

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ С ПОПЕРЕЧНЫМИ СВЯЗЯМИ

М. Н. Дубовик^{a,b}, В. В. Зверев^b, Б. Н. Филиппов^{a,b}*

^a *Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук
620990, Екатеринбург, Россия*

^b *Уральский федеральный университет
620002, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 28 октября 2015 г.

На основе микромагнитного моделирования при строгом учете всех основных взаимодействий (обменно-го, магнитно-анизотропного и магнитостатического) проведено исследование динамического поведения доменной границы с поперечными связями (перетяжками) в тонких магнитно-одноосных ферромагнитных пленках с плоскостной анизотропией. Установлено, что особенности движения таких доменных границ тесно связаны с поведением топологических дефектов распределения намагниченности: рождением, движением и аннигиляцией пар вихрей и антивихрей на поверхности пленки, а также блоховских точек. Установлены три различных режима движения: стационарный, периодический и турбулентный, каждый из которых реализуется в определенной области полей, ориентированных вдоль оси легкого намагничивания. Показано, что наблюдаемые экспериментально динамические изгибы границ с поперечными связями обусловлены характером движения вихрей и антивихрей. Вычислены скорости движения доменных границ в разных режимах, а также детально проанализированы динамические конфигурации намагниченности и существующие динамические переходы между ними.

DOI: 10.7868/S0044451016070117

гут иметь характер сложных структурных перестроек и сопровождаться генерацией спиновых волн.

1. ВВЕДЕНИЕ

Значительное внимание, уделяемое в последние годы изучению динамики локализованных микромагнитных структур в наноразмерных элементах (дисках, пластинах) [1–14], связано с возможностью их использования в устройствах записи и хранения информации. Динамические процессы такого типа представляют интерес и с фундаментальной точки зрения, поскольку они сопровождаются динамическими топологическими перестройками распределения намагниченности \mathbf{M} . В достаточно хорошо изученных образцах в виде нанодисков [1–10] при определенном соотношении размеров диска и параметров материала [15] существуют одиночные вихри намагниченности с направлением \mathbf{M} в центральной части («коре») вихря, перпендикулярным плоскости диска. В работах [1–10] было показано, что, несмотря на пространственную ограниченность нанодиска, процессы, связанные с его перемагничиванием, мо-

В работах [13, 14] рассмотрена динамика намагниченности в сильно вытянутых прямоугольных полосках («наострайпах»), изготовленных из пермаллоевой пленки толщиной 10 нм. В таких образцах из-за анизотропии формы намагниченности соседних доменов направлены противоположно друг другу вдоль длинной стороны страйпа. Таким образом между этими доменами возникают доменные границы (ДГ) типа «голова к голове» и «хвост к хвосту» [13, 14]. При приложении вдоль длинной стороны страйпа внешнего поля начинается движение ДГ, приводящее к уменьшению суммарной зеемановской энергии, которая рассеивается благодаря механизмам диссипации. Рассматривая динамику намагниченности в нанодисках и наострайпах, необходимо иметь в виду, что мы имеем дело с динамическими процессами различного типа. Перемагничивание нанодиска наступает вследствие короткого переходного процесса, связывающего два метастабильных состояния. Наострайп, в котором время движения ДГ в постоянном поле определяется его длиной и

* E-mail: dubovik@imp.uran.ru

может быть достаточно большим, следует рассматривать как открытую диссипативную неравновесную (потокую) систему. Для динамики таких систем характерно возникновение регулярных и нерегулярных нестационарных режимов движения ДГ, связанное с неустойчивостью стационарного состояния [16]. В поле $H < H_c$ доменная граница движется стационарно. Здесь H_c — некоторое критическое значение H , при котором нарушается баланс вращающего момента, действующего на намагниченность в ДГ. При превышении H_c возникает первый нестационарный режим движения. Это режим регулярных колебаний скорости ДГ с периодической перестройкой распределения \mathbf{M} в ДГ. Заметим, что переход к первому нестационарному режиму был установлен еще для случая одномерной ДГ в неограниченном образце [17]. В работе [17] было показано, что колебания скорости обусловлены прецессией \mathbf{M} вокруг внешнего поля \mathbf{H} (наряду с прецессией вокруг направления движения ДГ), возникающей при $H > H_c$. В нанострайпе с ростом H движение ДГ, имеющей двумерное распределение \mathbf{M} , усложняется: регулярный нестационарный режим движения сменяется хаотическим (турбулентным). При этом динамика намагниченности приобретает следующий характер: «медленные» стадии плавного изменения распределения \mathbf{M} с определенным числом вихрей и антивихрей перемежаются «быстрыми» процессами рождения и аннигиляции пар вихрь–антивихрь.

Заметим, что магнитные структуры в нанодисках и нанострайпах сравнительно просты; к тому же возможность их перемещения ограничена размерами образца, по порядку величины близкими к критическому размеру однодоменности. В работе [18] было выполнено трехмерное моделирование некоторых динамических режимов движения вихревой ДГ в пермаллоевой пленке толщиной 100 нм. ДГ двигалась в постоянном магнитном поле, параллельном оси легкого намагничивания (ОЛН), лежащей в плоскости пленки. Динамика намагниченности в такой системе на качественном уровне подобна динамике намагниченности в нанострайпе, однако наблюдается значительно большее разнообразие типов динамического поведения. Это объясняется тем, что распределение намагниченности в пленке такой толщины является существенно трехмерным. При этом возможно существование вихрей и антивихрей на поверхностях, а также блоховских (сингулярных) точек (СТ) в объеме пленки. При движении ДГ эти структуры могут рождаться, аннигилировать и смещаться в различных направлениях. Было показано, что имеется существенно боль-

шее по сравнению с рассмотренными ранее случаями количество типов «быстрых» процессов, ответственных за динамические перестройки топологической структуры намагниченности. При их протекании может меняться число вихрей (антивихрей) на границах пленки и число СТ в теле пленки. Допустимы только процессы, удовлетворяющие законам сохранения топологических инвариантов двух типов — числа вращения и скирмионного числа [19–21] (формулы для вычисления топологических инвариантов приведены ниже).

Относительная сложность топологических перестроек в пленках с трехмерным распределением намагниченности в ДГ указывает на то, что имеет смысл отдельно рассмотреть образец, по своим размерам занимающий промежуточное положение между такими пленками и тонкими нанострайпами. В качестве такого промежуточного случая в данной работе рассмотрена динамика ДГ в двумерно-протяженной пленке существенно меньшей толщины, в которой существуют так называемые ДГ с поперечными связями (ДГПС) или ДГ с «перетяжками» [22–27]. Такая ДГ имеет периодичную структуру вдоль ОЛН и состоит из чередующихся фрагментов неелевских стенок с разной киральностью. В местах «стыковки» неелевских фрагментов на поверхностях пленки формируются вихревые и антивихревые распределения намагниченности \mathbf{M} . Таким образом, уже начальное распределение намагниченности в ДГ имеет вид цепочки вихрей и антивихрей. Показано [22, 27], что в тонких пленках эти вихри и антивихри являются сквозными по толщине в отличие от случая толстых пленок [21]. Согласно экспериментальным данным, ДГ с поперечными связями существуют в диапазоне толщин пермаллоевых пленок приблизительно 20–90 нм (см., например, [23, 26]). Микромагнитные расчеты [22, 27] дают меньшую нижнюю границу (около 10 нм). В более тонких пленках стабильны одномерные неелевские ДГ.

Интерес к динамике стенок с перетяжками во внешних полях, приложенных параллельно и перпендикулярно ОЛН, возник достаточно давно (см., например, экспериментальные работы [28, 29] и ссылки в них). Эти исследования были инициированы, в частности, интересом к процессу сползания ДГ. Наблюдались изгиб доменной границы под действием внешнего поля вдоль ОЛН, гистерезисная перестройка структуры стенки со смещением поверхностных вихрей в поле, перпендикулярном ОЛН. Кроме того, был обнаружен глубокий минимум подвижности стенок в зависимости от толщины

пленок, который ряд авторов связывает именно с движением стенок с перетяжками (см., например, [30, 31]). В более современных исследованиях [11, 12] показано, что ориентация намагниченности в корях вихрей и антивихрей играет большую роль в динамике намагниченности при приложении внешнего поля перпендикулярно ОЛН.

В данной работе рассматривается движение ДГ с поперечными связями во внешнем постоянном магнитном поле, направленном вдоль ОЛН. В зависимости от величины внешнего поля и исходной структуры ДГ получены стационарный и нестационарный (периодический и турбулентный) режимы движения. Детально изучен механизм стационарного движения ДГ с перетяжками. При нестационарном движении происходят топологические перестройки распределения \mathbf{M} , подобные полученным ранее для случая более толстых пленок [18] и при других геометриях задачи [1–10, 13, 14].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим магнитно-одноосную ферромагнитную пленку с осью легкого намагничивания, параллельной поверхности. Выделим в ней расчетную область в форме прямоугольного параллелепипеда, в пределах которого введем поле намагниченности $\mathbf{M}(x, y, z)$. Размеры параллелепипеда, соответствующего фрагменту ферромагнитной пленки, вдоль осей координат обозначим L_x , L_y (толщина пленки) и L_z . Ось z ориентирована вдоль ОЛН. В начале расчета задается распределение намагниченности, грубо имитирующее структуру 180-градусной доменной границы с перетяжками. При этом

$$\mathbf{M}(x = 0) = (0, 0, -M_S), \quad \mathbf{M}(x = L_x) = (0, 0, M_S),$$

где M_S — намагниченность насыщения. Далее выполняется минимизация функционала полной энергии расчетной области:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \int_0^{L_x} dx \int_0^{L_y} dy \int_0^{L_z} dz \cdot f, \\ f &= \frac{A}{M_S^2} \left[\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial z} \right)^2 \right] - \\ &\quad - \frac{K}{M_S^2} M_z^2 - \frac{1}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}^{(m)} - \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}. \end{aligned} \quad (1)$$

Слагаемые в f представляют собой (слева направо) плотности энергий обменного, магнитно-анизотропного, диполь-дипольного (в контину-

альном приближении) и зеемановского взаимодействий соответственно. Значения параметров материала пленки были выбраны близкими к характерным для пермаллоя: обменный параметр $A = 1.3 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, константа одноосной анизотропии $K = 10^3$ эрг/см³, намагниченность насыщения $M_S = 800$ Гс. Минимизация энергии (1) выполнялась при внешнем поле $\mathbf{H} = 0$. Расчетная область была разбита на $N_x \times N_y \times N_z$ кубических ячеек; направление \mathbf{M} считалось постоянным в пределах каждой ячейки. Магнитостатическое поле $\mathbf{H}^{(m)}$ рассчитывалось на основе решения уравнений магнитостатики [32, 33]. На поверхностях $x = 0$, $x = L_x$, $y = 0$, $y = L_y$ выполнялись граничные условия, соответствующие незакрепленной намагниченности [34]. Вдоль оси z , если не оговорено особо, накладывались периодические граничные условия [35], что соответствует пленке, бесконечно длинной по оси z . В случаях, когда рассматривался конечный фрагмент пленки, на поверхностях $z = 0$, $z = L_z$ намагниченность также считалась незакрепленной. Минимизация выражения (1) позволяет получить равновесное распределение \mathbf{M} и соответствующее значение $\varepsilon = \varepsilon_{min}$. При проведении большей части расчетов использовался размер сторон ячеек сетки $\Delta = 3.125$ нм, не превышающий размера абсолютной однодоменности для данных параметров материала.

Примером результата минимизации выражения (1) может служить распределение \mathbf{M} , представленное на рис. 1а, где изображен фрагмент стенки с перетяжками с одним вихрем и одним антивихрем. Распределение получено на сетке $320 \times 6 \times 352$. Это соответствует толщине пленки $L_y \sim 20$ нм, при которой направление \mathbf{M} слабо зависит от y (по крайней мере, при $\mathbf{H} = 0$). Подробнее о структуре стенки с поперечными связями см. [22, 27]. Отметим, что размер расчетной области по оси z не является произвольным, а соответствует равновесному периоду структуры стенки с перетяжками, определяемому балансом магнитостатической и обменной энергий. Для его вычисления проводилась серия расчетов при разных L_z и отыскивался минимум зависимости $\varepsilon_{min}(L_z)$, подробнее см. [27].

Рассчитанное статическое распределение \mathbf{M} принималось за начальное при моделировании движения доменной границы во внешнем поле \mathbf{H} , направленном вдоль оси z . Моделирование проводилось путем численного решения уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта

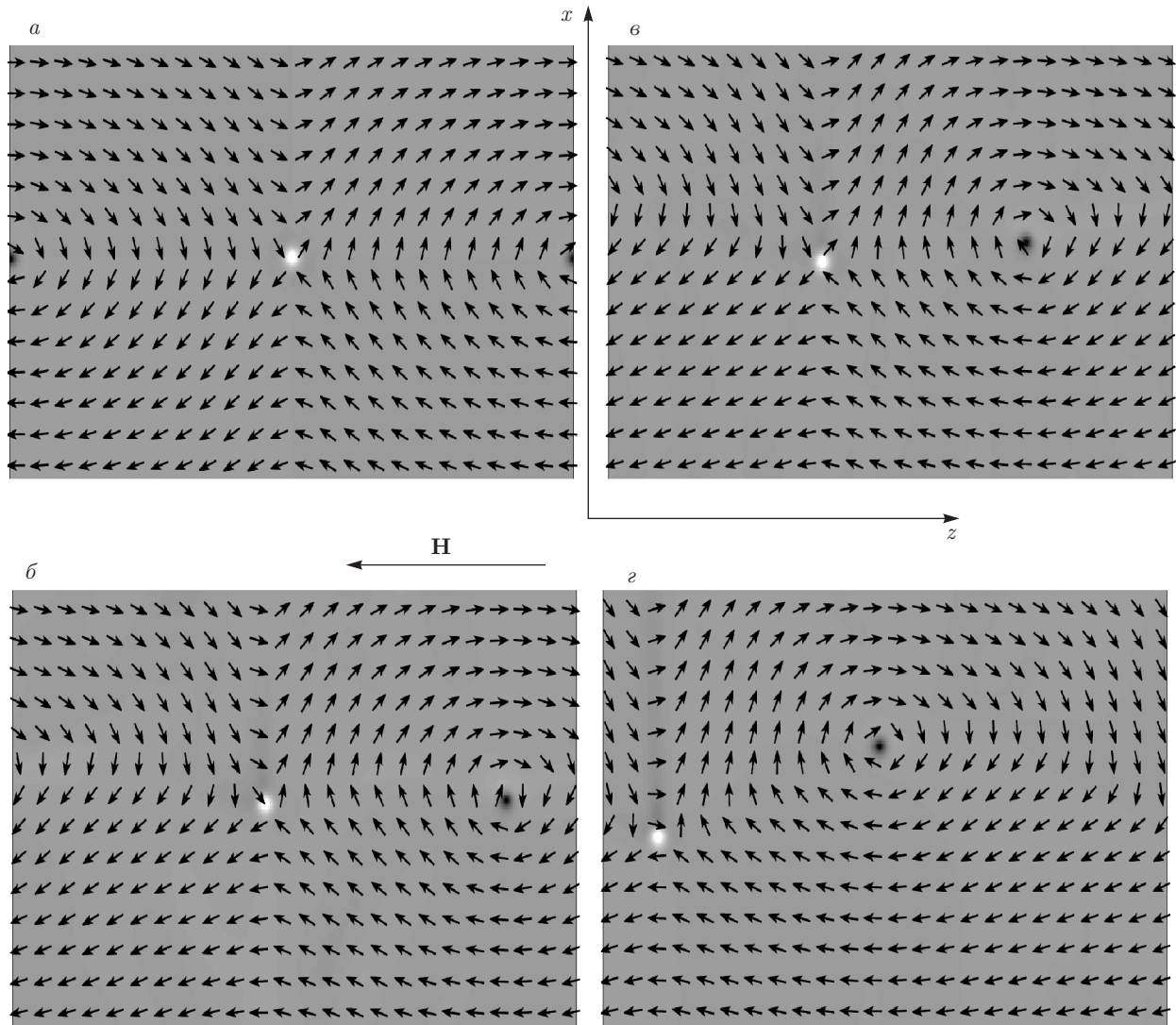


Рис. 1. Фрагменты структуры ДГ с поперечными связями, движущейся в поле $H = 50$ Э, ориентированном в отрицательном направлении оси z , в моменты времени $t = 0$ (а), 7 нс (б), 15 нс (в), 35 нс (г). Показано распределение \mathbf{M} в плоскости xz . Изменение цвета фона от белого к черному соответствует изменению M_y от M_S до $-M_S$

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{M}} &= -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{eff}] + \frac{\alpha}{M_S}[\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}], \\ \mathbf{H}^{eff} &= -\frac{\delta f}{\delta \mathbf{M}} \end{aligned} \quad (2)$$

с дискретизацией на той же пространственной сетке и с параметром затухания $\alpha = 0.01$. Поскольку выход движущейся ДГ на край расчетной области ограничивает время наблюдения, применялась процедура смещения расчетной области вместе со стенкой таким образом, чтобы выполнялось условие для усредненной компоненты намагниченности $\langle M_z \rangle = 0$. Скорость движения ДГ рассчитывалась по данным о смещениях. Были рассмотрены значения $H = |\mathbf{H}|$, не превышающие 100 Э.

Для проведения расчетов использовались пакет программ mshax3 [36] и суперкомпьютер «Уран» ИММ УрО РАН.

Для определения мгновенных положений центров вихрей и антивихрей на граничных поверхностях пленки по данным о намагниченности численно рассчитывались значения числа вращения [17, 20]:

$$j(\zeta) = \frac{1}{2\pi} \oint_{\Gamma(\zeta)} d\tau \left(\tilde{m}_z \frac{\partial \tilde{m}_x}{\partial \tau} - \tilde{m}_x \frac{\partial \tilde{m}_z}{\partial \tau} \right),$$

$$\tilde{\mathbf{m}} = \frac{\mathbf{M}_\perp}{|\mathbf{M}_\perp|}, \quad \mathbf{M}_\perp = \mathbf{M} - \mathbf{j}(\mathbf{M} \cdot \mathbf{j}).$$

Величина $j(\zeta)$ равна числу полных оборотов, совершаемых проекцией намагниченности $\hat{\mathbf{m}}$ на граничную плоскость, при однократном обходе замкнутого контура $\Gamma(\zeta)$, лежащего на этой плоскости (здесь \mathbf{j} — орт оси y ; $j(\zeta) > 0$, если обход контура $\Gamma(\zeta)$ и вращение $\hat{\mathbf{m}}$ являются сонаправленными; $j(\zeta) < 0$ в противном случае). Чтобы найти z -координату центра вихря или антивихря, лежащего на верхней поверхности пленки, следует выбрать контур $\Gamma(\zeta)$ в виде прямоугольника с вершинами $(0, L_y, 0)$, $(L_x, L_y, 0)$, $(0, L_y, \zeta)$ и (L_x, L_y, ζ) [18]. В процессе изменения ζ от 0 до L_z каждый раз, когда параметр ζ становится равным z -координате центра вихря или антивихря, на графике $j(\zeta)$ происходит скачок на ± 1 .

В случаях, когда в процессе движения возникала блоховская точка, ее пространственное положение определялось путем расчета значений топологического инварианта, имеющего смысл степени отображения замкнутой поверхности $S(\zeta)$ в координатном пространстве на сферу $|\mathbf{M}| = M_S$ и часто называемого скирмионным числом [17]:

$$\chi(\zeta) = \frac{1}{4\pi M_S} \iint_{S(\zeta)} \frac{[\nabla M_\alpha \times \nabla M_\beta]}{M_\gamma} ds.$$

Здесь индексы выбираются в виде $(\alpha, \beta, \gamma) = (x, y, z), (y, z, x), (z, x, y)$. Интегрирование проводилось по граничным поверхностям параллелепипедов с гранями, параллельными граничным поверхностям образца. Для отыскания z -координаты блоховской точки нужно выполнять интегрирование по границам $S(\zeta)$ параллелепипедов $V(\zeta) = ((x, y, z), x \in [0, L_x], y \in [0, L_y], z \in [0, \zeta])$ [18]. Меняя ζ от 0 до L_z , можно наблюдать на графике $\chi(\zeta)$ скачок ± 1 при совпадении ζ с z -координатой блоховской точки. Другие координаты можно найти аналогичным образом.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Стационарное движение

Для параметров, указанных в предыдущем разделе, и начального распределения, соответствующего рис. 1а, было исследовано движение доменной границы под действием внешнего поля $\mathbf{H}(0, 0, H)$. В случае полей, меньших некоторой критической величины H_c (для рассматриваемых здесь параметров $H_c \sim 70$ Э), с течением времени скорость ДГ стремится к определенному установившемуся значению v_S и движение становится стационарным (рис. 2). Зависимость $v_S(H)$ показана на рис. 3. Микромаг-

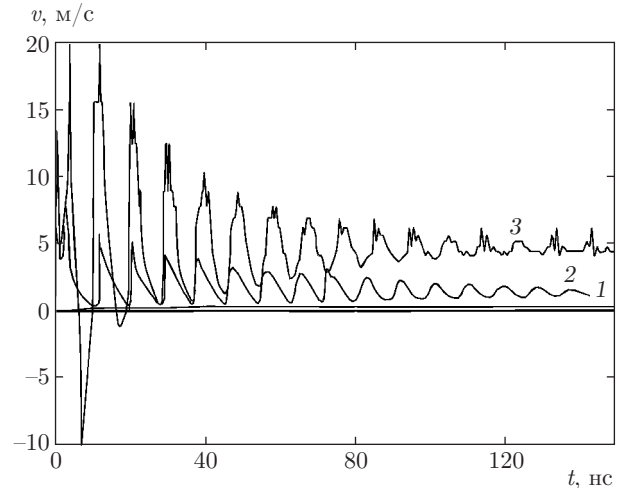


Рис. 2. Зависимости мгновенной скорости движения ДГ с поперечными связями от времени для $H = 5$ Э (1), 20 Э (2), 50 Э (3). Начальное распределение соответствует рис. 1а

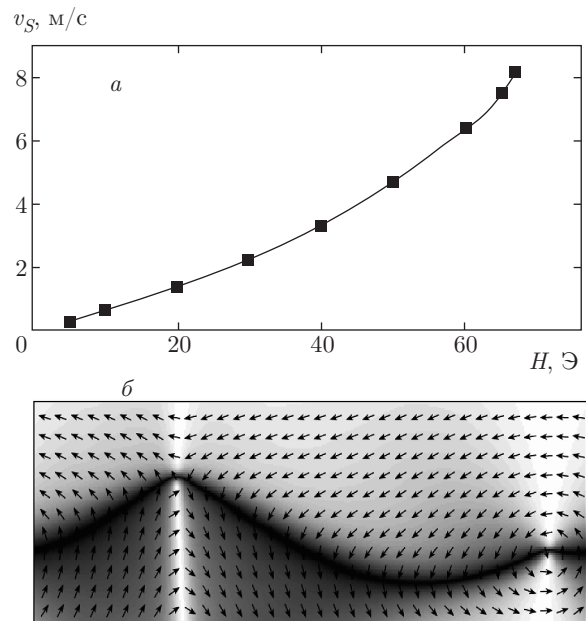


Рис. 3. а) Зависимости предельной скорости v_S стационарного движения ДГ с поперечными связями от абсолютной величины внешнего поля H . Начальное распределение соответствует рис. 1а. б) Фрагмент распределения \mathbf{M} на поверхности пленки в ДГ, движущейся в поле $H = 60$ Э, в момент времени $t = 12$ нс. Изменение цвета фона от белого к черному соответствует изменению $|M_z|$ от M_S до нуля; таким образом, черная линия соответствует центру доменной границы

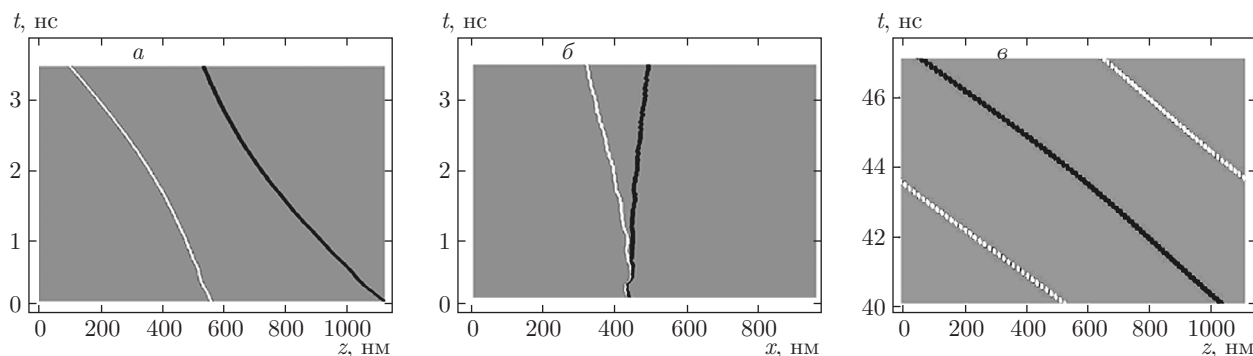


Рис. 4. Положения центров вихрей и антивихрей в движущейся ДГ на верхней поверхности пленки в зависимости от времени при $H = 50$ Э. Темные (светлые) линии соответствуют вихрям (антивихрям). Начальное распределение изображено на рис. 1а

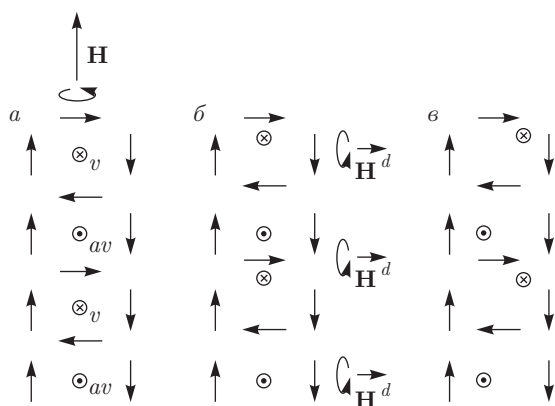


Рис. 5. Схематичная иллюстрация механизма стационарного движения ДГ с поперечными связями

нитная структура движущейся стенки при этом изменяется следующим образом. После включения \mathbf{H} начинается смещение вихря и антивихря вдоль оси z (см. рис. 1б–г). Дополнительной иллюстрацией служит рис. 4, на котором показаны положения центров вихря и антивихря в зависимости от времени. При геометрии, соответствующей рис. 1, смещение происходит в направлении приложенного поля. Направление смещения изменяется на противоположное, если, не меняя направление \mathbf{H} , преобразовать начальное распределение (рис. 1а), выполнив зеркальное отражение: $M_y \rightarrow -M_y$. Природа упомянутого смещения связана с прецессией намагниченности вокруг направления внешнего поля (см. схему на рис. 5а). Однако, как следует из данных рис. 1 и рис. 4а, на начальном этапе вихрь смещается быстрее, чем антивихрь. Это связано с тем, что в области антивихря в ДГПС плотности обменной и магнитостатической энергий наиболее велики [27]. В ре-

зультате неелевские фрагменты доменной границы с одной ориентацией становятся длиннее по сравнению с фрагментами противоположной ориентации (рис. 5б). Это приводит к появлению результирующей компоненты $\langle M_x \rangle$ и, соответственно, дополнительного, отсутствующего в покоящейся стенке, поля рассеяния H_x^d . Наличие такого поля вызывает прецессию намагниченности вокруг направления x в участках стенки с блоховским распределением, т. е. в области вихрей и антивихрей. Направление этой прецессии таково, что вихрь и антивихрь смещаются в противоположные стороны по оси x (рис. 1в,г, рис. 5в). Вихрь движется в направлении домена, намагниченного противоположно внешнему полю, антивихрь — в направлении домена, намагниченного параллельно \mathbf{H} . Это приводит к изгибу ДГ, который становится все более выражен с ростом H . Однако, ввиду более низкой подвижности антивихря, смещение вихря больше. Именно такой изгиб доменной стенки с перетяжками наблюдается экспериментально в полях, направленных вдоль ОЛН [28, 29]. При этом продолжается упомянутое смещение всей структуры вдоль оси легкого намагничивания. Постоянно сдвигаясь по оси z , изогнутая в области вихря часть ДГ постепенно «перемагничивает» пленку (рис. 1б–г).

Стремление $v(t)$ к предельному значению связано с установлением с течением времени в поле $H < H_c$ баланса вращающих моментов, действующих на намагниченность в ДГ. Вращающий момент внешнего поля H способствует искажению исходной структуры ДГ, но моменты, связанные с остальными вкладками в \mathbf{H}^{eff} и с затуханием, стремятся восстановить исходное распределение \mathbf{M} . Установившееся значение скорости соответствует некоторым

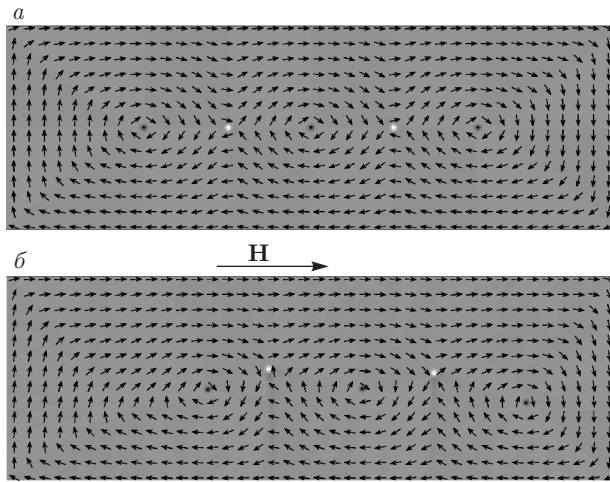


Рис. 6. Распределение намагниченности в пленке с конечными размерами в моменты времени $t = 0$ (а), 2 нс (б). Величина внешнего поля $H = 50$ Э. Как и в модели «бесконечной» ДГ, происходит сдвиг вихрей и антивихрей в одну и ту же сторону в направлении ОЛН и в противоположные стороны в направлении, перпендикулярном к ДГ. Изменение цвета фона от белого к черному соответствует изменению M_y от M_S до $-M_S$

установившимся расстояниям между вихрями и антивихрями (рис. 4б). Осцилляции $v(t)$ возле значения v_S (рис. 2) связаны с возбуждением внутренних мод колебаний ДГ и имеют ту же природу, что и осцилляции, подробно обсуждаемые в [37].

Чрезвычайно низкие значения v_S (см. рис. 3а) в сравнении со скоростью движения неелевской стенки (последняя при той же толщине пленки в поле 5 Э достигает скорости порядка 300 м/с) связаны, по-видимому, со смещением антивихря в сторону, противоположную основному направлению движения. Кроме того, на рис. 3а видно, что с увеличением H линейный рост v_S сменяется более быстрым. Дело в том, что с увеличением внешнего поля описанное выше искажение исходного распределения \mathbf{M} усиливается и удлинившиеся неелевские сегменты приобретают наибольшую, по сравнению с остальными сегментами доменной границы, подвижность (см. рис. 3б).

Для подтверждения нашей интерпретации численных результатов, относящихся к стационарному движению ДГСП, были проведены дополнительные расчеты. В результате установлено, что в пленке с конечным размером по оси z процесс перемагничивания происходит так же, как описано выше (рис. 6): имеется как однонаправленное смещение вихрей и антивихрей вдоль ОЛН, так и смещение в противоположные стороны в направлении, перпендикуляр-

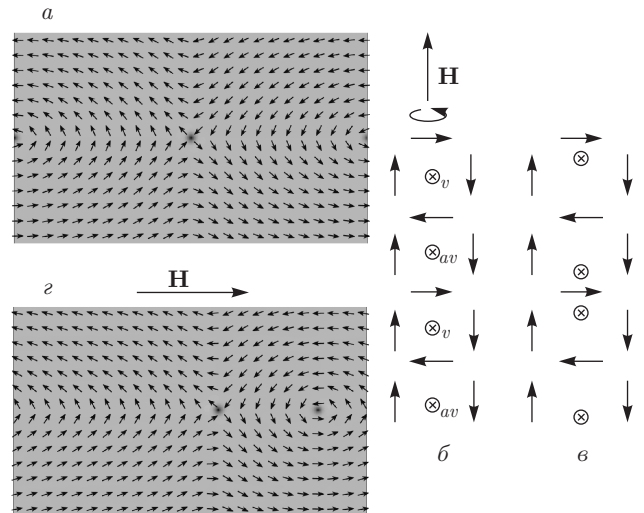


Рис. 7. Фрагменты структуры ДГ с поперечными связями, движущейся в поле $H = 1$ Э, ориентированном в положительном направлении оси z , в моменты времени $t = 0$ (а), 87 нс (б) (изменение цвета фона от белого к черному соответствует изменению M_y от M_S до $-M_S$), а также схематичная иллюстрация механизма движения (б, в)

ном к ДГ. Кроме того, в качестве начальной была рассмотрена ДГ с перетяжками, в которой намагниченности в центрах вихрей и антивихрей сонаправлены (рис. 7а). Энергия такой метастабильной структуры больше, чем энергия структуры, изображенной на рис. 1а [27]. В этом случае прецессия \mathbf{M} в поле $\mathbf{H}(0, 0, H)$ должна вызывать смещение вихря и антивихря в противоположных направлениях оси z (рис. 7б, в). В результате и вихрь, и антивихрь в поле H_x^d должны сдвигаться в направлении домена, намагниченного против \mathbf{H} . Скорость движения при этом должна быть выше, чем для ДГ, показанной на рис. 1. Сказанное было подтверждено результатами численных экспериментов, проиллюстрированных на рис. 7г и рис. 8. При этом в полях, меньших 2 Э, стенка после завершения переходных процессов движется, сохраняя структуру, показанную на рис. 7г. В полях 2–15 Э вихри и антивихри сближаются и аннигилируют, и в результате образуется неелевская граница, которая далее движется стационарно (рис. 8а). Соответствующие кривые $v(t)$ показаны на рис. 8б.

3.2. Нестационарное движение

Вернемся к движению стенки с исходно антипараллельной намагниченностью вихрей и антивихрей (рис. 1). В полях, меньших критического, как было показано выше, увеличение скорости движения ДГ с ростом H происходит за счет роста одних

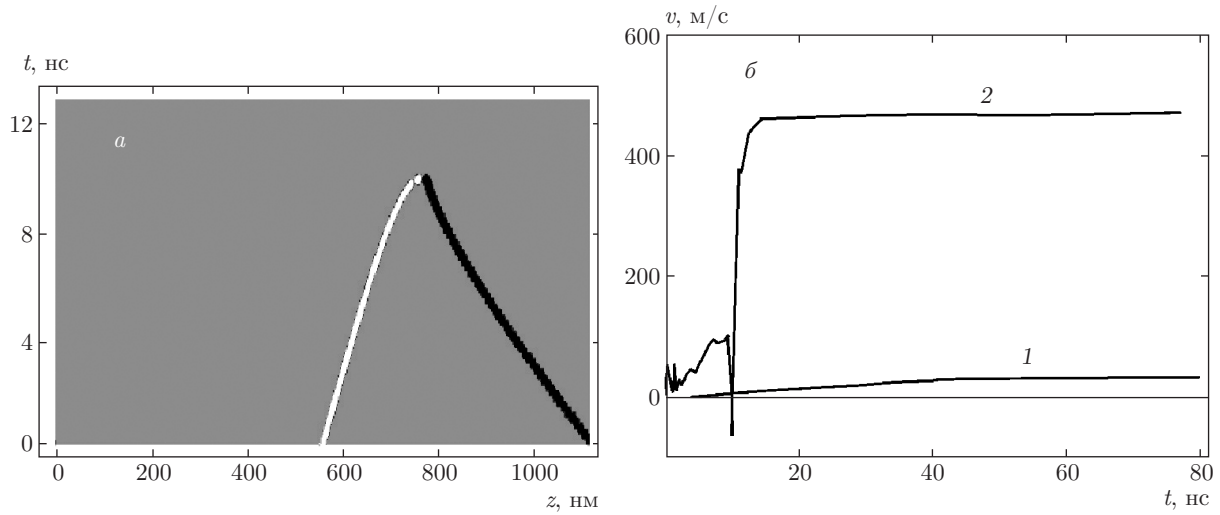


Рис. 8. *a)* Положения центров вихрей и антивихрей в движущейся в поле $H = 10$ Э доменной стенке на верхней поверхности пленки в зависимости от времени. Темная (светлая) линия соответствует вихрю (антивихрю). *б)* Зависимости мгновенной скорости движения ДГ с поперечными связями от времени для $H = 1$ Э (кривая 1), 10 Э (кривая 2). Начальное распределение соответствует рис. 7а

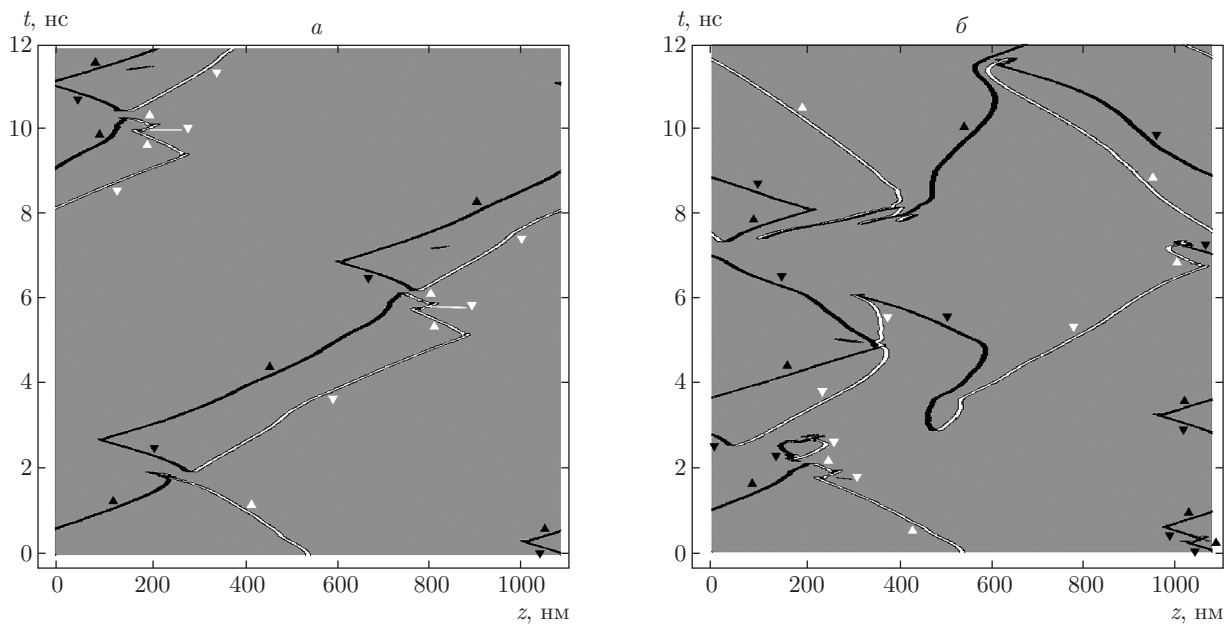


Рис. 9. Положения центров вихрей и антивихрей в движущейся ДГ на верхней поверхности пленки в зависимости от времени при $H = 70$ Э (*a*), 80 Э (*б*). Темные (светлые) линии и треугольники соответствуют вихрям (антивихрям). Треугольникам с горизонтальными сторонами, расположенными внизу (вверху), соответствуют вихри и антивихри, у которых векторы намагниченности в корях имеют направление оси y (имеют противоположное направление). Начальное распределение соответствует рис. 1а

неелевских участков и уменьшения других. Однако, начиная с некоторых значений H , дальнейшее увеличение v за счет этого механизма становится невозможным из-за внутренних эффективных по-

лей ДГ, «расталкивающих» противоположно намагниченные вихрь и антивихрь. Наконец, при превышении критического поля нарушается баланс вращающего момента, действующего на \mathbf{M} , и происхо-

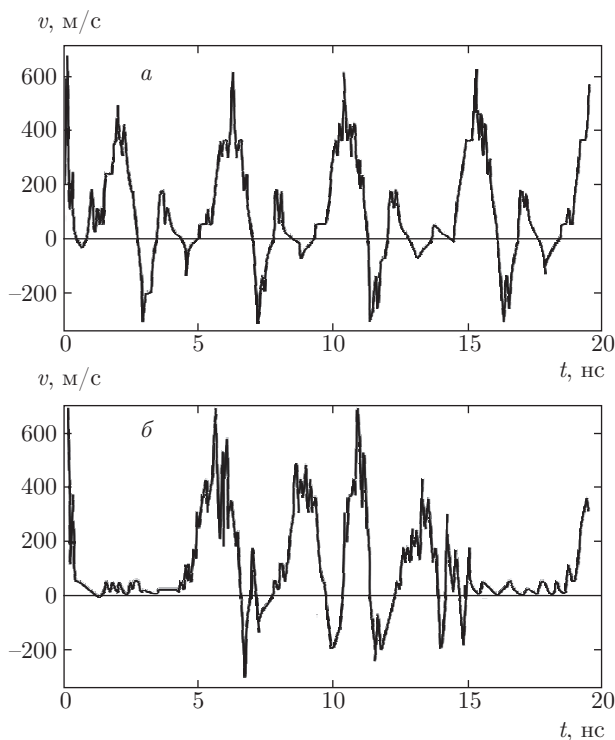


Рис. 10. Зависимости мгновенной скорости движения ДГ с поперечными связями от времени для $H = 70$ Э (а), 80 Э (б). Начальное распределение изображено на рис. 1а

дят перевороты намагниченности в центрах отдельных вихрей и антивихрей. В итоге появляются вихри и антивихри с параллельно намагниченными корами (областями вблизи центра), которые, смещаясь вдоль направления z в противоположные стороны (как в ситуации, иллюстрируемой рис. 7, 8), сближаются и аннигилируют. Вблизи места аннигиляции в ряде случаев возникают сонаправленно намагниченные вихрь и антивихрь.

Далее процесс движения, сопровождаемый рождением и аннигиляцией пар вихрь–антивихрь, может стать близким к периодическому (рис. 9а, 10а) или турбулентным (рис. 9б, 10б). Периодический сценарий движения наблюдался в интервале значений H приблизительно от 68 Э до 75 Э, турбулентный — при $H > 80$ Э. Интересно, что в коротком промежуточном интервале было получено вновь стационарное движение.

Обычно причиной возникновения нерегулярного (турбулентного) режима движения в нелинейной динамической системе является неустойчивость этого движения (экспоненциальное разбегание близких траекторий) [16]. В нашем случае источником неустойчивости являются, по-видимому, «быстрые» процессы топологических перестроек (в частности,

переворотов M в корах вихрей и антивихрей). Такие процессы связаны с преодолением энергетических барьеров, разделяющих метастабильные состояния, большое количество которых характерно для ферромагнетиков. В момент преодоления энергетического барьера система попадает в состояние неустойчивого равновесия и становится чувствительной к воздействию малых возмущений и флуктуаций, что и ведет к хаотизации динамики. Такое объяснение находится в согласии с результатами работы [38], в которой было показано, что турбулентная динамика намагниченности в нанодиске из пермаллоя, помещенном в сильное переменное магнитное поле, чувствительна к температурным флуктуациям и внешнему шуму.

Численное моделирование на сетке с уменьшенным шагом показывает, что «быстрые» процессы переворота намагниченности в корах вихрей и антивихрей сопровождаются появлением короткоживущих переходных структур, являющихся существенно трехмерными. На рис. 11 представлены результаты, полученные при использовании сетки $512 \times 16 \times 512$ ячеек (шаг сетки $2 \times 1.25 \times 2$ нм³). Видно, что переворот M в коре вихря происходит следующим образом: рождается пара вихрь–антивихрь (направления M в корах одинаковы), далее антивихрь аннигилирует с ранее существовавшим вихрем (направления M в корах противоположны). Об аналогичном процессе сообщается в [12] для случая направления внешнего поля перпендикулярно оси легкого намагничивания. Процесс аннигиляции протекает так: на верхней граничной поверхности пленки зарождается блоховская точка, перемещающаяся на нижнюю поверхность и проходящая 20 нм за время около 12 пс (скорость равна примерно 1700 м/с). Прохождение блоховской точки через пленку сопровождается быстрым высвобождением энергии и генерацией спиновых волн. Аннигиляция поверхностных сингулярных структур, подчиняющаяся такому сценарию, наблюдалась при моделировании процесса перемагничивания нанодисков: следующие друг за другом «быстрые» процессы рождения и аннигиляции пар вихрь–антивихрь возникали при воздействии импульсным [3, 5] или осциллирующим [6–8] магнитным полем; рождение блоховской точки и всплеск излучения спиновых волн («обменный взрыв») при аннигиляции вихря и антивихря обсуждались в работе [4]. Аналогичные процессы наблюдаются в динамике переходных структур в пермалловых пленках толщиной около 100 нм [18].

Изменяя величину внешнего поля, можно управлять режимом движения вихрей и антивихрей. На

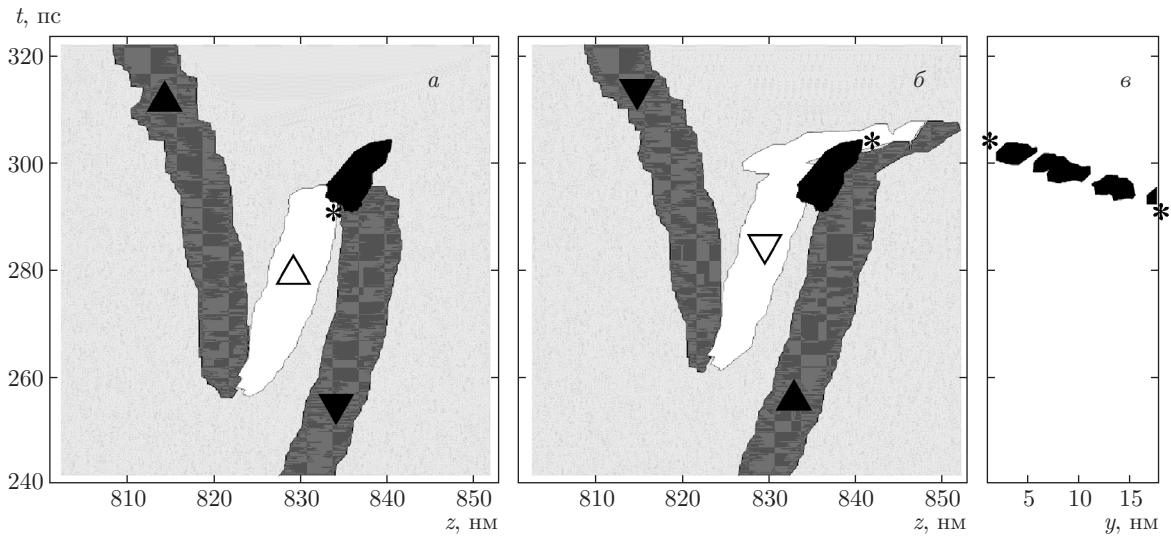


Рис. 11. Укрупненный фрагмент диаграммы, изображенной на рис. 9б. Темно-серые (белые) полосы и черные (белые) треугольники соответствуют вихрям (антивихрям). Треугольникам с горизонтальными сторонами, расположенными внизу (вверху), соответствуют вихри и антивихри, у которых векторы намагниченности в корях имеют направления внешних нормалей к границам пленки (имеют противоположные направления). Линии движения вихрей и антивихрей различны на верхней (а) и нижней (б) граничных поверхностях пленки. Черные полосы — проекции (на ось z — а, б; на ось y — в) линии движения блоховской точки, возникающей и исчезающей в точках, обозначенных звездочками

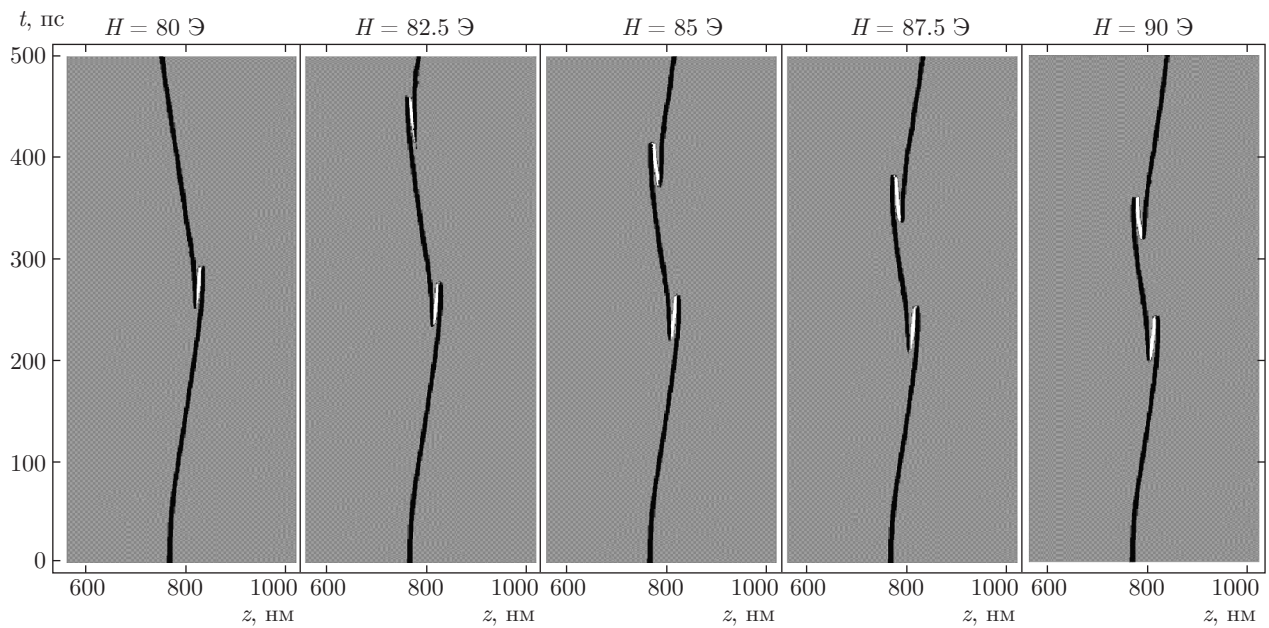


Рис. 12. Зависимости положений вихрей (темные линии) и антивихрей (светлые линии) от времени при различных значениях постоянного магнитного поля H . Переориентация намагниченности в центре вихря происходит один или два раза по сценарию, описанному выше: рождается пара вихрь–антивихрь, после чего ранее существовавший вихрь аннигилирует с антивихрем

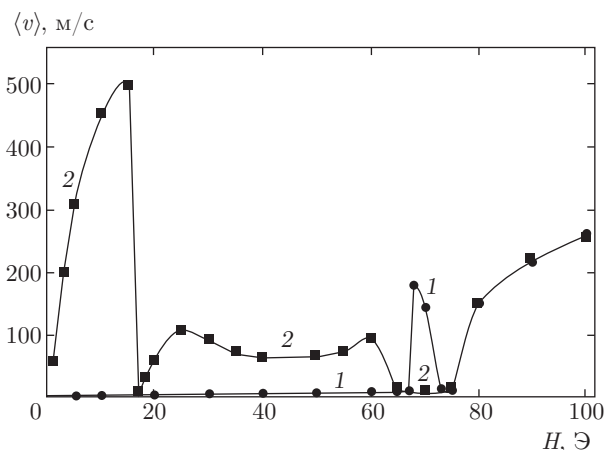


Рис. 13. Зависимости средней по времени скорости движения ДГ с поперечными связями от абсолютной величины внешнего поля H , соответствуют начальным распределениям, приведенным на рис. 1а (1) и рис. 7а (2)

рис. 12 показано, как меняется зависимость z -координаты вихря от времени при небольших изменениях внешнего постоянного магнитного поля. Видно, что при $H = 80$ Э в течение промежутка времени 500 пс ориентация намагниченности в коре вихря меняется на противоположную один раз; при $H \geq 82.5$ Э ориентация меняется дважды. Временной промежуток между «быстрыми» процессами переориентации заметным образом зависит от величины поля; в то же время длительность «быстрого» процесса (временной промежуток между рождением пары вихрь–антивихрь и последующей аннигиляцией другой такой пары) от поля не зависит. Моменты переориентации можно фиксировать, наблюдая всплески испускания спиновых волн, возникающие при движении блоховской точки. По-видимому, можно управлять движением вихрей и антивихрей, используя импульсное магнитное поле (метод генерации коротких импульсов магнитного поля и метод наблюдения за динамикой намагниченности с использованием рентгеновской спектроскопии описаны в [11, 12]).

Все упомянутые переходы от одного режима движения доменной границы к другому хорошо видны на зависимости средней по времени скорости движения $\langle v \rangle$ от H (рис. 13, кривая 1). При переходе от стационарного движения к периодическому $\langle v \rangle$ резко возрастает, затем убывает при возвращении к стационарному режиму и вновь возрастает при возникновении турбулентного движения.

При начальной структуре стенки с одинаковой ориентацией \mathbf{M} в центрах вихря и антивихря

(рис. 7а) периодическое движение начинается уже при $H = 18$ Э. В поле порядка 65 Э движение вновь становится стационарным (после завершения переходных процессов, приводящих к антипараллельной намагниченности вихря и антивихря). Турбулентное движение возникает, как и в предыдущем случае, при $H > 80$ Э. Соответствующая кривая $\langle v(H) \rangle$ также приведена на рис. 13. Видно, что в зависимости от исходной структуры ДГ скорость движения в одном и том же внешнем поле может быть различной (в области стационарного движения разница достигает двух порядков величины). Кроме того, совершенно новым результатом является то, что в ряде случаев при переходе от стационарного движения к периодическому $\langle v(H) \rangle$ увеличивается. Ранее проведенные исследования динамики асимметричных вихревых [39] и неелевских [40] ДГ давали противоположный результат.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенное численное моделирование движения доменной границы с поперечными связями в тонкой магнитно-мягкой пленке с плоскостной анизотропией позволило получить следующие результаты. Установлено, что при различных величинах внешнего поля ДГ может двигаться в стационарном, периодическом или турбулентном режимах. Данный результат согласуется с имеющимися данными по ДГ других типов. Установлен механизм стационарного движения ДГ с поперечными связями. Сопровождающий такое движение изгиб ДГ соответствует экспериментальным изображениям ДГ во внешнем поле, направленном вдоль ОЛН. Установлено, что структура и скорость движущейся ДГ существенным образом зависят от начального распределения \mathbf{M} (параллельная или антипараллельная намагниченность центров вихрей и антивихрей на поверхности пленки). В случае исходно параллельной ориентации в центрах вихрей и антивихрей на поверхности скорость стационарного движения на два порядка больше, чем в противоположном случае. Согласно проведенной в [11] интерпретации экспериментальных данных в реальной ДГ могут присутствовать участки обоих типов. Таким образом, экспериментальные данные по скорости движения ДГПС могут быть источником информации об ориентации коров вихрей и антивихрей в доменной границе. Отметим, что получение прямой экспериментальной информации об упомянутой

ориентации на данный момент является затруднительным.

Периодическое и турбулентное движения ДГ сопровождаются аннигиляцией и рождением пар вихрь–антивихрь на поверхности пленки, изменением направлений намагниченности в корах вихрей и антивихрей. Показано, что, несмотря на малую толщину пленки, перемагничивание кора вихря (антивихря) происходит с возникновением на короткое время (порядка 12 пс) блоховской точки. Установлена возможность перехода при росте H от периодического режима движения к турбулентному через стационарный режим. Обнаружено возрастание средней по времени скорости ДГ при переходе от стационарного движения к периодическому или турбулентному. В зависимости от исходной структуры при одной и той же величине H доменная стенка с поперечными связями может двигаться как в стационарном, так и в периодическом режиме, причем соответствующие скорости движения существенно различаются. Вероятно, при этом возможен переход из одного режима движения в другой под влиянием каких-либо внешних воздействий. В частности, известно о возможности изменения ориентации намагниченности в коре поверхностных вихрей под воздействием импульсов внешнего магнитного поля перпендикулярно оси легкого намагничивания [11, 12]. Вопрос о возможности управления направлением намагниченности вихрей и антивихрей во время поступательного движения ДГПС подлежит дальнейшему исследованию.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Магнит», № 01201463328), при частичной поддержке УрО РАН (проект № 15-9-2-33) и финансовой поддержке согласно постановлению № 211 Правительства Российской Федерации (контракт № 02.A03.21.0006).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Thiaville, J. M. Garsia, R. Dittrich, J. Miltat, and T. Schrefl, Phys. Rev. B **67**, 094410 (2003).
2. Ki-Suk Lee, Byoung-Woo Kang, Yong-Sang Yu, and Sang-Koog Kim, Appl. Phys. Lett. **85**, 1568 (2004).
3. Q. F. Xiao, J. Rudge, B. C. Choi, Y. K. Hong, and G. Donohoe, Appl. Phys. Lett. **89**, 262507 (2006).
4. R. Hertel and C. M. Schneider, Phys. Rev. Lett. **97**, 177202 (2006).
5. R. Hertel, S. Gliga, M. Fähnle, and C. M. Schneider, Phys. Rev. Lett. **98**, 117201 (2007).
6. Ki-Suk Lee, K. Yu. Guslenko, Jun-Young Lee, and Sang-Koog Kim, Phys. Rev. B **76**, 174410 (2007).
7. K. Yu. Guslenko, Ki-Suk Lee, and Sang-Koog Kim, Phys. Rev. Lett. **100**, 027203 (2008).
8. K. Yu. Guslenko, A. N. Slavin, V. Tiberkevich, and Sang-Koog Kim, Phys. Rev. Lett. **101**, 247203 (2008).
9. M. Noske, H. Stoll, M. Fähnle, R. Hertel, and G. Schütz, Phys. Rev. B **91**, 014414 (2015).
10. N. Locatelli, A. E. Ekomasov, A. V. Khvalkovskiy et al., Appl. Phys. Lett. **102**, 062401 (2013).
11. K. Kuepper, M. Buess, J. Raabe, C. Quitmann, and J. Fassbender, Phys. Rev. Lett. **99**, 167202 (2007).
12. J. Miguel, J. Sanchez-Barriga, D. Bayer, J. Kurde, B. Heitkamp, M. Piantek, F. Kronast, M. Aeschlimann, H. A. Durr, and W. Kuch, J. Phys.: Condens. Matter **21**, 496001 (2009).
13. Jun-Young Lee, Ki-Suk Lee, S. Choi, K. Yu. Guslenko, and Sang-Koog Kim, Phys. Rev. B **76**, 184408 (2007).
14. K. Yu. Guslenko, Jun-Young Lee, and Sang-Koog Kim, IEEE Trans. Magn. **44**, 3079 (2008).
15. C. A. Ross, M. Hwang, M. Shima et al., Phys. Rev. B **65**, 144417 (2002).
16. Ю. Л. Климонтович, *Турбулентное движение и структура хаоса*, Наука, Москва (1990).
17. N. L. Schryer and L. R. Walker, J. Appl. Phys. **45**, 5406 (1974).
18. В. В. Зверев, Б. Н. Филиппов, ФТТ **58**, 473 (2016).
19. Б. А. Дубровин, С. П. Новиков, А. Т. Фоменко, *Современная геометрия*, Наука, Москва (1979).
20. Г. Е. Воловик, В. П. Минеев, ЖЭТФ **72**, 2256 (1977).
21. А. М. Косевич, Б. А. Иванов, А. С. Ковалев, *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*, Наукова думка, Киев (1983).
22. B. N. Filippov, M. N. Dubovik, and V. V. Zverev, J. Magn. Magn. Mater. **374**, 600 (2015).
23. A. Hubert and R. Schafer, *Magnetic Domains. The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York (2009).

24. E. E. Huber, D. O. Smith, and J. B. Goodenough, *J. Appl. Phys.* **29**, 294 (1958).
25. S. Middelhoek, *J. Appl. Phys.* **34**, 1054 (1963).
26. S. U. Jen, S. P. Shieh, and S. S. Liou, *J. Magn. Magn. Mater.* **147**, 49 (1995).
27. M. J. Donahue, *Adv. Condens. Matter Phys.* **2012**, 908692 (2012).
28. Я. М. Погосян, Дисс. . . докт. физ.-матем. наук, ЕГУ, Ереван (1973).
29. Я. М. Погосян, З. М. Гэрян, С. А. Арутюнян, *ФММ* **31**, 417 (1971).
30. S. Konishi, S. Yamada, and T. Kusuda, *IEEE Trans. Magn.* **7**, 722 (1971).
31. R. V. Telesnin, E. N. Pyicheva, N. C. Kanavina et al., *IEEE Trans. Magn.* **5**, 232 (1969).
32. M. E. Schabes and A. Aharony, *IEEE Trans. Magn.* **23**, 3882 (1987).
33. A. J. Newell, W. Williams, and D. J. Dunlop, *J. Geophys. Res. Sol. Earth* **98**, 9551 (1993).
34. У. Ф. Браун, *Микромагнетизм*, Наука, Москва (1973).
35. K. M. Lebecki, M. J. Donahue, and M. W. Gutowski, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 175005 (2008).
36. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik et al., *AIP Advances* **4**, 107133 (2014).
37. B. N. Filippov, L. G. Korzunin, and F. A. Kassan-Ogly, *Phys. Rev. B* **70**, 174411 (2004).
38. V. V. Zverev and G. A. Usachev, *Sol. St. Phenom.* **168–169**, 105 (2011).
39. М. Н. Дубовик, Б. Н. Филиппов, *ФММ* **141**, 21 (2013).
40. M. N. Dubovik, B. N. Filippov, and F. A. Kassan-Ogly, *Sol. St. Phenom.* **168–169**, 215 (2011).