

08

## Управляемая спин-поляризованным током динамика доменных стенок в магнитных пленках с плоскостной анизотропией

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

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,  
620990 Екатеринбург, Россия  
e-mail: filbor@imp.uran.ru

(Поступило в Редакцию 29 июня 2015 г.)

Рассмотрено динамическое поведение асимметричных вихревых блоховских и классических одномерных неелевских стенок, управляемое спин-поляризованным током в магнитных пленках с плоскостной анизотропией. Установлено, что достаточно большие скорости стенок (до 100 m/s) можно получить при плотности тока  $j = 10^6 - 10^8$  A/cm<sup>2</sup>. Найдена нелинейная зависимость скорости стенки от толщины пленки и ее линейная зависимость от плотности тока и величины, обратной параметру затухания.

### Введение

На протяжении последних двадцати лет большое значение приобрели исследования явлений, обусловленных влиянием спин-поляризованного тока, связанного с электронами проводимости в металлических и полупроводниковых магнитно-упорядоченных веществах, на динамические свойства локализованных магнитных моментов этих веществ. Выяснилось, что наличие спин-поляризованного тока может приводить к новым явлениям, например к переносу спинового вращающего момента от системы электронов проводимости к системе магнитных моментов, ответственных за ферромагнитные свойства [1,2]. Изучение таких явлений имеет фундаментальное значение для выяснения особенностей взаимодействия между двумя спиновыми подсистемами локализованных  $d(f)$ - и делокализованных  $s$ -электронов в рамках известных моделей  $s-d(f)$ -взаимодействий. Кроме того, такие исследования имеют и большое практическое значение в связи с приложением к устройствам логики и магнитной записи информации. Эти приложения начали развиваться сравнительно недавно [3–5]. Открытие явления переноса вращающего момента оказалось весьма полезным для установления практически важных новых возможностей манипулирования поведением доменных стенок, представляющих неоднородное распределение намагниченности и связанных с системой локализованных магнитных моментов. В таких новых устройствах, как racetrack-память [3] со сверхвысокой плотностью записи информации, передвижение доменных стенок предполагается осуществлять именно с помощью спин-поляризованного тока. В частности, в этой связи по данной тематике были выполнены довольно обширные теоретические и экспериментальные исследования (см. обзоры [6–8] и ссылки в них).

Что касается теории, то здесь прежде всего нужно было установить новые макроскопические уравнения движения намагниченности, фактически представляющие собой обобщение уравнений Ландау и Лифшица [9]. Наиболее полное и последовательное решение этой пробле-

мы принадлежит Li и Zhang [10,11] (см. также обзор [6]). Всего было найдено 4 дополнительных (по сравнению с [9]) вращающих момента [10], из которых в настоящей работе будут рассмотрены только 2: адиабатический и неадиабатический (остальные моменты ведут лишь к перенормировке гиромагнитного отношения и параметра затухания [10]). Первый из них связан с основной частью электронов проводимости, чьи спины подстраиваются к направлению намагниченности  $\mathbf{M}$  ферромагнетика в каждой точке. Неадиабатический момент соответствует вкладу от электронов проводимости, спины которых в какой-то степени разориентированы по отношению к намагниченности  $\mathbf{M}$ . В соответствии с существующими данными [10] сам по себе неадиабатический момент мал по сравнению с адиабатическим. Тем не менее его вклад в скорость доменной стенки оказывается сравнимым со вкладом от адиабатического момента (детали см. в следующем разделе).

В настоящее время наибольшее число теоретических и экспериментальных работ (см., например, [12–17] и обзор [6]) по динамике доменных стенок, управляемой спин-поляризованным током, посвящено изучению доменных стенок в тонких и узких магнитных полосках (нанопроволоках). В таких полосках доменные стенки обладают своей спецификой, заключающейся в том, что соседние домены имеют ориентацию намагниченности  $\mathbf{M}$  в строго противоположных направлениях вдоль образца-полоски (неелевские или вихревые стенки „голова к голове“ и „хвост к хвосту“). Такая доменная структура, естественно, является метастабильной, но из-за наличия большой анизотропии формы она оказывается чрезвычайно устойчивой и по этой причине используется в разрабатываемой racetrack-памяти.

Однако, как уже упоминалось, взаимодействие спин-поляризованного тока с доменной границей имеет и фундаментальное общенаучное значение, так что исследование только стенок частного типа и только в образцах определенной формы в этом плане является явно недостаточным. Это особенно очевидно, если учесть, что в магнитных пленках имеются доменные стенки с

достаточно разнообразной структурой, которая зависит от множества факторов, и в частности от толщины магнитных пленок и их конкретной анизотропии как по характеру, так и по величине. Между тем исследований по управляемой током динамике стенок в магнитных пленках пока проведено мало. Можно указать экспериментальные работы [18,19] для пленок с перпендикулярной анизотропией. При этом в [18] рассмотрен вопрос о величине вклада неадиабатического вращающего момента. В работе [19] найдены зависимости скоростей доменных стенок от плотности тока при разных температурах и оценена величина неадиабатического вращающего момента. Нам не известны численные исследования динамики доменных стенок под действием спин-поляризованного тока в одноосных магнитных пленках с осью анизотропии, лежащей в плоскости пленки (пленки с плоскостной анизотропией), точно учитывающие все основные взаимодействия, включая магнитостатическое. Между тем в таких пленках, как известно, имеется большое разнообразие типов доменных стенок, данные по динамике которых под действием спин-поляризованного тока могут установить новые фундаментальные свойства проводящих ферромагнетиков. К таким стенкам можно отнести, в первую очередь, вихреподобные асимметричные стенки [20]. В них существует несколько разных типов блоховских линий и точек нового типа, возникающих как переходные области между вихревыми участками с разной киральностью [21]. В более тонких пленках существуют стенки с перетяжками [22], а также классические неелевские стенки, которые с увеличением толщины пленок могут переходить в асимметричные неелевские стенки.

Важно прежде всего на основе исследований, точно учитывающих все основные взаимодействия, включая диполь-дипольное, установить общие для всех этих структур закономерности их динамического поведения; выяснить, каким образом управляемая спин-поляризованным током динамика всех этих стенок зависит от материальных магнитных параметров пленки и ее толщины. Полезно установить также общие для всех объектов особенности собственного пиннинга, обнаруженного в частных ситуациях (см., например, [6]). Существенное значение имеет также вопрос о возможности появления под действием спин-поляризованного тока нестационарной динамики стенок с периодическим или хаотическим изменением их скоростей со временем.

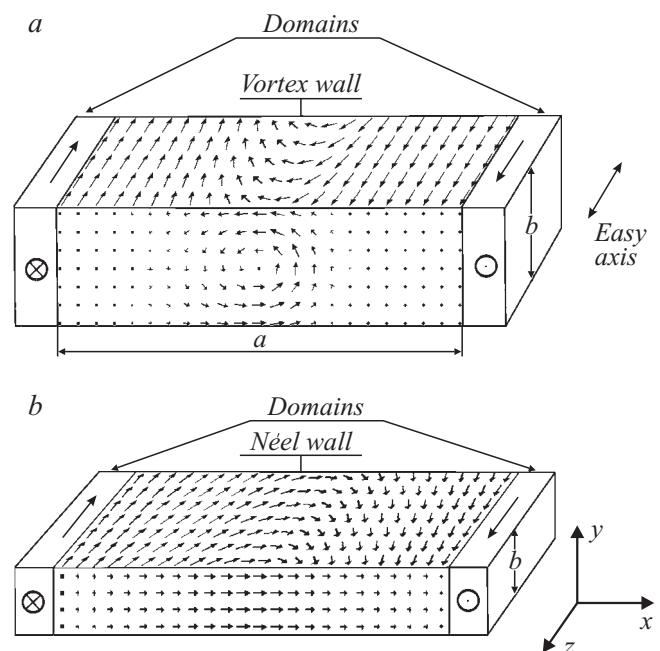
В связи со сказанным, стартуя с настоящей работы, мы начинаем систематические исследования динамики доменных стенок в магнитных пленках с плоскостной, а затем и с перпендикулярной анизотропией, управляемой спин-поляризованным током. Исследования будут выполнены на основе численной минимизации полного функционала энергии магнитной пленки, а также численного решения, модифицированных путем учета спин-поляризованного тока уравнений Ландау и Лифшица. Конкретно в настоящей работе будут представлены результаты исследований стационарной динамики

классических одномерных неелевских и двумерных вихреподобных блоховских стенок в магнитно-одноосных пленках с плоскостной анизотропией [20] в зависимости от плотностей тока, отношения вкладов адиабатического и неадиабатического вращающих моментов. Будут также получены скорости доменных стенок в зависимости от толщин пленок и параметров затухания.

## 1. Постановка задачи

Рассмотрим магнитно-одноосную пленку с плоскостной анизотропией и толщиной  $b$ . Свяжем с осью анизотропии ось  $z$  координатной системы  $xuz$ . Ось  $y$  направим вдоль внешней нормали к верхней поверхности пленки, а ось  $x$  — перпендикулярно к плоскости доменной стенки. Предположим, что пленка содержит 2 домена с намагниченностями, ориентированными вдоль  $z$  (слева) и противоположно  $z$  (справа). Геометрия задачи с распределением намагниченности в стенках двух разных типов представлена соответственно на рис. 1,  $a$  и  $b$ .

Пусть доменная стенка (ДС) сосредоточена в области  $V$  прямоугольного сечения  $D$  в плоскости  $xu$  и размером  $a$  вдоль  $x$ . Предполагаем, что в  $D$  намагниченность  $\mathbf{M} = \mathbf{M}(x, y)$ , что в общем случае соответствует двумерной модели распределения  $\mathbf{M}$ . В частном случае



**Рис. 1.** Структура стенок, динамика которых исследуется под влиянием спинового тока. Стрелками изображена намагниченность в разных точках стенок.  $b$  — толщина пленки. Структура, изображенная на поверхности пленки ( $b$ ), повторяется во всех плоскостях, параллельных плоскости  $xz$ . Структура, изображенная на поверхности ( $a$ ), соответствует только данной поверхности пленки. Видно, что асимметричная вихревая блоховская стенка ( $a$ ) на поверхности пленки имеет структуру, схожую с классической одномерной неелевской стенкой ( $b$ ).

достаточно тонких пленок возникает одномерная неелевская структура, представленная на рис. 1, *b*.

Равновесное распределение  $\mathbf{M}$  может быть найдено путем численной минимизации функционала энергии расчетной области

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

отнесенного к единице длины (вдоль  $z$ ). В (1) первое, второе и третье слагаемые в фигурных скобках представляют плотности обменной, магнитно-анизотропной и диполь-дипольной (в континуальном приближении) энергий соответственно,  $A$  — обменный параметр,  $\mathbf{c}$  — единичный вектор вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН),  $K$  — константа анизотропии,  $M_S$  — намагниченность насыщения,  $\mathbf{H}^{(m)}$  — магнитостатическое поле, определяемое из уравнений магнитостатики с обычными граничными условиями.

При минимизации учитывается постоянство модуля намагниченности ( $M^2 = \text{const}$ ) и следующие условия на границах расчетной области:

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

$$M_z \Big|_{x=\pm a/2} = \pm M_S; \quad M_x \Big|_{x=\pm a/2} = M_y \Big|_{x=\pm a/2} = 0. \quad (3)$$

Численный метод минимизации, используемый нами здесь, развит и подробно изложен в серии наших работ (см., например, [23,24]). В связи с этим мы не будем подробно останавливаться на нем. Заметим лишь, что расчетная область  $D$  разбивается сеткой малых квадратных ячеек. 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  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_S$  можно считать постоянным. Вдоль  $z$   $\mathbf{m} = \text{const}$  (двумерность модели). Ориентация  $\mathbf{M}$  в  $D$  меняется при переходе от ячейки к ячейке. Использовались сетки с разным числом ячеек и разным отношением  $a/b$ . Максимальное число ячеек было  $480 \times 40$ . Отношение  $a/b$  менялось в пределах  $a/b = 4-50$ . В качестве базовых использовались параметры:  $A = 10^{-6}$  erg/cm,  $K = 10^{-3}$  erg/cm<sup>3</sup>,  $M_S = 800$  G, характерные для пермалловых пленок. Типичное используемое значение для линейного размера ячейки было равно примерно 3.5 nm. Этот размер меньше размера абсолютной однодоменности пленки с базовыми параметрами (примерно 5 nm).

С найденными таким образом распределениями намагниченности для исследования динамических свойств

этих распределений использовалось обобщенное на случай наличия спин-поляризованного тока уравнение Ландау и Лифшица с затуханием в форме Гильберта, которое мы записываем в соответствии с результатами [10]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -|\gamma| [\mathbf{M}, \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_S} \left[ \mathbf{M}, \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right] - \frac{b_J}{M_S^2} [\mathbf{M}, [\mathbf{M}, (\mathbf{e} \cdot \nabla) \mathbf{M}]] - \frac{c_J}{M_S} [\mathbf{M}, (\mathbf{e} \cdot \nabla) \mathbf{M}]. \quad (4)$$

Здесь  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  — эффективное магнитное поле, состоящее из эффективных полей неоднородного обменного и магнитно-анизотропного взаимодействий, и магнитостатического поля;  $\alpha$  — константа затухания Гильберта,  $t$  — время,  $\nabla$  — градиент,  $\mathbf{e}$  — единичный вектор вдоль направления тока  $\mathbf{j}_e$  ( $\mathbf{j}_e = \mathbf{e} j_e$ ),  $j_e$  — плотность тока, а величины  $b_J$  и  $c_J$  равны

$$b_J = \frac{P j_e \mu_B}{e M_S (1 + \xi_\tau^2)}, \quad c_J = \xi_\tau b_J, \quad (5)$$

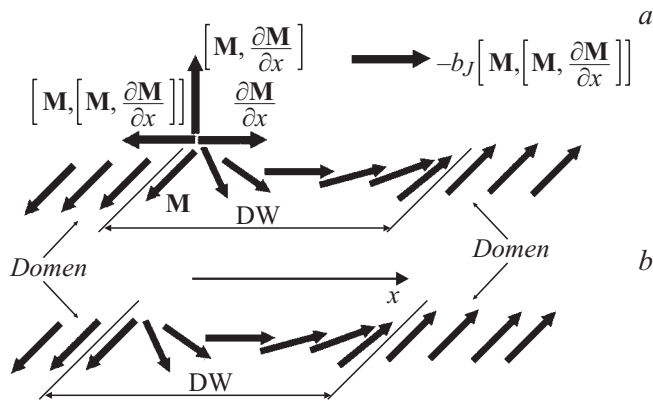
где  $\xi_\tau = (\tau_{ex}/\tau_{sf})$ ,  $\tau_{ex} = (\hbar/S J_{sd})$ ,  $J_{sd}$  — интеграл  $s$ - $d$ -обменного взаимодействия. Обычно  $\tau_{sf}$  называют временем спин-флип релаксации

$$P = \frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{n_\uparrow + n_\downarrow} \quad (6)$$

— величина, описывающая степень спиновой поляризации, причем  $n_\uparrow, n_\downarrow$  — плотности электронов с разными спинами. Значения величин, входящих в  $b_J$  и  $c_J$ , также выбирались характерными для пермалловых пленок [11].

Слагаемое в (4), пропорциональное  $b_J$ , описывает адиабатическую часть вращающего момента. Аналогичное слагаемое было получено также в работе [25]. В этом случае при протекании спин-зависимого тока спиновая система электронов проводимости в каждой точке доменной стенки находится в равновесии с магнитной подсистемой. Слагаемое с  $c_J$  встречалось ранее при исследовании сопротивления в доменной стенке [26]. Оно описывает пространственное несоответствие спинов неравновесных электронов проводимости и локальной намагниченности. Это слагаемое называют неадиабатическим вращающим моментом. Заметим, что момент, пропорциональный  $c_J$ , в  $\xi_\tau \ll 1$  раз меньше момента, пропорционального  $b_J$ , и, казалось бы, он может быть отброшен. Однако такие сравнения и выводы не вполне корректны, поскольку структура этих слагаемых разная, и, следовательно, они независимо друг от друга могут давать вклад в разные явления. В частности, как показано в [10,11], слагаемое с  $c_J$  дает вклад в скорость, который оказывается определяющим. См. также наши результаты ниже.

Далее будет рассмотрена ситуация, когда ток направлен в положительном направлении оси  $x$ . В этом случае выражения для адиабатического  $T_a$  и неадиабатического



**Рис. 2.** Схема, поясняющая на примере одномерной неелевской стенки направления вращающих адиабатического и неадиабатического моментов и направление движения стенки.

вращающих моментов  $T_n$  упрощаются и приобретают вид

$$T_a = -\frac{b_J}{M_S^2} \left[ \mathbf{M}, \left[ \mathbf{M}, \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} \right] \right], \quad T_n = -\frac{c_J}{M_S} \left[ \mathbf{M}, \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} \right]. \quad (7)$$

Поясним кратко механизмы движения ДС под влиянием адиабатического и неадиабатического вращающих моментов. На рис. 2 на частном примере одномерной неелевской стенки изображены направления вращающих моментов в точке пленки с некоторым локальным направлением намагниченности в доменной стенке. Из рисунка видно, что наличие  $T_a$  при  $b_J > 0$  будет приводить к повороту локальных магнитных моментов к направлению тока. В результате, как это видно из сравнения рис. 2, *a* и *b*, центр стенки будет смещаться в сторону, противоположную направлению тока. Такой механизм движения существенно отличается от механизма движения стенки в постоянном магнитном поле, направленном вдоль оси  $z$ .

Аналогично можно видеть, что неадиабатический момент  $T_n$  будет отклонять намагниченность в каждой точке стенки от плоскости пленки, что приведет к возникновению на поверхности пленки магнитостатических полюсов и, следовательно, магнитостатического поля, перпендикулярного этой поверхности. Прецессия намагниченности в каждой точке пленки вокруг этого поля приведет к смещению ее центра. При  $c_J > 0$  это смещение также будет происходить в направлении, противоположном направлению тока. Таким образом, механизм движения стенки под влиянием неадиабатического вращающего момента точно соответствует механизму движения стенки под влиянием внешнего магнитного поля, ориентированного вдоль ОЛН [27].

Для численного исследования поведения доменных стенок уравнение (4) удобно преобразовать к виду, в котором слагаемое, описывающее затухание движения намагниченности, точно соответствует слагаемому, вве-

денному Ландау и Лифшицем. Стандартные преобразования позволяют записать вместо (4) следующее:

$$(1 + \alpha^2) \mathbf{m}_\tau = - \{ [\mathbf{m}, \mathbf{h}] + \alpha [\mathbf{m}[\mathbf{m}, \mathbf{h}]] \} + b_{J1} \{ [\mathbf{m}_\xi + \alpha [\mathbf{m}, \mathbf{m}_\xi]] \} + c_{J1} \{ [\alpha \mathbf{m}_\xi - [\mathbf{m}, \mathbf{m}_\xi]] \}. \quad (8)$$

Здесь

$$b_{J1} = b_J / \gamma M_S b_0, \quad c_{J1} = c_J / \gamma M_S b_0, \quad \mathbf{h} = \mathbf{H}_{\text{eff}} / M_S = \mathbf{h}_e + \mathbf{h}^{(m)} + k_A (\mathbf{m}\mathbf{c}), \quad (9)$$

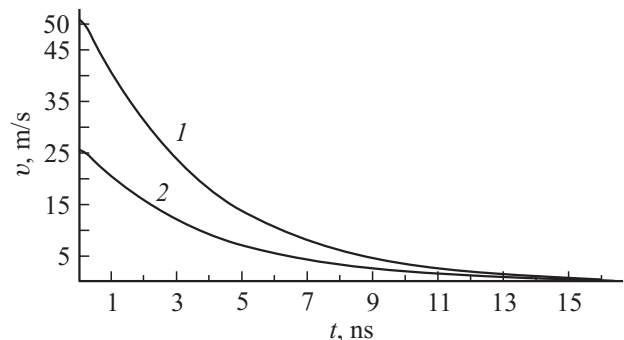
причем

$$\mathbf{h}_e = \frac{\partial^2 \mathbf{m}}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{m}}{\partial \eta^2}, \quad \mathbf{h}^{(m)} = \mathbf{H}^{(m)} / M_S, \quad (10)$$

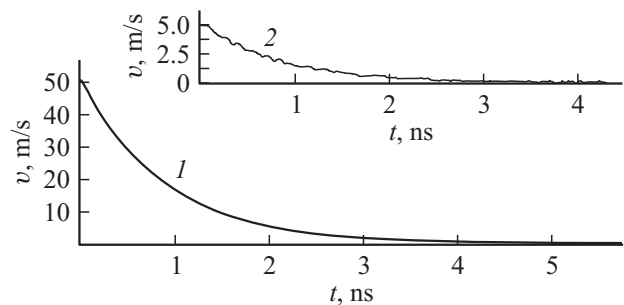
$$k_A = 2K / M_S^2, \quad \xi = x / b_0, \quad \eta = y / b_0, \quad b_0 = (A / M_S^2)^{1/2}, \quad (11)$$

а  $\mathbf{m}_\tau$  и  $\mathbf{m}_\xi$  представляют собой производные от вектора  $\mathbf{m}$  соответственно по безразмерному времени  $\tau = t / \gamma M_S$  и безразмерной координате  $\xi$ .

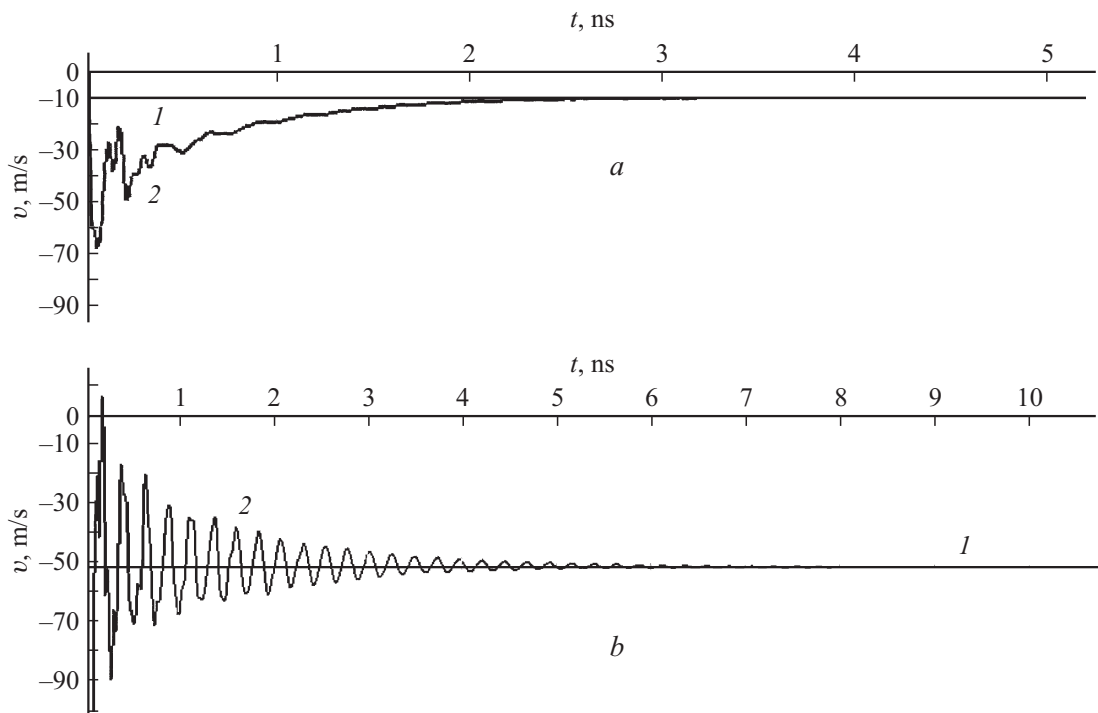
Для численного решения (4) с учетом условий (2) и (3) выбиралась та же пространственная сетка, что и при минимизации функционала  $\gamma_D$ . Использовался метод



**Рис. 3.** Зависимость скорости  $v$  вихреподобной ДС от времени при управлении ее движением с помощью адиабатического вращающего момента при величине плотности тока  $10^8$  (1) и  $5 \cdot 10^7$  A/cm<sup>2</sup> (2) для пленки толщиной 100 nm и с затуханием  $\alpha = 0.01$ . Остальные параметры базовые.



**Рис. 4.** Зависимость скорости  $v$  неелевской ДС от времени при управлении ее движением с помощью адиабатического вращающего момента при величине плотности тока  $10^8$  (1) и  $10^7$  A/cm<sup>2</sup> (2) для пленки толщиной 20 nm и с затуханием  $\alpha = 0.01$ . Остальные параметры базовые.



**Рис. 5.** Зависимость скорости  $v$  вихревой ДС от времени при управлении ее движением с помощью адиабатического и неадиабатического вращающих моментов ( $\xi_r = 0.01$ ) для разных способов получения данных: без возвращения (1) и с возвращением (2) ДС в центр расчетной области при величине плотности тока  $10^8$  А/см<sup>2</sup>, затухании  $\alpha = 0.05$  (а) и  $\alpha = 0.01$  (б) для пленки толщиной 100 нм.

предиктора-корректора [28]. В момент  $\tau = 0$  задается распределение  $\mathbf{m}_0$ , определяемое с помощью численной минимизации энергии (1) ДС. На первом этапе итерационного шага по времени распределение момента  $\mathbf{m}_{n+1}$  определяется согласно формуле

$$\mathbf{m}_{n+1}^* = \mathbf{m}_n + \Delta\tau \mathbf{f}(\tau_n, \mathbf{m}_n) \quad (12)$$

(предиктор), где

$$\begin{aligned} \mathbf{f}(\tau_n, \mathbf{m}_n) = & -\frac{1}{1 + \alpha^2} \left\{ [\mathbf{m}_n, \mathbf{h}_{\text{eff}}(\mathbf{m}_n)] \right. \\ & + \alpha [\mathbf{m}_n, [\mathbf{m}_n, \mathbf{h}_{\text{eff}}]] - b_{J1} (\mathbf{m}_\xi + \alpha [\mathbf{m}, \mathbf{m}_\xi]) \\ & \left. - c_{J1} (\alpha \mathbf{m}_\xi + [\mathbf{m}, \mathbf{m}_\xi]) \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

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

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

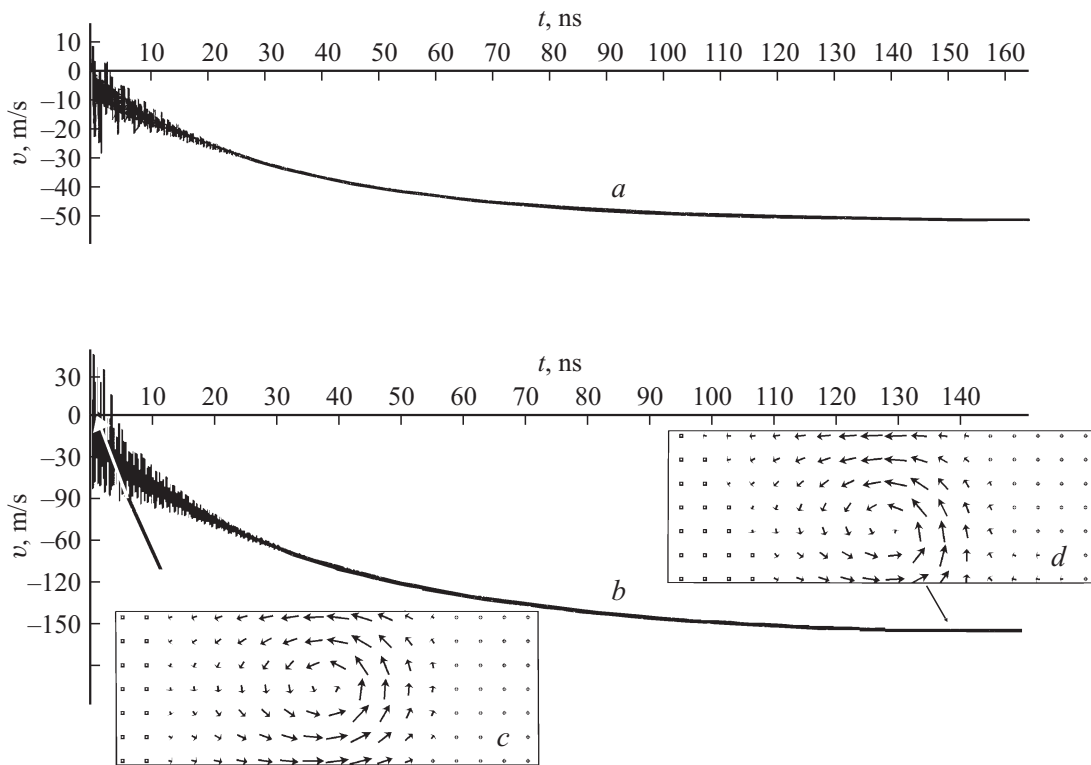
(корректор).

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

## 2. Результаты и их обсуждение

При исследовании мы ограничились интервалами плотности тока  $j = 10^6 - 10^8$  А/см<sup>2</sup>. При  $j$ , меньших по величине, найденные скорости были малы (порядка 1 м/с), поэтому движение при таких  $j$  не рассматривалось. Тем самым пока оставлен без внимания вопрос о пиннинге доменных стенок при малых плотностях тока и возможностях его преодоления путем включения вдоль оси  $z$  еще и постоянного магнитного поля. Кроме того, мы не рассматривали случай, когда возникает нестационарное движение ДС с периодической или хаотической перестройкой распределения намагниченности (например, при дальнейшем увеличении плотности тока).

Как было разъяснено в постановочной части работы, стенка движется в сторону, противоположную направлению тока. Несмотря на кажущуюся возможность различия скоростей асимметричных вихреподобных стенок при замене  $j$  на  $-j$  при управлении их движением с помощью адиабатического момента, никакого различия нами обнаружено не было. Такой вопрос не стоял для неадиабатического момента, поскольку, как было сказано в предыдущем разделе, механизм движения ДС в этом случае аналогичен механизму ее движения во внешнем магнитном поле, направленном вдоль ОЛН. Многочисленные исследования динамики вихреподобных ДС в магнитном поле указанной асимметрии не обнаружили (см., например, обзор [27]). Прежде всего



**Рис. 6.** Зависимость скорости  $v$  вихревой ДС от времени при управлении ее движением с помощью адиабатического и неадиабатического вращающих моментов ( $\xi_r = 0.01$ ) при величине плотности тока  $10^7$  (а) и  $3 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup> (б) для пленки толщиной 100 нм и малым затуханием  $\alpha = 0.001$ . Остальные параметры базовые; *c* — исходная структура стенки (вид в плоскости  $xu$ , см. рис. 1, а), *d* — структура ДС, возникающая при выходе ее на стационарный режим движения со скоростью примерно 150 м/с.

было исследовано движение доменных стенок, связанное с действием адиабатического вращающего момента. На рис. 3 представлена скорость асимметричных вихреподобных доменных стенок, а на рис. 4 — скорости одномерных неелевских ДС в зависимости от времени после мгновенного включения внешнего спин-поляризованного тока.

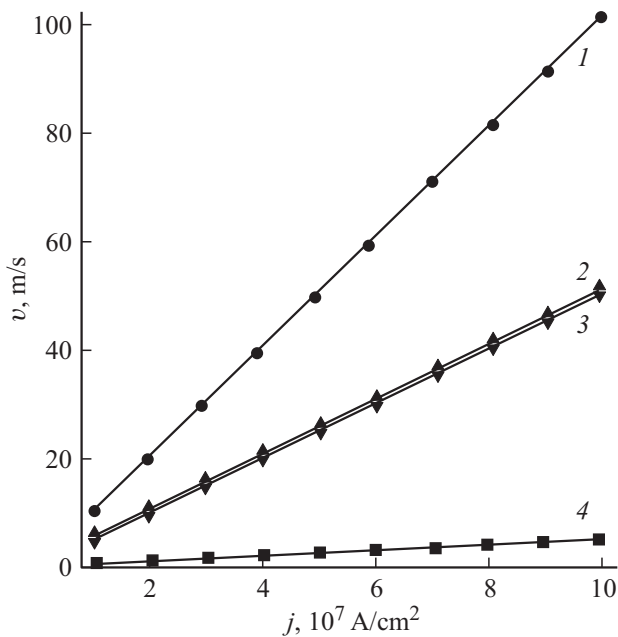
Видно, что независимо от структуры стенки и толщины пленки скорость ДС ведет себя идентичным образом: сначала она сильно возрастает, а затем с течением времени падает до нуля. Такое необычное поведение  $v(t)$  впервые было обнаружено на пленках-полосках (нанопроволоках) с доменными стенками типа „голова к голове“ [11]. Таким образом, можно предполагать, что этот результат является общим для всех геометрий распределения намагниченности, а также для разных типов образцов.

Природа такого поведения стенки была разъяснена в [11] и связана с искажением структуры ДС адиабатическим вращающим моментом. Это искажение таково, что ведет к полному поглощению энергии, сообщаемой стенке через действие данного вращающего момента и, следовательно, к падению скорости ДС до нуля.

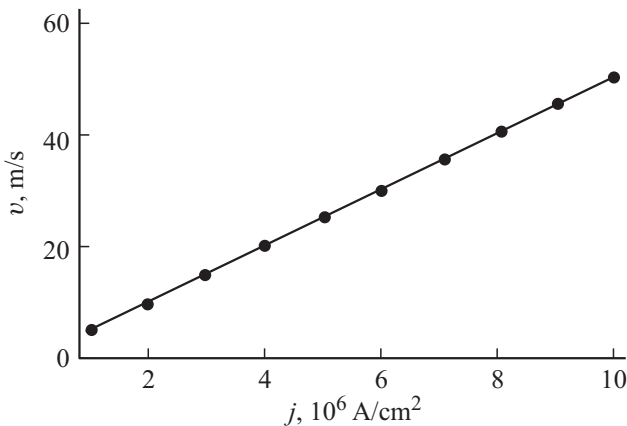
Несмотря на такое необычное поведение скорости стенок, управлять ее движением с помощью спинового

тока возможно при использовании коротких импульсов тока. Так же как и в случае нанопроволок, движение ДС с достаточно большими скоростями (для данных рис. 3 и 4 до 50 м/с) возникает только при достаточно больших плотностях токов, что может приводить к существенному джоулеву нагреву пленки. Так что и в этом плане удобно использовать именно импульсы токов.

Совсем иная ситуация возникает, если наряду с адиабатическим вращающим моментом учесть еще и неадиабатический момент. В этом случае при всех параметрах затухания скорость доменной стенки выходит на насыщение (см. рис. 5 и 6). При этом длительность возникающих переходных процессов существенно зависит от величины параметра затухания  $\alpha$ . Заметим, что при получении всех этих данных нами использована процедура возвращения стенки в центр пленки во избежание ее выхода на границу расчетной области. К сожалению, данная процедура может приводить к дополнительным ошибкам, обусловленным тем, что центр расчетной области в общем случае не является равновесным положением стенки. Однако эти ошибки можно сильно уменьшить, если ширину расчетной области выбирать, например, на порядок величины больше, чем толщина пленки. При этом можно добиться того, чтобы



**Рис. 7.** Зависимость модуля скорости ДС вихревой (1, 2) и одномерной 180-градусной неелевской (3, 4) от плотности тока при отношениях неадиабатического к адиабатическому вращающих моментов  $\xi_r$ , равных 0.02 (1) и 0.01 (2–4) и затуханиях  $\alpha = 0.01$  (1–3) и  $\alpha = 0.1$  (4) для пленки толщиной 100 nm и остальных базовых параметрах.



**Рис. 8.** Зависимость модуля скорости  $v$  вихревой ДС от плотности тока  $j$  для пленки с затуханием  $\alpha = 0.001$ ,  $b = 100$  nm,  $\xi_r = 0.01$ . Остальные параметры базовые.

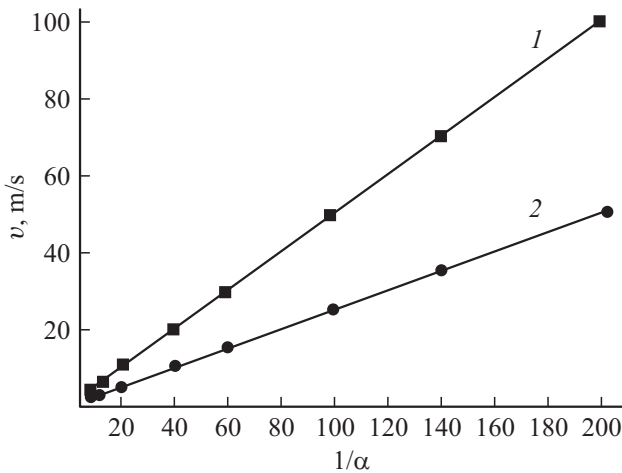
ошибка в определении величины скорости насыщения не превышала долей процентов. Такой вывод можно сделать, сравнив результаты для скорости, полученные при наличии указанной процедуры возвращения стенки, и без таковой. В последнем случае необходимо, чтобы расчетная область была достаточно широкой, и стенка проходила лишь небольшую часть этой расчетной области. К этой ситуации относятся прямые с индексом (1), представленные на рис. 5.

Обратим внимание еще на одно обстоятельство. При получении кривых рис. 5 нами визуально не было замечено никаких изменений структуры асимметричной стенки, типа представленной на рис. 1, *a*. Однако такие изменения на самом деле существуют и заключаются в появлении отличных от нуля компонент намагниченности  $m_x$  в отдельных ячейках и их средних по расчетной области значений. Визуально изменения структуры стенки становятся заметными или при плотностях тока  $j \geq 10^8$  A/cm<sup>2</sup> для веществ с  $\alpha$  порядка 0.01, или при  $j \leq 10^8$  A/cm<sup>2</sup>, но с  $\alpha \ll 0.01$ . В частности, на рис. 6, *d* приведено такое изменение структуры. Здесь отчетливо видно смещение вихря в стенке вниз при данном направлении тока вдоль  $x$ . Такое смещение приводит к появлению отличной от нуля средней по расчетной области компоненты  $m_x$  (равной нулю в статическом случае) и, следовательно, соответствующей компоненты магнитостатического поля, вокруг которой и происходит вращение результирующего вектора намагниченности, приводящее к движению стенки.

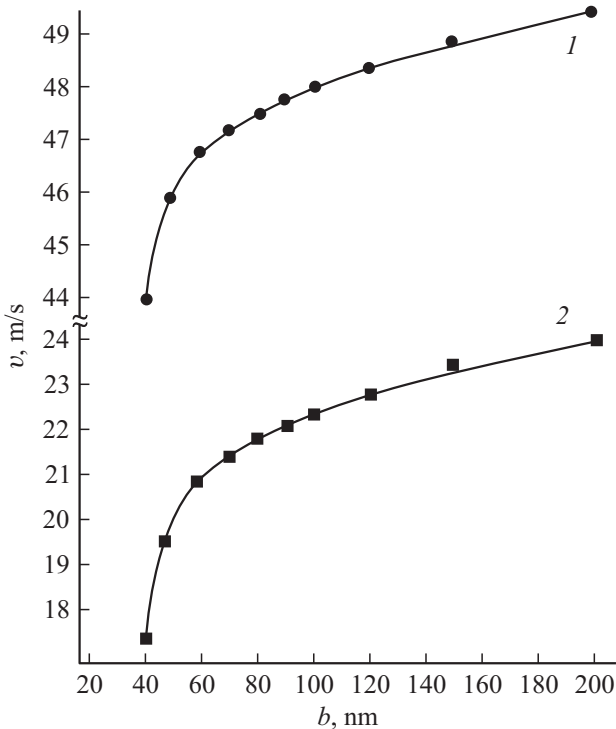
Далее мы рассмотрим зависимости только скоростей насыщения, соответствующих стационарному движению ДС, от параметров материала пленки. На рис. 7 представлена зависимость скорости асимметричных вихреподобных блоховских (1, 2) и одномерных неелевских (3, 4) стенок в зависимости от плотности тока при различном отношении  $\xi_r$  неадиабатического вращающего момента к адиабатическому. Прежде всего видно, что в рассматриваемой области изменения плотности тока все зависимости оказываются линейными. Видно также, что увеличение  $\xi_r$  приводит к увеличению скорости стенок при любых значениях плотности тока. При этом могут быть достигнуты довольно большие скорости движения стенок, правда, при достаточно больших плотностях тока ( $10^8$  A/cm<sup>2</sup>). В связи с этим еще раз отметим, что лучше пользоваться импульсами спинового тока. Однако имеется и другой выход: в подборе веществ с еще меньшим, чем у пермаллоевых пленок, затуханием. В частности, на рис. 8 показана скорость стенки в пленке с  $\alpha = 0.001$ . Трудность такого подбора заключается в том, что вещество должно обладать проводящими свойствами, что не способствует уменьшению затухания.

На рис. 9 приведены данные о зависимости скорости асимметричной блоховской ДС от величины, обратной параметру затухания, для двух различных значений плотностей тока. Аналогичные зависимости имеют место и в случае других плотностей тока из рассмотренного нами диапазона  $10^7$ – $10^8$  A/cm<sup>2</sup>. Линейная зависимость скорости ДС от  $1/\alpha$  является типичной при рассмотрении движения под действием внешнего магнитного поля, направленного вдоль ОЛН. Это говорит о том, что действительно механизм движения ДС под действием неадиабатического вращающего магнитного момента аналогичен их движению под действием внешнего магнитного поля в области полей  $H \ll H_c$ , где  $H_c$  — внешнее магнитное поле, выше которого движение стенки становится нестационарным.

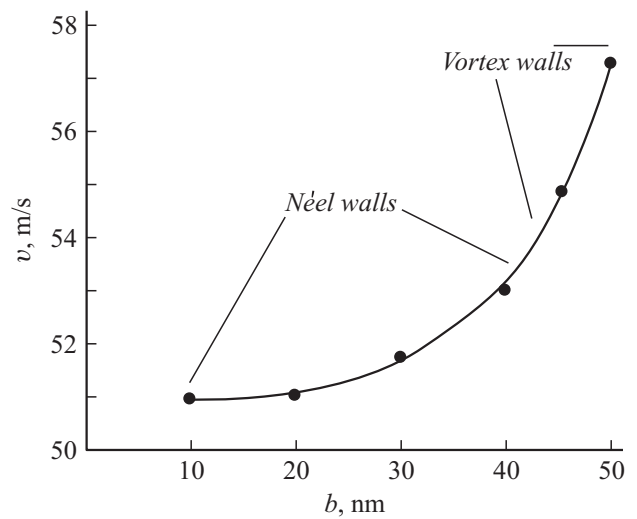
Наконец, нами были рассчитаны скорости доменных границ в зависимости от толщины пленки  $b$  для различных плотностей электрического тока. На рис. 10 приведены типичные зависимости  $v(b)$ . Наиболее интересным свойством этих зависимостей является падение скоростей стенок при уменьшении толщины пленки. Именно такая зависимость возникает при рассмотрении движения асимметричных вихреподобных стенок при воздействии на пленки внешнего магнитного поля, ори-



**Рис. 9.** Зависимость скорости  $v$  вихревой ДС от  $1/\alpha$  для двух величин плотностей тока:  $10^8$  (1) и  $5 \cdot 10^7$  A/cm<sup>2</sup> (2) для пленки толщиной 100 nm,  $\xi_r = 0.01$ . Остальные параметры базовые.



**Рис. 10.** Зависимость скорости  $v$  вихревой ДС от толщины пленки для разных  $j$ :  $10^8$  (1) и  $5 \cdot 10^7$  A/cm<sup>2</sup> (2),  $\xi_r = 0.01$ ,  $\alpha = 0.01$ . Остальные параметры базовые.



**Рис. 11.** Зависимость скорости  $v$  неелевской и вихревой ДС от толщины пленки.  $j = 10^8$  A/cm<sup>2</sup>,  $\xi_r = 0.01$ ,  $\alpha = 0.01$ . Остальные параметры базовые.

ентированного вдоль оси легкого намагничивания [29]. Заметим, что аналогичная зависимость  $v(b)$  была получена экспериментально на пермалловых пленках, например в работе [30] (см. также обзор [31]). Правда, следует отметить, что структура стенки в [30] не исследовалась, но формально предполагалось, что она является одномерной блоховской. Однако это, скорее всего, не так, и следует предполагать, что в пленках рассматриваемых толщин имеются именно асимметричные блоховские стенки. Во всяком случае, наши теоретические данные [29], основанные на учете асимметричной структуры стенки, гораздо лучше описывают зависимость  $v(b)$ , полученную экспериментально в [30].

Несколько неожиданным оказалось увеличение с ростом толщины пленки скорости одномерной неелевской доменной стенки (рис. 11), движущейся под влиянием спин-поляризованного тока, так как при движении ДС под влиянием внешнего поля зависимость  $v(b)$  ведет себя противоположным образом [29]. Такая разница связана, очевидно, с разной структурой вращающих моментов при наличии внешнего поля и спинового тока. Интересно отметить, что зависимость  $v(b)$  для неелевских стенок переходит в соответствующую зависимость для асимметричной вихревой блоховской стенки (две правых крайних точки на рис. 11).

### Заключение

Установлено, что независимо от характера распределения намагниченности в доменной стенке динамическое поведение ДС под действием адиабатического вращающего момента, обусловленного спин-поляризованным током, имеет один и тот же характер, а именно в момент включения поля скорость ДС резко возрастает,



а затем релаксирует до нулевого значения. Имея в виду, что ранее такой эффект был предсказан также и для неелевских стенок типа „голова к голове“ [10], можно предположить, что этот эффект является универсальным, не зависящим ни от структуры стенок, ни от особенностей формы образца и характера анизотропии.

Показано, что при одновременном учете адиабатического  $T_a$  и неадиабатического  $T_n$  вращающих моментов и характерных для магнитно мягких пленок типа пермаллоя значениях затухания ( $\alpha \sim 0.01$ ), интервал плотностей тока  $j$ , в пределах которого скорость доменной стенки становится достаточно большой (до 50 m/s и даже 100 m/s при отношении  $T_n/T_a = 0.02$ ), заключен между  $10^7$  и  $10^8$  A/cm<sup>2</sup>. Такие значения плотностей тока согласуются с целым рядом имеющихся экспериментальных данных (см., например, [32]).

Показано, что интервал плотностей тока, соответствующий существованию указанных больших значений скоростей ДС, можно снизить до  $10^6$ – $10^7$  A/cm<sup>2</sup>, если использовать магнитно-мягкие пленки с  $\alpha = 0.001$ .

Установлено, что во всех рассмотренных интервалах плотностей тока зависимость скорости стенки от  $j$  является линейной в широком интервале затуханий  $\alpha$  от 0.1 до 0.001, а также в рассматриваемом интервале толщин пленок  $b = 10$ – $200$  nm.

Найдено, что как скорость асимметричной вихревой блоховской стенки, так и скорость одномерной классической неелевской ДС растут нелинейно с ростом толщины пленки.

Во всех рассматриваемых интервалах изменения плотностей тока и толщин пленок установлена линейная зависимость скорости стенок от  $1/\alpha$ , что является аналогичным для скоростей стенок разного типа, движущихся под действием внешнего магнитного поля, направленного вдоль ОЛН.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема „Магнит“, № 01201463328).

## Список литературы

- [1] Slonczewski I.C. // JMMM. 1966. Vol. 159. N 1–2. P. L1–L7.
- [2] Berger L. // Phys. Rev. 1996. Vol. 54. N 13. P. 9353–9358.
- [3] Parkin, Hayashi M., Thomas L. // Science. 2008. Vol. 320. N 5873. P. 190–194.
- [4] Hayashi M., Thomas L., Moriya R., Rettner C., Parkin S.S.P. // Science. 2008. Vol. 320. N 5873. P. 209–211.
- [5] Allwood D.A., Xiong G., Faulkner C.C., Atkinson D., Petit D., Corburn R.P. // Science. 2005. Vol. 309. N 5741. P. 1688–1692.
- [6] Tataru G., Kohno H., Shibata J. // Phys. Rep. 2008. Vol. 468. P. 213–301.
- [7] Marrows C.H. // Adv. Phys. 2005. Vol. 54. N 8. P. 585–713.
- [8] Stiles M.D., Miltat J. Spin-Transfer Torque and Dynamics/ Topics in Applied Physics Vol. 101. // Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II eds B. Hillebrands A. Berlin, Heidelberg: Thiaville Springer, 2006. P. 225–306.
- [9] Landau Л.Д., Лифшиц Е.М. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел // Л.Д. Ландау. Собр. тр. М.: Наука, 1969. Т. 1. С. 128–143.
- [10] Zhang S., Li Z. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 93. N 12. P. 127 204(1–4).
- [11] Li Z., Zhang S. // Phys. Rev. 2004. Vol. 70. P. 024 417(1–10).
- [12] Krüger B., Pfannkuche D., Bolte M., Meier G., Merkt U. // Phys. Rev. 2007. Vol. 75. N 5. P. 054 421 (1–9).
- [13] Wang K.Y., Irvine A.C., Campion R.P., Foxon C.T., Wunderlich J., Williams D.A., Gallagher B.L. // JMMM. 2009. Vol. 321. P. 971–973.
- [14] Jung S.-W., Kim W., Lee T.-D., Lee K.-J., Lee H.-W. // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92. N 20. P. 202 508 (1–3).
- [15] Heyne L., Kläui M., Backes D., Möhrke P., Moore T.A., Kimling J.G., Boule O., Rüdiger U., Heyderman L.J., Rodriguez A.F., Nolting Kirsch F.K., Mattheis R. // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 103. P. 07D928 (1–3).
- [16] Yamanouchi M., Chiba D., Matsukura F., Dietl T., Ohno H. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96. P. 096 601 (1–4).
- [17] Tsai J.L., Yao Y.D., Lee S.F., Liou Y., Chen T.Y., Cheng K.W. // IEEE Trans. Mag. 2005. Vol. 41. N 10. P. 2627–2629.
- [18] Burrowes C., Mihai A.P., Ravelosona D., Kim J.-V., Chappert C., Vila L., Marty A., Samson Y., Garcia-Sanchez F., Buda-Prejbeanu L.D., Tudosa I., Fullerton E.E., Attané J.-P. // Nature Physics. 2010. Vol. 6. P.17–20.
- [19] Adam J.-P., Vernier N., Ferré J., Thiaville A., Jeudy V., Lemaitre A., Thevenard L., Faini G. // Phys. Rev. 2009. Vol. 80. N 19. P. 193 204 (1–4).
- [20] La Bonte A.E. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 6. P. 2450–2458.
- [21] Зверев В.В., Филиппов Б.Н. // ЖЭТФ. 2013. Т. 144. Вып. 1(7). С. 126–140.
- [22] Huber E.E., Smith D.O., Goodenough J.B. // J. Appl. Phys. 1958. Vol. 29. N 3. P.294–295.
- [23] Филиппов Б.Н., Корзунин Л.Г. // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. С. 372–387.
- [24] Filippov B.N., Korzunin L.G., Kassan-Ogly F.A. // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. P. 104 412–104 422.
- [25] Bazaliy Ya.B., Jones B.A., Zsang S.-C. // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 57. N 6. P. R3213–R3216.
- [26] Tataru G., Fukuyama H. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. N 19. P. 3773–3776.
- [27] Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1989. 456 с.
- [28] Филиппов Б.Н. // ФНТ. 2002. Т. 28. Вып. 10. С. 3–42.
- [29] Корзунин Л.Г., Дубовик М.Н., Филиппов Б.Н. // ФТТ. 2010. Т. 52. Вып. 10. С. 1959–1966.
- [30] Konishi S., Fujita S., Kusuda T. // IEEE Trans. Magn. 1972. Vol. 8. N 3. P. 316–318.
- [31] Волков В.В., Боков В.А. // ФТТ. 2008. Т. 50. Вып. 2. С. 193–221.
- [32] Yamaguchi A., Ono T., Nasu S., Miyake K., Mibu K., Shinjo T. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. P. 077 205.