия двух разных полей H_0 (поле перестройки структуры стенки при переходе от одного типа стационарного движения к другому) и H_c (поле перехода от стационарного к нестационарному движению), в области которых скорость стенки резко изменяется со временем (см. выше), средняя по времени скорость движения стенки в зависимости от величины внешнего магнитного поля, вообще говоря, может быть достаточно сложной. Однако ее конкретное значение существенно зависит от двух обстоятельств: во-первых, важно, насколько велик интервал времени Δt_0 , в течение которого происходит уменьшение, а затем и рост скорости ДС при перестройке структуры стенки в процессе перехода от стационарного движения одного типа к другому. Во-вторых, обычно эксперименты ставятся так, что фактически измеряется средняя скорость движения на некотором интервале времени Δt (например, время между двумя засветками). Чтобы обнаружить немонотонное поведение средней по времени скорости v_a в области до критического поля H_c , должно быть $\Delta t \leq \Delta t_0$. Если $\Delta t \gg \Delta t_0$, то с увеличением поля H до поля H_c скорость v_a будет возрастать. После H_c появляется периодическое движение стенки с попятными участками и с периодом, уменьшающимся с ростом H , так что в полях выше H_c скорость стенки будет уменьшаться. Итак, будет возникать немонотонное движение стенки с единственным максимумом в точке бифуркации H_c . Имея в виду, что Δt_0 равно нескольким наносекундам (при оценке этого значения мы не учитывали некоторые факторы, например коэрцитивность), можно считать, что случай $\Delta t \gg \Delta t_0$ является наиболее благоприятным для экспериментальных исследований. Следовательно, по указанному выше максимуму v_a легко измерить H_c для пленок с разными параметрами.

Представленные выше исследования впервые указывают на реальную возможность экспериментального исследования не только усредненных характеристик нестационарного движения ДС, но и прямое исследование временных преобразований скорости стенки в нестационарном режиме ее движения. На рис. 42 видно, что рост T с уменьшением H наблюдается при всех α . Важно, что с уменьшением α ход зависимости становится более пологим. Это обстоятельство, наряду со сравнительно малыми значениями полей (порядка не-

скольких эрстед), в которых при малых α происходит динамическая перестройка ДС, на наш взгляд, является благоприятным для экспериментальных исследований. Дело в том, что при наличии большого периода динамических преобразований не требуется больших временных разрешений. В этом смысле, кажется, достаточно проводить исследования вблизи критического поля, где период T довольно большой. Однако если взять пленки с $\alpha = 0,1$, то критическое поле в них велико (для базовых пленок $H_c = 99,3$ Э). В непосредственной близости к H_c период T , конечно, велик. Так, например, при $H = 99,33$ Э период $T = 171,7$ нс. Однако область ΔH , в которой T остается достаточно большим, слишком узка для проведения в ней экспериментальных исследований. Если же увеличить поле всего до 102 Э, период T уменьшится примерно до 11,6 нс. Между тем, как следует из численных экспериментов, проведенных при малых $\alpha = 0,001$, даже в поле $H = 5$ Э, примерно в 2 раза большем критического поля, период T все еще остается достаточно большим: $T = 80$ нс. В результате, для того чтобы экспериментально обнаружить участки периодического изменения скорости ДС, требуется временное разрешение порядка 10 нс. Кроме того, существует некоторый резерв увеличения T путем снижения H .

Эксперименты могут быть проведены, например, на основе метода высокоскоростной фотографии в режиме двойной или тройной вспышки. При времени вспышки около 1 нс можно определить координату q мгновенного смещения ДС как функцию времени t .

Очень важно выбрать нужные пленки. Предпочтительны пленки с малым затуханием, например с $\alpha = 0,001$. Заметим, что, хотя приведенные выше выводы основаны на использовании пленок пермаллоя с базовыми параметрами, описанными выше, вполне подходят любые другие пленки с фактором качества $Q < 1$. Например, изменение M_s в пределах от 400 до 1600 Гс и K от 10^3 до 10^6 эрг/см³ приводит к эффектам, аналогичным описанным выше. Пленки, однако, не следует выбирать слишком толстыми (для пермаллоя не толще 0,2 мкм), поскольку в более толстых пленках картина динамического поведения оказывается очень сложной.

4. Заключение

Таким образом, в магнитно-одноосных пленках с осью легкого намагничивания, лежащей в параллельной поверхности плоскости, а также в пленках с кубической анизотропией и с поверхностью, параллельной кристаллографической плоскости (100) или (110), единственной равновесной

конфигурацией ДС в области толщин пленок $b \in 0,04-0,4$ мкм при отсутствии поверхностной анизотропии является 180-градусная асимметричная блоховская стенка. Существенный элемент этой стенки — вихреподобное распределение намагниченности. Существование такого распределения, в первую очередь, связано с уменьшением энергии магнитостатического поля, а асимметрия стенки — с уменьшением обменного взаимодействия. Стенки с 90-градусной структурой в пленках с поверхностью типа (100) при любых толщинах из интервала 0,02–0,4 мкм вихреподобной структурой не обладают. Их структура является промежуточной между неелевской и блоховской и оказывается асимметричной.

Наличие вихреподобной структуры стенок накладывает существенный отпечаток на нелинейное динамическое поведение доменных стенок. Фактически происходит движение топологического солитона с внутренними степенями свободы.

Существуют два критических поля H_0 и $H_c > 0$, при переходе через которые динамика ДС меняется коренным образом. При $H < H_c$ движение стенки является стационарным за исключением узкой области вблизи H_0 , где происходит перестройка структуры движущейся стенки от асимметричной блоховской в асимметричную неелевскую. Выше H_c движение стенки становится нестационарным. Природа данной бифуркации связана с тем, что начиная с поля $H = H_c$ возникает прецессия намагниченности вокруг ОЛН наряду с прецессией вокруг направления движения. Для стенок с двумерной структурой эта прецессия неоднородна по толщине пленки. Именно с этой прецессией связана катастрофическая нелинейная динамическая перестройка всей внутренней структуры стенки. Установлено, что характер динамической перестройки структуры ДС при заданных параметрах пленки существенно зависит от величины магнитного поля. При этом с увеличением H характер перестройки усложняется: в процесс вовлекается большее число вихреподобных образований. Вероятнее всего, в конце концов движение стенки становится хаотическим. Однако данный вопрос требует дальнейших исследований.

Заметим, что указанная причина перестройки ДС оказывается единой для разных моделей доменных стенок: одномерных и двумерных. Однако на этом сходство результатов заканчивается. В частности, выясняется, что одномерные модели не способны правильно описать бифуркационный процесс при $H = H_c$. В частности, оказалось, что поле бифуркации немонотонно зависит от толщины пленки и намагниченности насыщения, в то

время как в последовательной одномерной модели таких зависимостей не существует.

Поведение поля бифуркации связано с обнаруженными новыми механизмами динамической перестройки структуры стенки. Один из них заключается в последовательном зарождении у одной из поверхностей пленки вихреподобного образования намагниченности, смещением его к нижней поверхности и аннигиляцией у нижней поверхности. При этом каждое новое зародившееся вихреподобное образование имеет киральность, противоположную киральности исходного вихря. В процессе этих преобразований возникают состояния с двумя вихрями противоположной киральности, расположенными один над другим. Другой механизм связан с туннелированием вихря из одной половины стенки в другую через центральную поверхность стенки.

Была обнаружена также зависимость поля бифуркации от полей анизотропии и обмена. Однако эти зависимости не связаны с двумерностью модели, а являются следствием динамического изменения самой структуры стенки, что не учитывается в рамках одномерной модели [140]. Рассмотренная динамическая перестройка ДС приводит к периодическим изменениям скорости доменных стенок со временем. Важно, что такая перестройка происходит в присутствии постоянного магнитного поля, приложенного вдоль оси легкого намагничивания.

Установлено, что, как и в случае одномерных моделей, при изменении скорости со временем из-за наличия прецессии \mathbf{M} вокруг ОЛН с неизбежностью возникает попятное движение стенки, т.е. движение в направлении, обратном предписанному заданным направлением внешнего поля. При этом с увеличением поля доля попятных движений увеличивается. Следовательно, в полях $H > H_c$ с увеличением H скорость ДС уменьшается. В общем случае в области $H < H_c$ вследствие перестройки структуры ДС в точке H_0 скорость стенки может быть немонотонной в зависимости от H . Однако в среднем по промежутку Δt , значительно большему промежутку времени, на котором происходит перестройка структуры стенки при $H = H_0$, скорость стенки увеличивается с ростом магнитного поля.

Таким образом, ясно, что наибольшую скорость доменной стенки в пленке заданной толщины можно достичь в полях, близких к критическому. Причем чем больше константа анизотропии K , тем лучше, однако при этом фактор качества должен оставаться меньшим единицы. Намагниченность насыщения пленки должна соответствовать значению, при котором H_c является максимальным. Для пермалловых пленок с $K = 10^3$ эрг/см³, $A = 2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, $\alpha = 1$ это значение $M_s \approx 1150$ Гс. Благоприятным для

увеличения скорости стенки является наличие поверхностной анизотропии, а также малого поля H_{\perp} ($H_{\perp} \ll H_a$), перпендикулярного оси анизотропии.

С уменьшением параметра затухания пленки движение стенки и при $H > H_c$, и при $H < H_c$ существенно изменяется: помимо основного периодического изменения структуры и скорости стенки с периодом T появляется осцилляционное поведение скорости ДС на долях периода T . При этом частоты субпериодных колебаний на два порядка превосходят частоту $1/T$. Установлено, что субпериодные осцилляции стенки связаны с возбуждением колебаний одних частей ДС относительно других.

Развитие субпериодных колебаний стенки означает, что с уменьшением затухания остановка стенки происходит не только за счет увеличения доли попятных движений, но и вследствие развития высокочастотных внутрстеночных колебаний.

С увеличением магнитного поля период T динамической перестройки структуры доменной стенки растет с уменьшением внешнего магнитного поля. Весьма важным, с точки зрения возможностей экспериментальных исследований динамической перестройки структуры ДС, является замедление роста $T(H)$ при уменьшении параметра затухания прецессии намагниченности в пленке.

Наконец, подчеркнем, что полученные данные указывают на то, что динамические свойства доменных стенок существенно связаны с изменением их внутренней структуры в процессе движения. Двумерные модели ДС предоставляют большие возможности для таких изменений. Что касается одномерных моделей, то они не могут дать адекватное описание нелинейной динамики ДС.

Выражаю благодарность М. Г. Черниковской, чьи замечания существенно улучшили рукопись.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 99-02-16279.

1. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
2. А. Хуберт, *Теория доменных стенок в упорядоченных средах*, Мир, Москва (1977).
3. А. Малоземов, Дж. Слозуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, Москва (1982).
4. Т. О'Делл, *Ферромагнитодинамика*, Мир, Москва (1983).
5. С. Тикадзуми, *Физика ферромагнетизма*, Мир, Москва (1987)

6. Б. Н. Филиппов, А. П. Танкеев, *Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой*, Наука, Москва (1987).
7. В. А. Зайкова, И. Е. Старцева, Б. Н. Филиппов, *Доменная структура и магнитные свойства электротехнических сталей*, Наука, Москва (1992).
8. A. Hubert and R. Schafer, *Magnetic Domains*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1998).
9. A. E. LaBonte, *J. Appl. Phys.* **40**, 2450 (1969).
10. A. Hubert, *Phys. Status Solidi* **32**, 519 (1969).
11. F. Bloch, *Z. Phys.* **74**, 295 (1932).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Phys. Z. Sowjet* **8**, 155 (1935).
13. B. N. Filippov, S. V. Zhakov, and Yu. G. Lebedev, *IEEE Trans. Magn.* **15**, 1849 (1979).
14. Ч. Киттель, в кн.: *Физика ферромагнитных областей*, С. В. Вонсовский (ред.), Изд-во иностр. лит., Москва (1951), с. 19.
15. В. Шюппель, В. Камберский, в кн.: *Тонкие ферромагнитные пленки*, Р. В. Телеснин (ред.), Мир, Москва (1964), с. 105.
16. B. Petek, P. L. Trouilloud, and B. E. Argyle, *IEEE Trans. Magn.* **26**, 1328 (1990).
17. F. H. Liu, M. D. Shultz, and M. H. Kryder, *IEEE Trans. Magn.* **26**, 1340 (1990).
18. R. P. Ferrier, S. McVitie, and W. A. P. Nicholson, *IEEE Trans. Magn.* **26**, 1337 (1990).
19. А. М. Косевич, Б. А. Иванов, А. С. Ковалев, *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*, Наукова думка, Киев (1983).
20. H. J. Williams, F. G. Foster, and E. A. Wood, *Phys. Rev.* **82**, 119 (1951).
21. R. C. Sherwood, J. P. Remeika, and H. J. Williams, *J. Appl. Phys.* **30**, 217 (1959).
22. R. Schäfer and A. Hubert, *Phys. Status Solidi* **A118**, 271 (1990).
23. S. D. Bader, *J. Magn. Magn. Mater.* **100**, 440 (1991).
24. В. И. Петров, Г. В. Спивак, *УФН* **106**, 229 (1972).
25. D. C. Hothersall, *Philos. Mag.* **20**, 89 (1969).
26. G. R. Morrison, H. Gong, J. N. Chapman, and V. Hrniciar, *J. Appl. Phys.* **64**, 1338 (1988).
27. Г. В. Спивак, И. Н. Прилежаева, В. К. Азовцев, *ДАН СССР* **105**, 965 (1955).
28. G. A. Wardly, *J. Appl. Phys.* **42**, 376 (1971).
29. U. Hartmann, *J. Magn. Magn. Mater.* **157**, 545 (1996).
30. J. E. A. Miltat and M. Kleman, *Philos. Mag.* **28**, 1015 (1973).
31. S. Tsukahara and H. Kawakatsu, *J. Phys. Soc. Jpn.* **32**, 1493 (1972).
32. T. Suzuki, K. Suzuki, and Y. Igarashi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **15**, 707 (1976).
33. J. N. Chapman, G. R. Morrison, J. P. Jakubovics, and R. A. Taylor, *J. Magn. Magn. Mater.* **49**, 277 (1985).
34. M. R. Sheinfein, J. Unguris, R. J. Celotta, and D. T. Pierce, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 668 (1989).

35. M. R. Sheinfein, J. Unguris, J. L. Blue, K. J. Coakley, D. T. Pierce, and R. J. Celotta, *Phys. Rev.* **B43**, 3395 (1991).
36. H. Kappert and P. Schmiesing, *Phys. Status Solidi* **A4**, 737 (1971).
37. D. C. Hothersall, *Phys. Status Solidi* **B51**, 737 (1972).
38. C. G. Harrison and K. D. Leaver, *Phys. Status Solidi* **A12**, 737 (1972).
39. T. Suzuki, *Z. Angew. Phys.* **32**, 75 (1971).
40. K. U. Stein and E. Feldtkeller, *J. Appl. Phys.* **38**, 4401 (1967).
41. T. Kasuda, S. Konishi, and Y. Sakurai, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-3**, 286 (1967).
42. K. Takahashi, H. Yamada, and H. Murakami, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-8**, 403 (1972).
43. М. М. Фарзтдинов, *Спиновые волны в ферро- и антиферромагнетиках с доменной структурой*, Наука, Москва (1988).
44. М. М. Фарзтдинов, *Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах*, Наука, Москва (1981).
45. M. A. Shamsutdinov, V. N. Nazarov, and A. A. Khalfina, *J. Magn. Magn. Mater.* **214**, 139 (2000).
46. M. A. Shamsutdinov, A. T. Bikmeyev, B. N. Filippov, and A. A. Khalfina, *J. Magn. Magn. Mater.* **224**, 93 (2001).
47. М. А. Шамсутдинов, В. Н. Назаров, *ФТТ* **43**, 265 (2001).
48. M. E. Schabes and H. N. Bertram, *J. Appl. Phys.* **64**, 1347 (1988).
49. M. E. Schabes, *J. Magn. Magn. Mater.* **95**, 249 (1991).
50. N. A. Usov and S.E. Peschny, *J. Magn. Magn. Mater.* **110**, L1 (1992).
51. A. Aharoni and J. P. Jakubovics, *Philos. Mag.* **B53**, 133 (1986).
52. М. М. Соловьев, *ФММ* **48**, 58 (1979).
53. H. A. M. van den Berg, *J. Appl. Phys.* **60**, 1104 (1986).
54. H. A. M. van den Berg, *J. Appl. Phys.* **62**, 1952 (1987).
55. H. A. M. van den Berg, *J. Appl. Phys.* **52**, 6830 (1981).
56. A. Hubert and M. Ruhrig, *J. Appl. Phys.* **69**, 6072 (1991).
57. M. Rührig, W. Bartsch, M. Vieth, and A. Hubert, *IEEE Trans. Magn.* **26**, 2807 (1990).
58. S. Huo, J. E. L. Bishop, J. W. Tucker, W. M. Rainford, and H. A. Davies, *J. Magn. Magn. Mater.* **177–181**, 227 (1998).
59. A. Hirohata, N. T. Leung, Y. B. Hu, C. C. Yao, W. Y. Lee, and J. A. C. Bland, *IEEE Trans. Magn.* **35**, 3886 (1999).
60. B. N. Filippov, G. A. Shmatov, and A. B. Dichenko, *J. Magn. Magn. Mater.* **88**, 316 (1990).
61. S. Huo, J. E. L. Bishop, J. W. Tucker, W. M. Rainford, and H. A. Davies, *J. Magn. Magn. Mater.* **177–181**, 229 (1998).
62. Y. Nakatani and N. Hayashi, *IEEE Trans. Magn.* **23**, 2179 (1987).
63. Y. Nakatani and N. Hayashi, *IEEE Trans. Magn.* **24**, 3039 (1988).
64. P. Trouilloud and J. Miltat, *J. Magn. Magn. Mater.* **66**, 194 (1967).
65. Л. И. Антонов, С. Г. Осипов, М. М. Хапаев, *ФММ* **57**, 892 (1984).
66. В. К. Раев, Г. Е. Ходенков, *Цилиндрические магнитные домены в элементах вычислительной техники*, Энергоиздат, Москва (1981).
67. Г. Е. Ходенков, *ФТТ* **24**, 134 (1982).
68. A. Thiaville, F. Boileau, J. Miltat, and R. Arnaud, *J. Appl. Phys.* **63**, 3153 (1988).
69. A. Thiaville and J. Miltat, *J. Appl. Phys.* **68**, 2883 (1990).
70. K. Pátek, A. Thiaville, and J. Miltat, *Phys. Rev.* **B49**, 6678 (1994).
71. A. Hubert, *Computer Phys. Comm.* **1**, 343 (1970).
72. A. Hubert, *Czech. J. Phys.* **B21**, 532 (1971).
73. A. Hubert, *Z. Angew. Phys.* **32**, 58 (1971).
74. A. Aharoni, *Phys. Status Solidi* **A18**, 661 (1973).
75. Л. И. Антонов, В. В. Терновский, М. М. Хапаев, *ФММ* **67**, 52 (1989).
76. Л. И. Антонов, С. В. Журавлев, Е. В. Лукашева, А. Н. Матвеева, *ФММ* **12**, 23 (1992).
77. В. С. Семенов, *ФММ* **51**, 1175 (1981).
78. В. С. Семенов, *ФММ* **64**, 838 (1987).
79. Б. Н. Филиппов, Л. Г. Корзунин, *ФММ* **75**, 49 (1993).
80. Б. Н. Филиппов, Л. Г. Корзунин, *Письма в ЖТФ* **20**, 84 (1994).
81. Б. Н. Филиппов, Л. Г. Корзунин, *ЖТФ* **66**, 103 (1996).
82. Б.Н. Филиппов, Л. Г. Корзунин, *ФММ* **81**, 14 (1996).
83. M. LaBrune and J. Miltat, *IEEE Trans. Magn.* **29**, 2569 (1993).
84. K. Ramstock, W. Hartung, and A. Hubert, *Phys. Status Solidi* **155**, 505 (1996).
85. M. Labrune and J. Miltat, *J. Appl. Phys.* **75**, 2156 (1994).
86. M. LaBrune and J. Miltat, *IEEE Trans. Magn.* **26**, 1521 (1990).
87. M. J. Donahue, *J. Appl. Phys.* **83**, 6491 (1998).
88. D. V. Berkov, K. Ramstöck, and A. Hubert, *Phys. Status Solidi* **A137**, 207 (1997).
89. D. V. Berkov, K. Ramstöck, Th. Leibl, and A. Hubert, *IEEE Trans. Magn.* **29**, 2548 (1993).
90. S. W. Yuan and H. N. Bertram, *Phys. Rev.* **B44**, 12395 (1991).
91. Л. И. Антонов, Е. В. Лукашева, Е. А. Мухина, *ФММ* **80**, 5 (1995).
92. H.D. Dietze and H. Thomas, *Z. Phys.* **163**, 523 (1961).
93. R. Collet, *J. Appl. Phys.* **35**, 3294 (1964).
94. W. F. Brown and A. E. LaBonte, *J. Appl. Phys.* **35**, 3294 (1964).

95. W. F. Brown and A. E. LaBonte *J. Appl. Phys.* **36**, 1380 (1965).
96. R. Kirchner and W. Doring, *J. Appl. Phys.* **39**, 855 (1968).
97. A. Holz and A. Hubert, *Z. Angew. Phys.* **26**, 145 (1969).
98. H. Ridel and A. Seeger, *Phys. Status Solidi* **B46**, 377 (1971).
99. L. M. Néel, *Compt. Rend.* **241**, 533 (1955).
100. W. F. Brown, Jr., *Micromagnetics*, Wiley, New York (1963).
101. M. LaBrune and J. Miltat, *J. Magn. Magn. Mater.* **151**, 231 (1995).
102. N. Hayashi, K. Sato, and Y. Nakatani, *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, 6065 (1996).
103. S. W. Yuan and H. N. Bertram, *IEEE Trans. Magn.* **28**, 2031 (1992).
104. J. M. Ball, A. Taheri, and M. Winter, *Calc. Var.* **14**, 1 (2002).
105. B. N. Filippov, L. G. Korzunin, and F. A. Kas-san-Ogly, *Phys. Rev.* **B64**, 104412 (2001).
106. A. Aharoni, *J. Appl. Phys.* **39**, 861 (1968).
107. A. Aharoni, *J. Appl. Phys.* **38**, 3196 (1967).
108. А. Б. Борисов, А. П. Танкеев, А. Г. Шагалов, *ФММ* **60**, 467 (1985).
109. A. S. Kovalev, S. Komineas, and K. G. Mertens, *Abstract Book of EASTMAG-2001*, Inst. of Met. Phys., Ural branch of Rus. Ac. Sc., Ekaterinburg (2001), p. 84.
110. A. S. Kovalev, K. G. Mertens, and J. E. Prilepsky, *Abstract Book of EASTMAG-2001*, Inst. of Met. Phys., Ural branch of Rus. Ac. Sc., Ekaterinburg, (2001), p.101.
111. E. Yu. Vedmedenko, A. Ghazali, and J.-C. S. Levy, *Surf. Sci.* **402–404**, 391 (1998).
112. A. Bogdanov and A. Hubert, *Phys. Status Solidi* **B186**, 527 (1994).
113. D. L. Huber, *Phys. Rev.* **B26**, 3758 (1982).
114. E. E. Huber, D. O. Smith, and T. B. Goodenough, *J. Appl. Phys.* **29**, 294 (1958).
115. S. Middelhoek, *J. Appl. Phys.* **34**, 1054 (1963).
116. Б. А. Лилли, в сб.: *Проблемы современной физики. Ферромагнетизм*, А. П. Комар (ред.), Изд-во иностр. лит., Москва, с. 6.
117. Л. И. Антонов, С. Г. Осипов, М. М. Хапаев, *ФММ* **55**, 917 (1983).
118. L. Néel, *J. Phys. Rad.* **15**, 225 (1954).
119. U Gradmann and Müller, *Phys. Status Solidi* **27**, 313 (1968); C. Chappert and P. Bruno, *J. Appl. Phys.* **64**, 5736 (1988)
120. W. Dahle, W. Göpel, U. Gradmann, and K. Salevski, *Appl. Phys.* **13**, 239 (1977).
121. U. Gradmann and H. J. Elmers, *J. Magn. Magn. Mater.* **206**, L107 (1999).
122. J. Kohlhepp, H. I. Elmers, and U. Gradmann, *J. Magn. Magn. Mater.* **121**, 487 (1993).
123. R. Jungblut, M. T. Jonson, J. van de Stegge, A. Reinders, and F. J. A. den Broeder, *J. Appl. Phys.* **75**, 6424 (1994).
124. B. Shulz and K. Baberschke, *Phys. Rev.* **B50**, 13467 (1994).
125. Ю. А. Корчагин, Р. Г. Хлебопрос, Н. С. Чистяков, *Препринт ИФСО-10Ф*. Ин-т физики им. Л. В. Киренского СО АН СССР, Красноярск (1973).
126. В. А. Игнатченко, Ю. В. Захаров, *ЖЭТФ* **49**, 599 (1965).
127. B. N. Filippov and L. G. Korzunin, *IEEE Trans. Magn.* **29**, 2563 (1993).
128. Л. Г. Корзунин, М. Б. Филиппов, *ФММ* **85**, 30 (1998).
129. A. Hubert, *J. Phys. (Paris)* **32**, C1404 (1970).
130. Е. М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **15**, 97 (1945).
131. Б. Н. Филиппов, С. В. Жаков, Ю. Н. Драгошанский, Ю. Н. Стародубцев, Е. Л. Лыков, *ФММ* **42**, 260 (1976).
132. A. Aharoni and J. P. Jakubovics, *IEEE Trans. Magn.* **26**, 2810 (1990).
133. Б. Н. Филиппов, Л. Г. Корзунин, в кн.: *Магнетизм переходных металлов и сплавов*, Ю. А. Изюмова (ред.), НИСО УрО РАН, Екатеринбург (2000), с. 128.
134. Б. Н. Филиппов, Л. Г. Корзунин, Л. И. Антонов, в сб.: *Новые магнитные материалы микроэлектроники*, УРСС, Москва (2000), с. 504.
135. W. Doring, *Z. Naturforsch.* **3a**, 372 (1948).
136. R. Becker, *Z. Phys.* **133**, 134 (1952).
137. Ч. Киттель, Я. Галт, в кн.: *Магнитная структура ферромагнетиков*, С. В. Вонсовский (ред.), Изд-во иностр. лит., Москва (1959), с. 459.
138. А. Е. Боровик, В. С. Кулешов, М. А. Стржемечный, *ЖЭТФ* **68**, 2235 (1975).
139. L. R. Walker, reported J. F. Dillon, Jr., in: *Mag-netism*, Vol. III, G. T. Rado and H. Shul (eds.), Acad. press, New York (1963), p. 450.
140. N. L. Shryer and L. R. Walker, *J. Appl. Phys.* **45**, 5406 (1974).
141. В. В. Рандошкин, В. Б. Сигачев, *Письма в ЖЭТФ* **42**, 34 (1995).
142. F. H. de Leeuw, van den Doil, and U. Enz, *Rep. Progr. Phys.* **43**, 689 (1980).
143. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, М. В. Четкин, *УФН* **146**, 417 (1985).
144. А. В. Никифоров, В. Б. Сонин, *Письма в ЖЭТФ* **40**, 325 (1984).
145. Л. И. Антонов, А. С. Жукарев, А. Н. Матвеев, П. А. Поляков, *ФММ* **64**, 873 (1987).
146. В. С. Герасимчук, А. Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **103**, 151 (1993).
147. В. Г. Барьяхтар, Ю. И. Горобец, С. И. Денисов, *ЖЭТФ* **98**, 1345 (1990).
148. А. С. Абызов, Б. А. Иванов, *ЖЭТФ* **76**, 1700 (1979).
149. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, А. Л. Сукстанский, *Письма в ЖЭТФ* **27**, 226 (1978).
150. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, *ФММ* **21**, 1334 (1979).
151. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, А. Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **75**, 2183 (1978).

152. С. Г. Осипов, Б. Н. Филиппов, М. М. Хапаев, *ЖЭТФ* **98**, 2354 (1990).
153. В. В. Волков, В. А. Боков, В. И. Карпович, *ФТТ* **24**, 2318 (1982).
154. V. A. Bokov, V. V. Volkov, N. L. Petrichenko, and M. Marysko, *Phys. Status Solidi* **39**, 1112 (1997).
155. В. А. Боков, В. В. Волков, *ФТТ* **39**, 660 (1997).
156. В. С. Горнаков, Л. М. Дедух, Ю. П. Кабанов, В. И. Никитенко, *ЖЭТФ* **82**, 2007 (1982).
157. Л. М. Дедух, В. И. Никитенко, А. А. Полянский, *ЖЭТФ* **79**, 605 (1980).
158. V. S. Gornakov, V. I. Nikitenko, I. A. Prudnikov, and V. T. Synogach, *Phys. Rev.* **B46**, 10829 (1992).
159. В. С. Горнаков, В. И. Никитенко, И. А. Прудников, *Письма в ЖЭТФ* **55**, 44 (1992).
160. Г. С. Кандаурова, *ДАН* **331**, 428 (1993).
161. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Е. П. Николаев, *ЖЭТФ* **103**, 213 (1993).
162. Г. С. Кандаурова, А. Е. Свицерский, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 410 (1988).
163. M. V. Chetkin and Yu. N. Kurbatova, *Phys. Lett.* **A260**, 108 (1999).
164. N. Hayashi, Y. Nakatani, and T. Unoue, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, 366 (1988).
165. Б. Н. Филиппов, Л. Г. Корзунин, *ФТТ* **38**, 2442 (1996).
166. Г. И. Марчук, *Методы вычислительной математики*, Наука, Москва (1989).
167. Б. Н. Филиппов, Л. Г. Корзунин, *ЖЭТФ* **121**, 372 (2002).
168. D. S. Bartran and H. C. Bourne, *IEEE Trans. Magn.* **6**, 743 (1972).
169. М. М. Соловьев, Б. Н. Филиппов, *ФММ* **81**, 49 (1996).
170. М. М. Соловьев, Б. Н. Филиппов, *ФТТ* **39**, 2036 (1997).
171. М. М. Соловьев, Б. Н. Филиппов, *ЖТФ* **70**, 58 (2000).
172. Е. Е. Котова, В. М. Четвериков, *ФТТ* **32**, 12696 (1990).
173. R. A. Kosinski and A. Sukiennicki, *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 128 (1991).
174. P. E. Wigen, H. Doetsch, and Y. Ming, *J. Appl. Phys.* **63**, 4157 (1988).
175. F. Waldner, *J. Magn. Magn. Mater.* **31–34**, 1015 (1983).
176. Б. Н. Филиппов, Л. Г. Корзунин, *Письма в ЖТФ* **27**, 36 (2001).
177. B. N. Filippov, L. G. Korzunin, and F. A. Kas-san-Ogly, *Solid State Commun.* **121**, 55 (2001).
178. B. N. Filippov, L. G. Korzunin, and O. V. Sicheva, to be published in *Phys. Met. Metallog.* **91** (2001).
179. Б. Н. Филиппов, Л. Г. Корзунин, *ФММ* **86**, 26 (1998).
180. А. К. Звездин, *Письма в ЖЭТФ* **31**, 508 (1980).
181. Б. Н. Филиппов, Л. Г. Корзунин, Е. В. Ребрякова, *ФММ* **82**, 5 (1996).
182. Б. Н. Филиппов, Л. Г. Корзунин, Е. В. Ребрякова, *ФММ* **83**, 19 (1977).
183. Б. Н. Филиппов, Л. Г. Корзунин, Е. В. Ребрякова, *ФММ* **84**, 42 (1997).
184. Б. Н. Филиппов, Л. Г. Корзунин, *ФММ* **86**, 24 (1998).

Static properties and nonlinear dynamics of domain walls with the internal vortex structure in magnetic films

B. N. Filippov

The factors responsible for the vortex-structure walls, their energy and static properties are analyzed as a function of the film parameters. It is found how the surface anisotropy and external fields affect these properties it is shown that both one- and two-vortex symmetric and asymmetric walls can be stable. The existence of asymmetric walls is supported by experimental evidence. The dynamic properties of walls with a vortex structure are reviewed. The fields (bifurcation fields) are specified, which, when crossed, cause cardinal changes in the wall structure. The mechanisms of the dynamic transformation of the internal wall structure are described including in particular those related to the creation and annihilation of the vortex-type formations in the walls and to their tunneling through the wall center. The wall transformations due to subperiodical magnetization oscillations are described. The period of dynamic transformations and its singularity character near the bifurcation point are investigated. The non-monotonic dependence of the bifurcation field upon the film thickness, saturation induction, exchange field, attenuation parameter and anisotropy field is described.