

05,13

Визуализация динамических вихревых структур в магнитных пленках с одноосной анизотропией (микромагнитное моделирование)

© В.В. Зверев¹, И.М. Изможеров^{1,2}, Б.Н. Филиппов^{1,2}

¹ Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

² Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: vzvzerev49@gmail.com

(Поступила в Редакцию 15 августа 2017 г.)

Путем численного решения уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта выполнено трехмерное компьютерное моделирование динамических процессов в движущейся доменной границе, разделяющей домены в магнитно-мягкой магнитно-одноосной пленке с плоскостной анизотропией. С помощью разработанных методов визуализации установлена связь между движением поверхностных вихрей и антивихрей, сингулярных (блоховских) точек и линий коров внутривихревых вихревых структур. Найдена связь между характером динамики намагниченности и толщиной пленки. Построены аналитические модели объемных вихревых структур, позволяющие имитировать топологические свойства структур, наблюдаемых при микромагнитном моделировании.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема „Магнит“, № 01201463328) и при финансовой поддержке согласно постановлению № 211 Правительства РФ, контракт № 02.А03.21.0006.

DOI: 10.21883/FTT.2018.02.45384.247

1. Введение

Доменная граница (ДГ) в ферромагнетике, движущаяся под действием внешнего магнитного поля \mathbf{H} , является нелинейной распределенной системой, демонстрирующей сложное динамическое поведение. В такой системе имеется постоянный приток энергии, связанный с увеличением размера домена, намагниченного вдоль поля \mathbf{H} , что позволяет отнести ее к открытым диссипативным системам потокового типа.

Нелинейные режимы движения одномерной 180° ДГ в неограниченной среде были впервые рассмотрены в работе Шрайера и Уокера [1]. Было показано, что при $H < H_c$, где H_c — некоторое пороговое значение величины внешнего поля $H = |\mathbf{H}|$, после завершения переходных процессов ДГ движется с постоянной скоростью. Однако, если $H > H_c$, в установившемся режиме скорость ДГ осциллирует со временем; при этом средняя скорость ДГ отлична от нуля. Причиной возникновения осцилляций является нарушение баланса вращающего момента, приводящее к тому, что в полях $H > H_c$, наряду с прецессией намагниченности вокруг направления движения ДГ, возникает прецессия вокруг оси легкого намагничивания (ОЛН). Описанное поведение ДГ может рассматриваться как один из примеров бифуркации рождения цикла [2].

Движение ДГ в магнитных пленках уже не может рассматриваться как одномерное. Рассмотрим случай, когда магнитное поле и ОЛН параллельны друг другу, поверхностям пленки и боковым поверхностям ДГ, а материал пленки удовлетворяет условию $Q \ll 1$ (магнитно-мягкий материал), где $Q = K/2\pi M_s^2$ — фактор качества,

M_s — намагниченность насыщения и K — константа одноосной анизотропии. Требование минимизации полной энергии намагниченности в пленке приводит к двумерной (вихревой) конфигурации \mathbf{M} с достаточно полным замыканием магнитного потока внутри пленки. При этом намагниченность в глубине пленки и на ее граничной поверхности находится в неэквивалентных условиях. Вдоль вихревой ДГ на границах пленки появляются области, в которых нормальная к границе компонента вектора намагниченности \mathbf{M} достаточно велика — магнитостатические полюса (МСП). При наложении внешнего магнитного поля $H > H_c$ из-за прецессии вокруг \mathbf{H} структура ДГ деформируется таким образом, что на границах периодически появляются дополнительные МСП.

Описанные выше особенности движения намагниченности являются причиной формирования в плоскостях, перпендикулярных ОЛН, конфигураций распределений намагниченности, сложным образом зависящих от времени. Эти конфигурации широко изучались методом микромагнитного моделирования в рамках двумерной модели ДГ (обзор полученных результатов дан в работе [3]). Было, в частности, показано, что распределение намагниченности в сечении ДГ, перпендикулярном ОЛН, может приобретать вид безвихревой, одновихревой или многовихревой структуры [4–6]. В [7], где проводилось моделирование сложной динамики двумерной ДГ, была предсказана возможность возникновения режима динамического хаоса. Сравнение этих результатов с результатами трехмерного моделирования показывает, однако, что двумерные модели не позволяют раскрыть всю полноту картины движения намагниченности в ДГ и

связанных с этим движением топологических перестроек структуры.

Трехмерное микромагнитное моделирование позволяет увидеть, что динамическое поведение ДГ приобретает характер последовательности топологических перестроек [8]. Причину появления топологических структур, не описываемых двумерной моделью, можно объяснить, вновь обращаясь к примеру ДГ в пленке с продольной одноосной анизотропией. Рассматривая двумерную ДГ, мы фактически предполагаем, что изменение направления поверхностной намагниченности, ведущее к появлению дополнительных МСП, происходит во всех сечениях ДГ, перпендикулярных оси z , одновременно. Трехмерное моделирование показывает, что картина движения является более сложной, и вначале двумерная ДГ распадается на сегменты. Это объясняется тем, что состояния ДГ, характеризующиеся наличием полос МСП вдоль ДГ, являются неустойчивыми. Внутри каждого сегмента ДГ нормальные к границе пленки компоненты поверхностной намагниченности не велики; в областях же, отделяющих один сегмент от другого, на граничных поверхностях возникают локальные МСП в виде вихрей и антивихрей, в центрах которых модули нормальных компонент векторов намагниченности \mathbf{M} близки к намагниченности насыщения. Внутренняя динамика ДГ выглядит теперь следующим образом — при движении стенки, на границе пленки в области ДГ рождается пара вихрь–антивихрь; вихрь и антивихрь начинают разбегаться. Впоследствии вихрь из данной пары аннигилирует с антивихрем из соседней пары. Нетрудно проверить, что в результате происходит требуемый поворот поверхностной намагниченности. Следствием внутренней динамики ДГ является ее деформация; колебания средней скорости ДГ перестают быть строго регулярными.

При трехмерном моделировании в качестве начального распределения намагниченности можно выбрать ДГ, в статическом состоянии уже разбитую на сегменты. В такой ДГ соседние сегменты отделены друг от друга вертикальными блоховскими линиями (ВБЛ) или сингулярными (блоховскими) точками (СТ) [9]. Динамика ДГ существенным образом зависит от выбранной начальной конфигурации намагниченности [8].

Сегменты асимметричных вихревых ДГ в статическом состоянии содержат продольные вихри, имеющие линии коров, идущие вдоль границ пленки. Поверхностные вихри (антивихри), имеющиеся в начальной конфигурации, содержащей ВБЛ, или рождающиеся при движении, продолжают от граничных поверхностей в глубь пленки, образуя вместе с динамически преобразованными продольными вихрями трехмерные вихревые структуры. В достаточно толстых пленках (в случае пермаллоя — толще 30–50 нм), с ростом значения H , топологические перестройки становятся сложнее [8]. В частности, происходят перевороты намагниченности в центрах поверхностных вихрей, сопровождающиеся рождением сингулярных (блоховских) точек (СТ), уходящих в тело пленки. Если в центрах аннигилирующих вихря

и антивихря направления векторов намагниченности различны, аннигиляция сопровождается рождением СТ. Поскольку увеличение размера центральной области (кора) поверхностного вихря или антивихря приводило бы к росту магнитостатической энергии, эти топологические объекты хорошо локализованы. Вследствие этого поверхностная намагниченность подчиняется почти тем же закономерностям, что и намагниченность в двумерном магнетике [10]. В частности, при рождениях пар вихрь–антивихрь сохраняется значение топологического инварианта (заряда) первого типа — числа вращения [11–13]. С учетом вклада СТ, сохраняется и значение другого топологического инварианта (заряда) — скирмионного числа [11–13]. В работе [8] было показано, что имеется двадцать элементарных событий топологической перестройки, удовлетворяющих требованию сохранения значений вышеупомянутых топологических инвариантов. Движение ДГ представляет собой чередование стадий „медленного“ изменения намагниченности и „быстрых“ стадий (событий) топологических перестроек. Данные численного эксперимента для ДГ в пленке пермаллоя толщиной 100 нм, движущейся в постоянном поле величиной 100 Ое, дают оценку длительности „медленной“ стадии 200–300 ps [8]. При этом длительность „быстрой“ стадии обычно не превышает 5 ps. В целом движение является нерегулярным и может, по-видимому, классифицироваться как разновидность динамического хаоса.

Следует отметить, что динамические процессы в движущейся ДГ отчасти сходны с процессами в наноразмерных дисках и полосках (нанострайпах). В случае нанодиска было показано, что изменение ориентации намагниченности в центре вихря, вызываемое приложением импульсного [14,15] или осциллирующего [16–18] магнитного поля, происходит следующим образом: на фоне „медленного“ изменения намагниченности вначале происходит „быстрый“ процесс рождения дополнительной пары вихрь–антивихрь, а позже — „быстрый“ процесс аннигиляции антивихря и вихря, имевшегося в исходной конфигурации. В [19] было показано, что в процессе перемагничивания нанодиска может появляться СТ. Это происходит, в соответствии с требованием сохранения скирмионного числа, при аннигиляции вихря и антивихря с различной ориентацией векторов намагниченности в корах [20]. В работах [19,21,22] авторы акцентируют внимание на том, что только трехмерное микромагнитное моделирование дает результаты, согласующиеся с результатами эксперимента. „Быстрые“ процессы рождения и уничтожения вихрей (антивихрей) в нанострайпах обсуждались в [23,24], где отмечалась возможность возникновения режима хаотического (турбулентного) движения.

Анализируя результаты численного эксперимента, легко убедиться в том, что если на границе пленки расположен вихрь (антивихрь), то в сечениях пленки плоскостями, параллельными границе и близкими к ней, имеются аналогичные вихревые структуры. Центры этих

вихрей (антивихрей), расположенных в различных плоскостях, образуют линии коров вихрей, начинающихся на границе пленки и уходящих вглубь. В [8] было показано, что из законов сохранения топологических инвариантов следует наличие согласованности в расположении линий коров. В простейшем случае центры двух вихрей (антивихрей), лежащих на разных границах пленки, либо центры вихря и антивихря на общей границе могут быть концами отрезка одной и той же линии коров. В настоящей работе мы рассмотрим ряд более сложных структур, возникающих при движении ДГ. Будет, в частности, показано, что блоховские точки всегда лежат на линиях коров, разбивая их на сегменты, а также что одна и та же объемная структура, при использовании разных методов визуализации, может выглядеть и как вихревая, и как антивихревая.

2. Постановка задачи

В магнитно-одноосной пленке с ОЛН, лежащей в плоскости пленки, выбрана расчетная область, имеющая форму прямоугольного параллелепипеда (рис. 1, а) с размерами $L_x \times L_y \times L_z$. Предположим, что ось z расположена вдоль ОЛН, а ось y перпендикулярна границам пленки. Считая, что поле намагниченности подчиняется условию $|\mathbf{M}| = M_s$, введем нормированную намагниченность $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$, для которой определим граничные условия

$$\mathbf{m}|_{x=0} = \mathbf{k}, \quad \mathbf{m}|_{x=L_x} = -\mathbf{k}, \quad (1)$$

$$\mathbf{m}|_{z=0} = \mathbf{m}|_{z=L_z}, \quad (2)$$

где \mathbf{k} — единичный орт оси z . Условие (1) имитирует границы доменов, в то время как циклическое условие (2) дает возможность не рассматривать пограничные эффекты, которые возникли бы в случае обрывания намагниченности на границах участка ДГ. Будем также считать, что на границах пленки $y = 0$, $y = L_y$ намагниченность не закреплена (соответствующее граничное условие можно найти, например, в [25]).

Для описания динамики намагниченности отыскивались численные решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma[\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \alpha \left[\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right]. \quad (3)$$

При записи правой части (3) использованы следующие обозначения: γ — гиромангнитное отношение, α — параметр затухания Гильберта, $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_e + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}^{(m)} + \mathbf{H}$ — эффективное поле, состоящее из обменного поля $\mathbf{H}_e = 2AM_s^{-1}\Delta\mathbf{m}$, поля анизотропии $\mathbf{H}_a = 2KM_s^{-1}\mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{m})$, постоянного однородного внешнего поля $\mathbf{H} = \mathbf{k}H$ и магнитостатического поля $\mathbf{H}^{(m)}$. Последнее берется как решение уравнений магнитостатики при соответствующих граничных условиях. Магнитостатическое поле рассчитывалось как сумма вкладов от пяти областей с одинаковым распределением намагниченности, расположенных вдоль оси z в виде цепочки.

Был использован пакет микромагнитного моделирования mumax3 [26], с помощью которого уравнение (3) интегрировалось методом Дормана–Принса для образцов с размерами $L_x = 400$ nm, $L_y = 25, 50, 75$ и 100 nm (толщина пленки), $L_z = 800$ nm, разбитых на кубические ячейки (сторона куба 3.125 nm). Для отыскания стационарных начальных конфигураций использовался метод установления. Были взяты материальные параметры, характерные для пермаллоевых пленок безмагнитострикционного состава: $A = 10^{-11}$ J/m, $K = 10^2$ J/m³, $M_s = 800$ G. При всех значениях толщины пленки рассматривалась динамика ДГ в поле $H = 100$ Oe. При решении уравнения (3) использовался алгоритм „возвращающийся“ движущуюся ДГ в рабочую область путем перенесения данных из одних ячеек сетки в другие.

Решая вопрос о корректности расчетных данных, полученных сеточным методом, в случаях распределенной намагниченности, содержащих СТ, мы учитывали результаты работы [27], в которой было показано, что погрешности, связанные с нарушением непрерывности среды вблизи СТ, можно считать пренебрежимо малыми.

3. Методы визуализации сингулярных точек и вихревых структур

В настоящей работе используется метод отыскания координат СТ, основанный на вычислении значений топологического инварианта второго типа χ , представляющего собой степень отображения расположенной в координатном пространстве замкнутой поверхности Σ на сферу $|\mathbf{m}| = 1$ [11–13]. Геометрический смысл этой величины вполне прозрачным образом следует из выражения $\chi = (4\pi)^{-1} \iint d\Omega(\theta, \phi)$, в котором под знаком интеграла стоит элемент телесного угла $d\Omega = \sin\Theta d\Theta d\Phi$ в пространстве векторов $\mathbf{m} = (\sin\Theta \cos\Phi, \sin\Theta \sin\Phi, \cos\Theta)$, при том что углами θ и ϕ задается положение точки на единичной сфере в координатном пространстве, являющейся областью интегрирования. В нашем случае более удобно использовать выражение для χ , содержащее интеграл по замкнутой поверхности

$$\chi = -\frac{1}{4\pi} \iint_{\Sigma} \sin\Theta \left[\frac{\partial\Theta}{\partial\mathbf{r}} \times \frac{\partial\Phi}{\partial\mathbf{r}} \right] ds. \quad (4)$$

В случае попадания в область, ограниченную поверхностью Σ , нескольких СТ инвариант χ будет равен сумме вкладов от этих СТ, каждая же СТ дает вклад, равный $+1$ или -1 . Проводя интегрирование по семейству граничных поверхностей параллелепипедов, отличающихся один от другого положением одной из граней $z = \text{const}$, мы сможем определить z -координату СТ по виду функции $\chi(z)$, которая при значении аргумента, равном искомой координате, будет иметь на графике единичный скачок. Более удобно использовать производную $d\chi(z)/dz$, на графике которой в той же точке появится δ -образный пик. Другие координаты СТ можно находить аналогичным образом. В настоящей

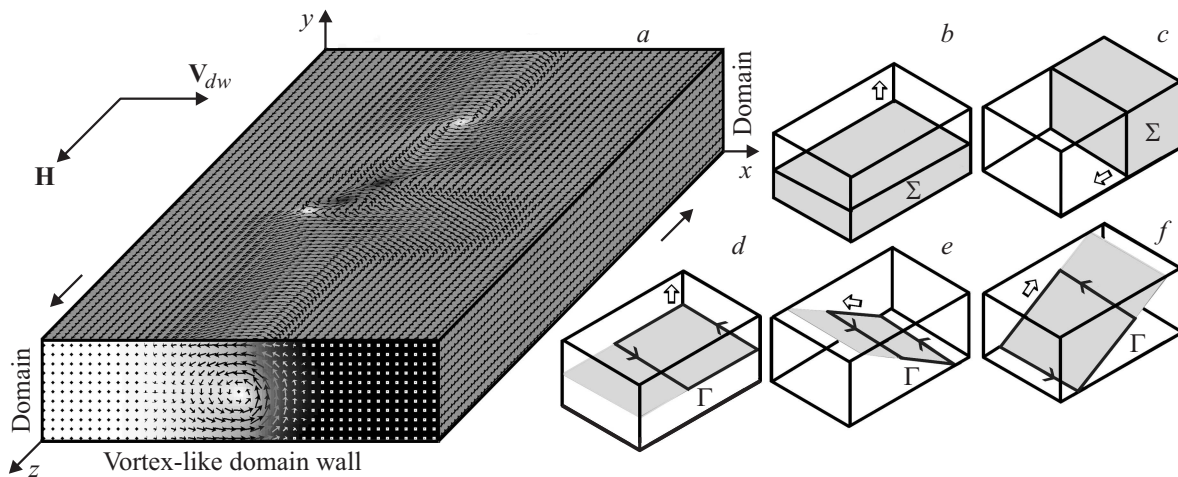


Рис. 1. Геометрия расчетной области и распределения намагниченности на ее границах (a). Граничные поверхности параллелепипедов (b, c) и замкнутые контуры (d–f) с изменяемой формой, используемые при вычислении скирмионного числа и числа вращения.

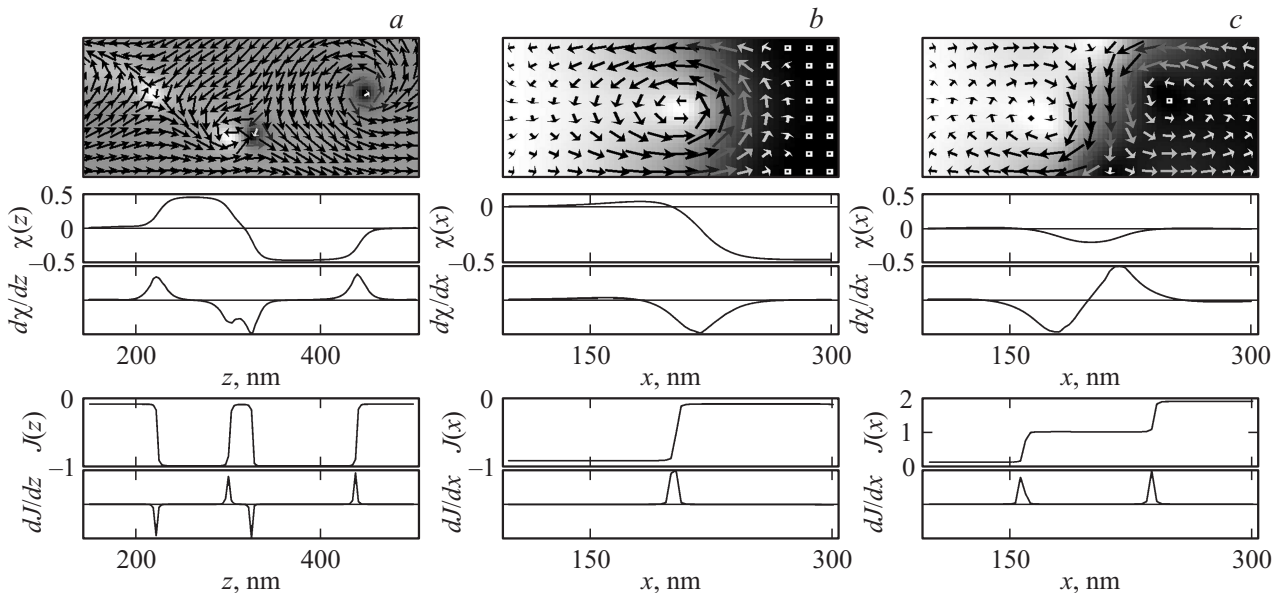


Рис. 2. Определение координат центров вихрей, расположенных на границе пленки (a), в поперечных сечениях одновихревой (b) и двухвихревой (c) ДГ, путем расчета гомотопических характеристик χ и J поля намагниченности по областям с изменяемой геометрией. Использование J позволяет находить координаты центров вихрей (антивихрей) с большей степенью определенности.

работе, с целью отыскания проекции СТ на плоскость yz , мы будем находить требуемые координаты СТ, используя семейства поверхностей, изображенных на рис. 1, b, c.

Инвариант χ может быть использован и для описания вихревых структур. Можно показать [28,29], что если распределение намагниченности, определенной в точках некоторой плоскости, имеет вид одиночного вихря и на больших расстояниях от центра вихря намагниченность параллельна этой плоскости, результат вычисления интеграла (4) по всей плоскости равен $\chi = -\lambda q/2$. Здесь $q = 1$ для вихря, $q = -1$ для антивихря; $\lambda = \pm 1$. В последнем выражении знак определяется ориентацией

намагниченности в центре вихря относительно нормали к поверхности, выбранной определенным образом при интегрировании. Понятно, что выполняя интегрирование по полуплоскости, ограниченной прямой, смещающейся перпендикулярно оси x , мы сможем определить положение центра вихря, найдя экстремум функции $\chi(x)$. То, что интеграл (4) позволяет определять положения локализованных вихрей, можно использовать для проведения качественного анализа вихревой структуры объемных образцов конечного размера. В этом случае области интегрирования могут выбираться в виде прямоугольников, лежащих в различных секущих плоскостях и имеющих стороны, изменяющие свое положение (на

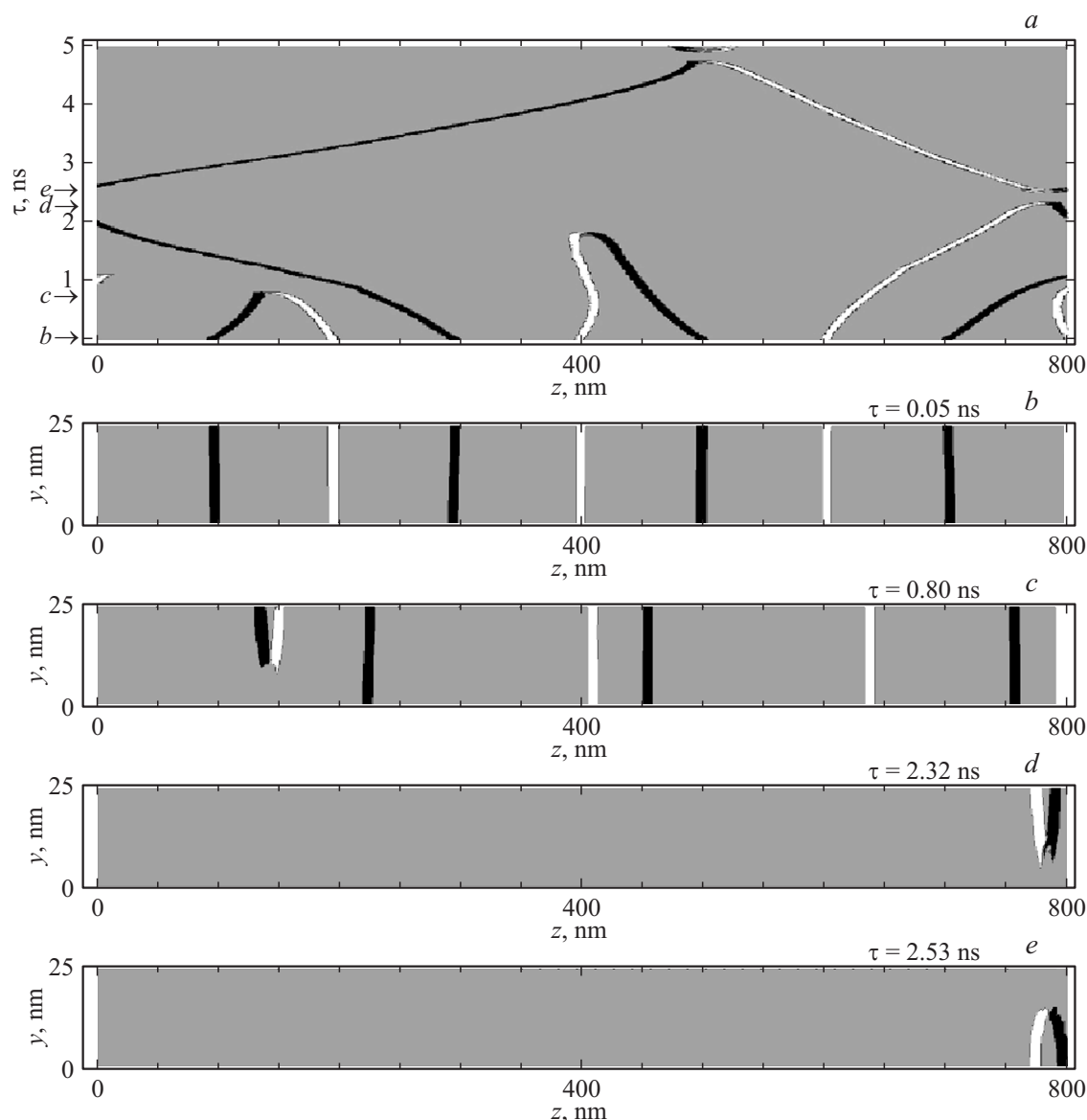


Рис. 3. Кривые зависимостей от времени z -координат центров вихрей (антивихрей), расположенных на граничных поверхностях пленки толщиной 25 nm (*a*). Проекция линий коров объемных вихрей на плоскость yz в различные моменты времени: „медленная“ стадия движения (*b*) и „быстрые“ процессы с „прорастанием“ вихрей (*c–e*). Темные (светлые) полосы соответствуют вихрям (антивихрям).

рис. 1, *d–f* это прямоугольники, ограниченные контурами со стрелками).

Рассмотрим альтернативный метод анализа трехмерных вихрей в магнетиках, основанный на расчете чисел вращения. Если полярная ось сферической системы координат направлена вдоль нормали к секущей плоскости, число вращения определяется выражением $J = (2\pi)^{-1} \int d\Phi(\tau)$, содержащим интеграл от азимутального угла $\Phi(\tau)$ вдоль замкнутого контура $\Gamma(\tau)$, пробегаемого при изменении параметра τ . Величина $|J|$ равна числу полных поворотов проекции намагниченности на секущую плоскость при однократном обходе контура $\Gamma(\tau)$; знак J определяется направлением вращения. Удобно использовать формулу, в которой J выражается

непосредственно через намагниченность

$$J = \frac{1}{2\pi} \oint_{\Gamma} d\tau \frac{\mathbf{n}[\mathbf{m} \times (d\mathbf{m}/d\tau)]}{1 - (\mathbf{nm})^2}, \quad (5)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор нормали к плоскости, в которой находится контур Γ . Для отыскания координат центров вихрей можно выбирать прямоугольные контуры интегрирования со сторонами, меняющими положение (на рис. 1, *d–f* контуры со стрелками).

На рис. 2 представлены результаты расчетов, позволяющие по виду зависимостей χ и J от координат находить положения центров вихрей (антивихрей) на поверхности пленки (*a*) и в сечениях ДГ с одним (*b*)

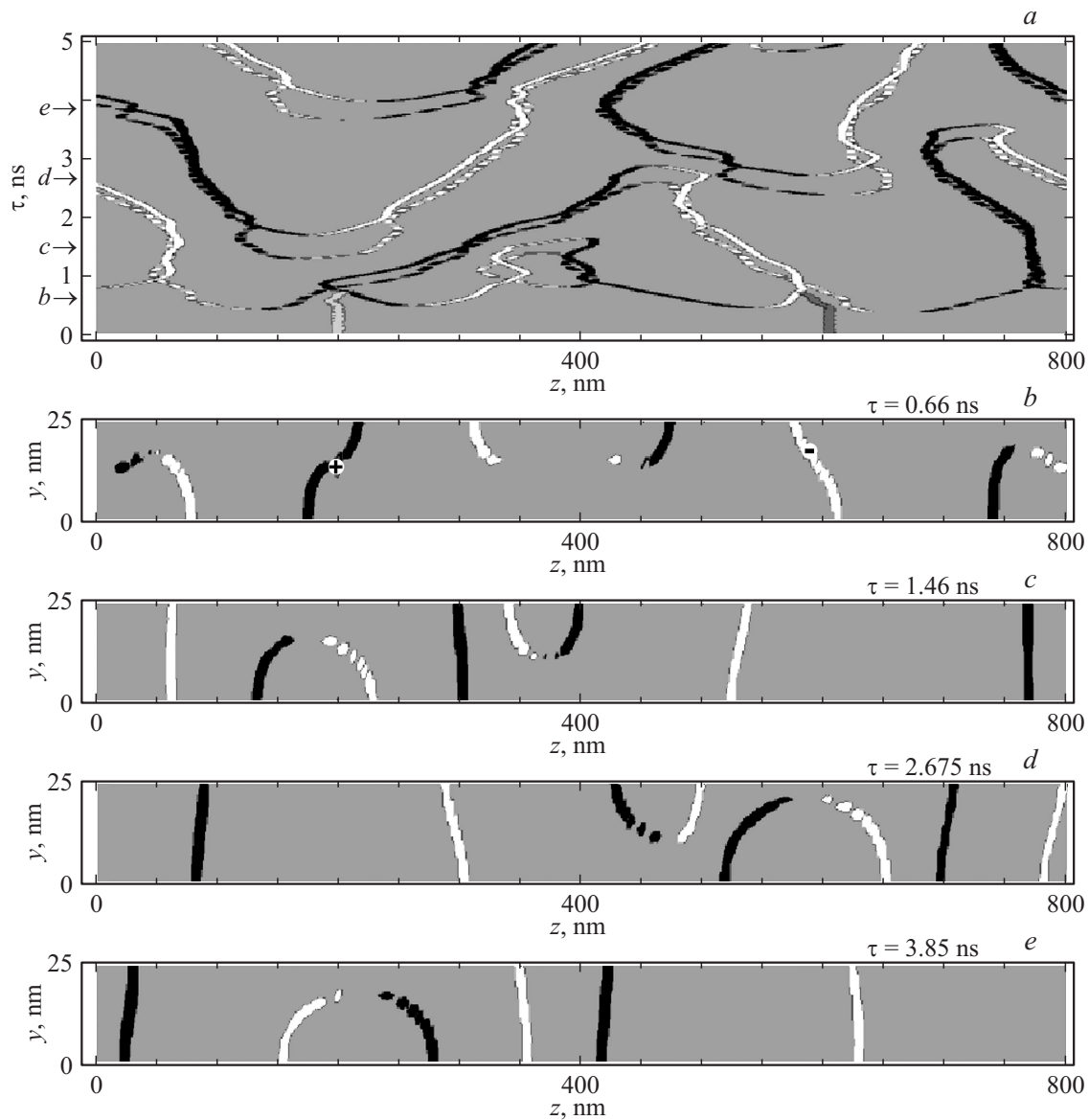


Рис. 4. Кривые зависимостей от времени z -координат центров вихрей (антивихрей), расположенных на граничных поверхностях, и СТ в объеме пленки толщиной 50 nm (a). „Мгновенные снимки“ yz -проекции вихревых структур (a–d) показывают, что отрезки линий коров, меняя форму, могут оканчиваться на одной или на разных границах пленки. Сплошные (прерывистые) линии относятся к верхней (нижней) границе пленки; символами (+) и (–) обозначены СТ. Остальные обозначения те же, что на рис. 3.

и двумя (c) вихрями. Сравнивая графики координатных зависимостей χ и J , легко видеть, что использование инварианта J позволяет получить результаты с существенно более высокой точностью. Поэтому в дальнейшем для визуализации линий коров вихрей будет использоваться формула (5). Можно заметить, что качество изображения ухудшается, если эти линии располагаются по отношению к секущим плоскостям почти касательно. По этой причине, для уточнения общей картины движения вихрей, проводилось сравнение результатов, полученных с использованием секущих плоскостей, имеющих различные углы наклона. Зависимость вида получающихся изображений от выбора этих углов мы обсудим ниже в разд. 5.

4. Результаты численного моделирования

Сопоставляя результаты, полученные для пленок различной толщины, можно увидеть, каким образом почти двумерная динамика намагниченности превращается в трехмерную. Рассмотрим последовательно динамику вихревых структур в пленках различной толщины.

В пленке толщиной 25 nm ($L_y = 25 \text{ nm} \approx 5 \cdot l$, где $l = \sqrt{A/2\pi}/M_s$ — „длина абсолютной однодоменности“) стабильными статическими состояниями являются структуры типа cross-tie [30,31], представляющие собой цепочки чередующихся вихрей и антивихрей, расположенных вдоль ДГ и оси z . Вследствие наложения гра-

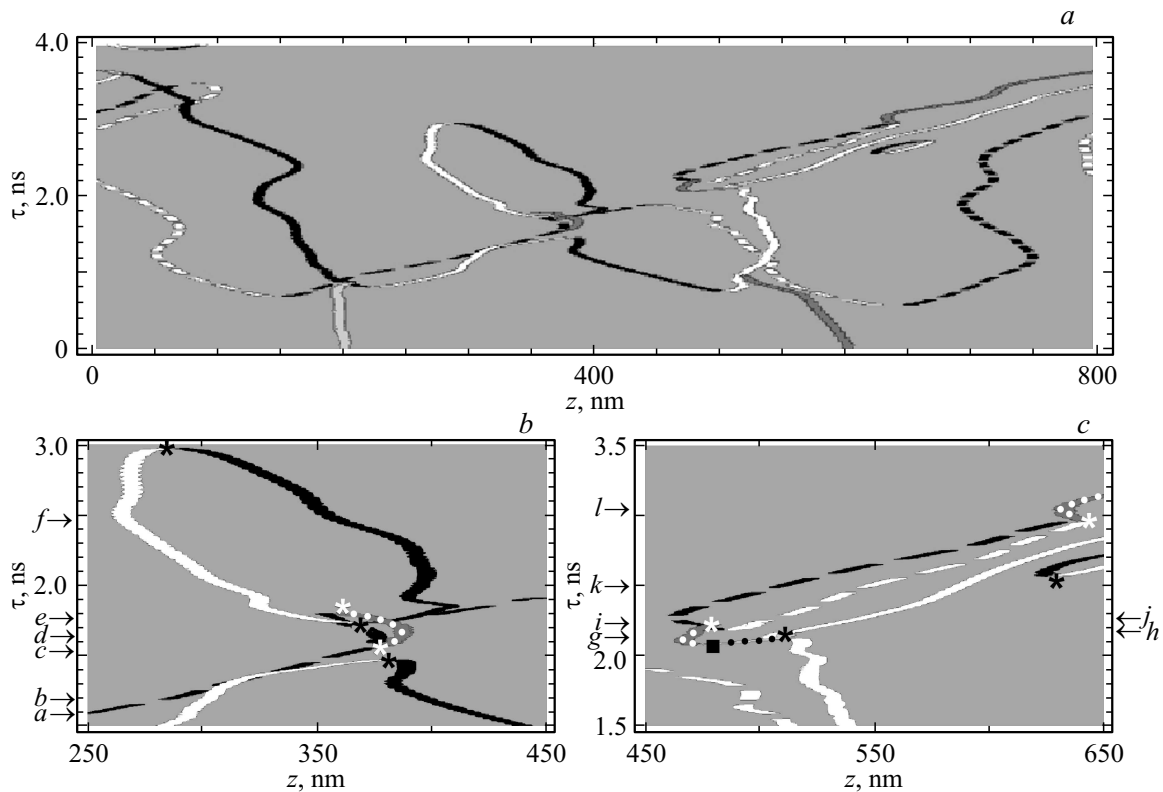


Рис. 5. Кривые зависимостей от времени z -координат центров вихрей (антивихрей), расположенных на граничных поверхностях, и СТ в объеме пленки толщиной 75 нм (*a*). Внизу на увеличенных фрагментах верхнего рисунка (*b, c*) полосы с черными и белыми точками изображают траектории СТ, черными (белыми) звездочками отмечены события рождения или уничтожения пар вихрь–антивихрь на верхней (нижней) границах пленки. Символом „черный квадрат“ отмечено рождение пары СТ. Остальные обозначения те же, что на рис. 3, 4.

ничного условия (2) возможны устойчивые структуры с различным числом пар вихрь–антивихрь, для каждой из которых энергия имеет локальный минимум. Взяв состояние с четырьмя такими парами в качестве начального, мы получили зависимости z -проекций центров поверхностных вихрей, изображенные на рис. 3, *a*. Большую часть времени движение является почти двумерным: линии коров вихрей и антивихрей близки к отрезкам нормалей, проведенных к границам пленки, а различия между распределениями намагниченности в плоских сечениях, параллельных плоскости xz , незначительны (рис. 3, *b*). Отметим, что закономерности движения пар вихрь–антивихрь в двумерном ферромагнетике рассматривались ранее с помощью численных и аналитических методов [30,31]. Процессы рождения и аннигиляции вихрей и антивихрей являются, однако, существенно трехмерными. При рождении, после появления пары вихрь–антивихрь на одной из границ пленки, начинающиеся в них линии коров, соприкасаясь концами, „погружаются“ в тело пленки на глубину, которая изменяется от 0 до 25 нм примерно за 30 нс („мгновенные снимки“ изображены на рис. 3, *c–e*). После этого пара вихрь–антивихрь появляется на противоположной границе пленки; линии коров разделяются. При аннигиляции стадии процесса повторяются в обратном порядке.

В пленке толщиной 50 нм в качестве начальной была выбрана конфигурация, состоящая из двух сегментов одновихревой ДГ [4], разделенных переходными областями, содержащими СТ [9]. Из рис. 4, *a* видно, что движение внутренних вихревых структур, сопровождающее движение ДГ, всегда является трехмерным. Линии коров вихрей, имеющие концы, лежащие на разных границах пленки, обычно искривлены. Появление пары вихрь–антивихрь на границе пленки сопровождается появлением аркообразной (U -образной) структуры (рис. 4, *c–e*). После того, как высота „арки“ станет равной толщине пленки, пара вихрь–антивихрь появляется на противоположной границе пленки. Две СТ, имевшиеся в начальной конфигурации, лежат на отрезках линий коров (рис. 4, *b*) и, двигаясь вдоль этих линий, выходят на поверхность пленки и исчезают.

Моделирование движения вихревых структур в пленке толщиной 75 нм, (также для начальной конфигурации с двумя СТ) показывает, что с ростом толщины пленки динамика усложняется. На рис. 5, *a* изображены зависимости от времени значений z -координат поверхностных вихрей (антивихрей) и СТ. Мы рассмотрим подробно два увеличенных фрагмента этого рисунка (рис. 5, *b, c*), сопоставляя их с „мгновенными снимками“ yz -проекций линий коров (соответствующие моменты времени отме-

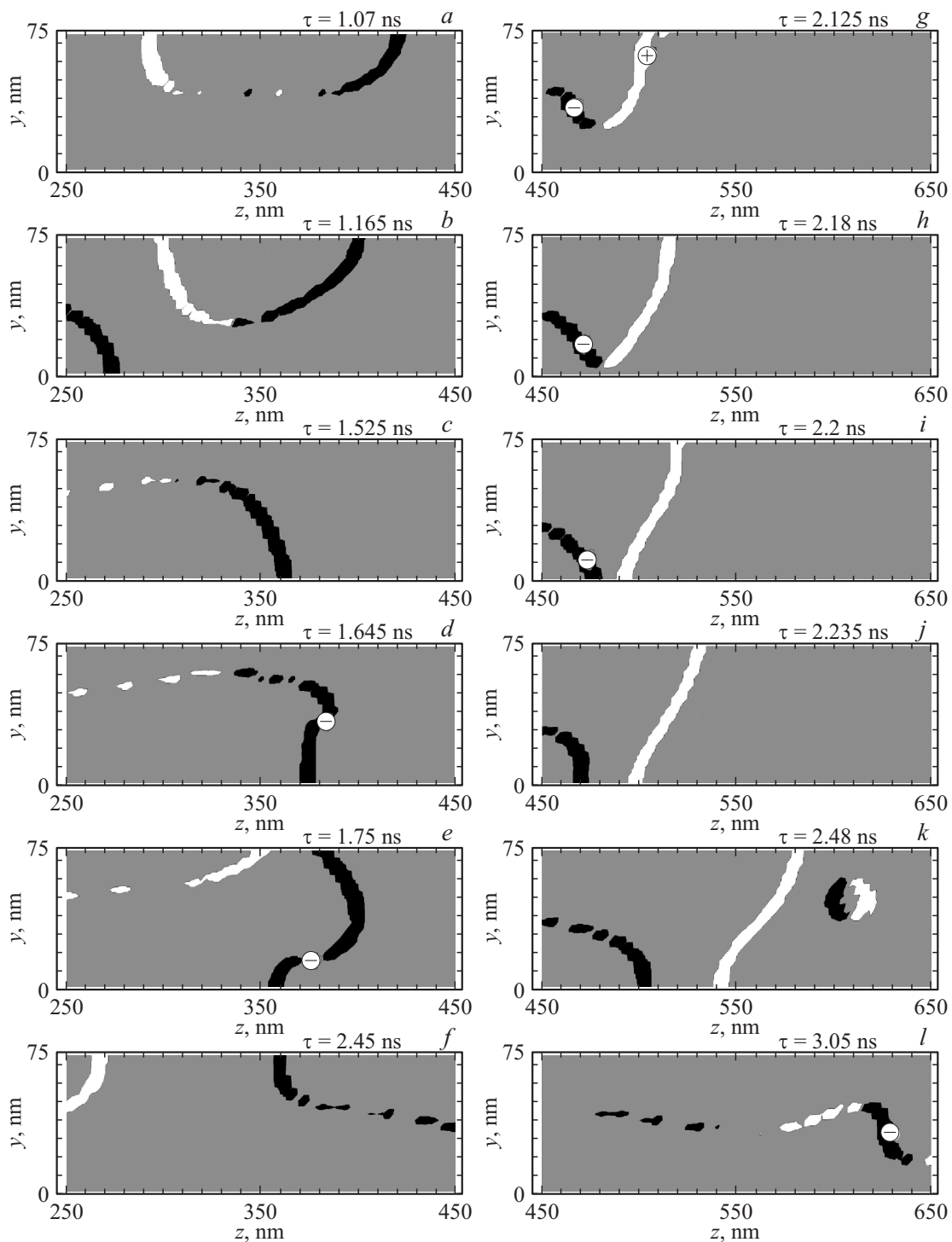


Рис. 6. Проекция линий коров объемных вихрей на плоскость yz в различные моменты времени для пленки толщиной 75 nm. Линии коров продольных вихрей выходят на границы пленки ($c-f$); образуются U -образные (a, b, g, h) и S -образные структуры (e, l). Наблюдаемые события: образование на поверхности пары вихрь–антивихрь при разрыве U -образной конфигурации ($g-i$), исчезновение СТ при выходе на границу ($g-j$), образование петли (k). Обозначения те же, что на рис. 3, 4.

чены стрелками на оси τ на рис. 5, b, c). На рис. 6, a аркообразная структура выходит своими концами на верхнюю границу пленки в виде вихря и антивихря; впоследствии она исчезает (рис. 6, c). На рис. 6, b появляется линия коров продольного вихря, выходящая после

поворота на нижнюю границу пленки. Выгибаясь вверх, она порождает пару вихрь–антивихрь на верхней границе (рис. 6, e, f). СТ ($-$), зародившаяся на нижней границе, поднимается вдоль этой линии вверх, потом меняет направление движения и исчезает на нижней границе

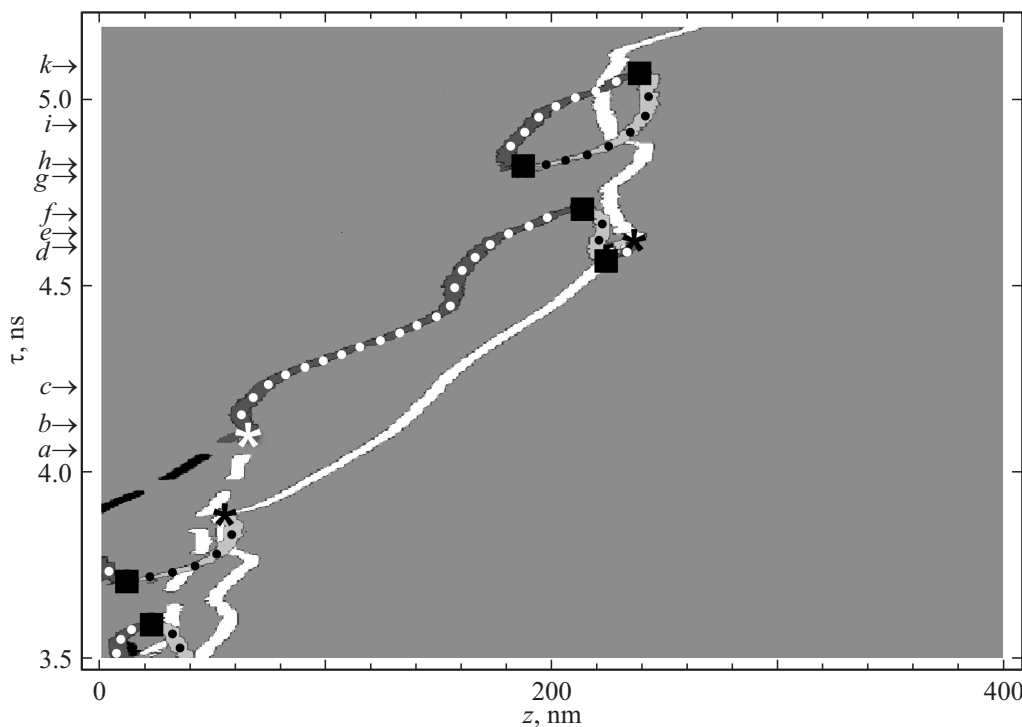


Рис. 7. Кривые зависимостей от времени z -координат центров вихрей (антивихрей), расположенных на граничных поверхностях, и СТ в объеме пленки толщиной 100 nm (увеличенный фрагмент рисунка из [8]). Обозначения те же, что на рис. 3–5.

(рис. 6, c – e). U -образная структура с двумя СТ, имеющими топологический заряд χ разного знака (рис. 6, g), теряет СТ (+), выходящую на верхнюю границу пленки (рис. 6, h), после чего разрывается с образованием пары вихрь–антивихрь на нижней границе (рис. 6, i) и теряет СТ (–) (рис. 6, j). Возможно появление петлеобразных структур (рис. 6, k). СТ может принадлежать линии коров, не выходящей на поверхность; в этом случае она существует в теле пленки длительное время.

Для пленок толщиной 100 nm движение поверхностных вихрей и антивихрей, а также СТ, было рассмотрено в [8] для нескольких типов начальных конфигураций. Сравнивая эти случаи с рассмотренными выше, можно заключить, что движение становится еще более сложным и нерегулярным. Особенностью движения в пленках большей толщины является то, что СТ зарождаются более часто, и их время жизни становится больше. Рассмотрим фрагмент диаграммы, изображенной в [8] на рис. 5, и проиллюстрируем происходящие процессы с помощью „мгновенных снимков“ uz -проекций линий коров. В нижней части рис. 7, на котором изображен этот фрагмент, мы наблюдаем сближение и аннигиляцию двух СТ, а позже — рождение двух СТ (черные квадраты), одна из которых аннигилирует одновременно со сменой ориентации намагниченности $\mathbf{m} \rightarrow -\mathbf{m}$ в коре антивихря на верхней границе пленки (черная звездочка в нижней половине рис. 7). Далее, аннигиляция пары вихрь–антивихрь на нижней границе приводит к рождению одиночной СТ (–) (белая звездочка на рис. 7; рис. 8, a, b). Эта СТ оказывается на среднем

участке S -образной линии коров (рис. 8, c); на правом участке этой линии рождается пара СТ (рис. 8, d); короткое время существует конфигурация с четырьмя СТ (рис. 8, e ; на рис. 7 четвертая СТ не видна). После исчезновения СТ, вышедшей на верхнюю границу (черная звездочка в верхней части рис. 7), остаются две СТ, которые сближаются (рис. 8, f) и позже аннигилируют. Интересный вариант процесса рождения СТ представлен на рис. 8, g, h : после того, как петля линии коров, соприкасаясь с другой линией коров, разрывается, в точках разрыва появляется пара СТ. В дальнейшем эти СТ сближаются вдоль оставшейся части петли и аннигилируют (рис. 8, i, k).

5. Аналитические модели вихревых структур

Представляет интерес задача нахождения вида аналитических выражений, правильно описывающих мгновенные конфигурации движущегося поля намагниченности хотя бы на качественном уровне. Исходя из идеи построения трехмерного вихревого топологического солитона, предложенной в [13], а также используя N -вихревой мультипликативный анзац [35], мы построили ряд модельных распределений намагниченности, имитирующих распределения, получающиеся при численном моделировании.

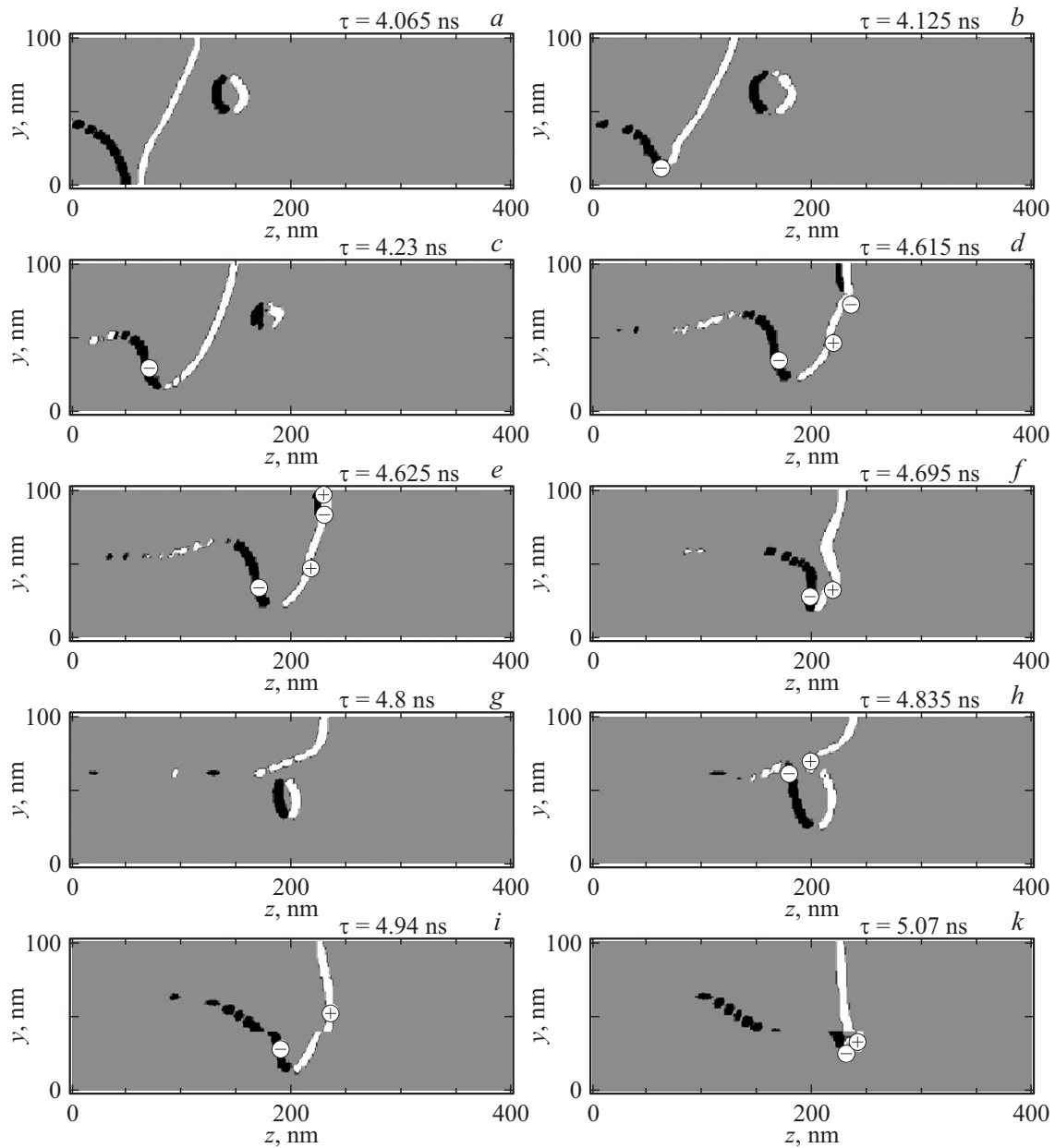


Рис. 8. Проекция линий вихрей объемных вихрей на плоскость yz в различные моменты времени для пленки толщиной 100 нм. Наблюдаемые события: образование U -образной структуры, несущей СТ (a, b); ее, превращающейся в S -образную структуру (c); исчезновение петли линии вихрей ($a-c$); рождения и аннигиляции пар СТ ($d-h$).

Определим поле намагниченности выражением

$$\frac{m_z + im_x}{1 + m_y} = \eta \prod_{n=1}^N \left(\frac{\sin \mu(\rho_n)}{1 + \lambda_n \cos \mu(\rho_n)} \cdot \frac{z - \sigma_n(y) + is_n x}{\rho_n} \right), \quad (6)$$

где $\rho_n = \sqrt{(z - \sigma_n(y))^2 + x^2}$. Формула (6) описывает цепочку вихрей и антивихрей, центры которых лежат в плоскости yz . В каждом плоском сечении, параллельном плоскости xz , можно задать как число вихрей (антивихрей) N , так и положения их центров: $x_n = 0$, $z_n = \sigma_n(y)$. Функция $\mu(\rho)$ определяет закон, по которому намагниченность \mathbf{m} изменяется при приближении к цен-

тру вихря (здесь для всех вихрей эта функция выбрана одинаковой, что не обязательно). Следует считать, что

$$\mu(\rho) \xrightarrow{\rho \rightarrow 0} 0, \quad \mu(\rho) \xrightarrow{\rho \rightarrow \infty} \pi/2.$$

Чередование вихрей и антивихрей обеспечивается чередованием знаков в последовательности величин $s_n = \pm 1$. Параметры $\lambda_n = \pm 1$ отвечают за направление намагниченности в центре каждого вихря (антивихря). Случаю цепочки вихрей, расположенных вдоль ДГ, разделяющей домены с $\mathbf{m} = \pm \mathbf{k}$, соответствует выбор $\eta = i$ (если $\eta = 1$, на большом расстоянии от системы вихрей намагниченность однородна).

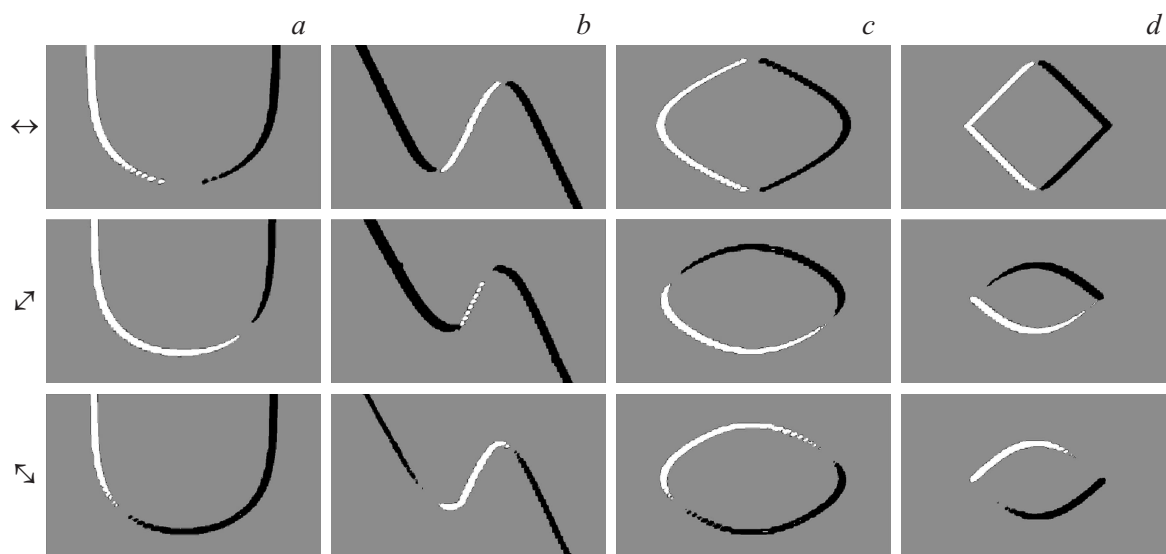


Рис. 9. Линии вихревых структур, описанных аналитически. При расчетах использовались контуры интегрирования, лежащие в плоскостях, наклоненных под разными углами (рис. 1, *d–f*). Обозначения те же, что на рис. 3.

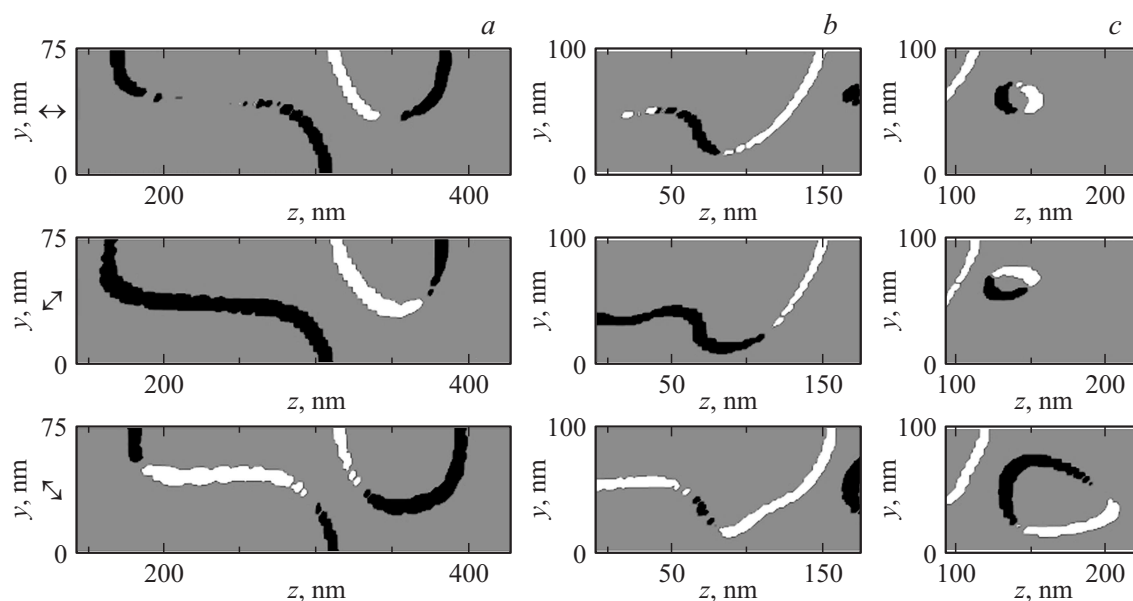


Рис. 10. Линии вихревых структур, полученных путем микромагнитного моделирования. При расчете использовались контуры интегрирования, лежащие в плоскостях, наклоненных под разными углами (рис. 1, *d–f*). Обозначения те же, что на рис. 3.

Путем соответствующего выбора чисел N и функций $\sigma_n(y)$ были построены аналитические модели U -образной и S -образной структур (рис. 9, *a, b*), а также структуры в форме петли (рис. 9, *c, d*). Для сравнения, на рис. 10 изображены линии вихревых структур, полученные при визуализации результатов микромагнитного моделирования.

Проекции линий вихревых структур на плоскость yz , изображенные на рис. 3–8, были построены с помощью формулы (5) для системы плоских сечений, параллельных плоскости xz . Однако с целью уточнения общей картины расположения линий вихревых структур, в тех случаях,

когда значительные участки этих линий оказывались почти параллельными плоскости xz , нами также использовались сечения, перпендикулярные плоскости yz и наклоненные к плоскости xz под углами $\pm\pi/4$. Можно заметить, что разбиение каждой линии вихревых и антивихревых сегментов при разных углах наклона секущих плоскостей выглядят по-разному. Это соответствует требованию сохранения значения скирмионного числа при пересечении изогнутой линии вихревых структур плоскостью. Действительно, если плоскость касается выпуклого участка линии вихревых структур и далее рассекает ее, вблизи точек пересечения на этой плоскости образуются

две вихревые структуры. Сумма вкладов от этих структур в скирмионное число должна быть равна нулю, из чего следует, что если одна из них — вихрь, то вторая должна быть антивихрем.

Воспользуемся простой аналитической моделью трехмерного вихря, чтобы показать, что в сечениях плоскостями, имеющими различные угловые положения, можно получить оба типа плоских конфигураций — как вихрь, так и антивихрь. Пусть в (6) $N = 1$, $\eta = -i$, $\sigma_1(y) = -ky$ и $s_1 = 1$; также опустим индексы у ρ_1 и λ_1 . В итоге получим трехмерную структуру, являющуюся объединением вихревых распределений, лежащих в плоскостях, параллельных плоскости xz . Она описывается выражением

$$\mathbf{m} = -iS(\rho)(z + ky) + \mathbf{j}C(\rho) + \mathbf{k}S(\rho)x, \quad (7)$$

где $S(\rho) = \rho^{-1}\mu(\rho)$, $C(\rho) = \lambda \cos \mu(\rho)$; \mathbf{i} , \mathbf{j} и \mathbf{k} — орты координатных осей. Для каждого плоского распределения $m_y \rightarrow 0$ при $\rho \rightarrow \infty$, центры же вихрей лежат на прямой $x = 0$, $z = -ky$, наклоненной к плоскости xz под некоторым углом. Удобно менять угловое положение не секущей плоскости, а самого распределения (7), поворачивая его на угол φ вокруг оси x ; секущую плоскость при этом считать закрепленной и совпадающей с xz . После поворота конфигурация намагниченности в плоскости xz будет описываться выражениями

$$m_x = -\Lambda\Psi(z - z_0), \quad m_z = \Lambda(x - x_0), \quad (8)$$

где

$$x_0 = \frac{C(\rho)}{S(\rho)} \operatorname{tg} \varphi, \quad z_0 = -\frac{\sin \varphi + k \cos \varphi}{\cos \varphi - k \sin \varphi},$$

$$\Lambda = S(\rho) \cos \varphi, \quad \Psi = \frac{\cos \varphi - k \sin \varphi}{\cos \varphi}.$$

Исключим из рассмотрения такие сочетания величин k и φ , при которых $\Psi = 0$ и z_0 расходятся в бесконечность. При фиксированном значении $k > 0$, по-разному выбирая угол φ , можно добиться того, чтобы выполнялось одно из неравенств — $\Psi > 0$, либо $\Psi < 0$. В первом случае формулы (8) описывают вихрь, во втором — антивихрь.

6. Заключение

Важность учета процессов рождения и уничтожения вихрей и антивихрей была доказана в многочисленных работах, в которых рассматривались двумерные модели ферромагнитной среды. Использование микромагнитного моделирования, в сочетании с процедурами расчета топологических инвариантов, дает уникальную возможность воспроизвести и визуализировать трехмерные динамические процессы перестроек топологической структуры намагниченности в ферромагнетиках. Данная работа посвящена разработке методов описания динамических вихревых структур, возникающих в магнитных пленках.

Отметим наиболее важные результаты, полученные в ней.

1. Показано, что задача визуализации трехмерных вихревых структур может быть успешно решена с помощью численных процедур, основанных на расчете значений топологических инвариантов двух типов.

2. Рассмотрены частные случаи динамики ДГ во внешнем магнитном поле в пленках различной толщины. Показано, каким образом „почти двумерная“ динамика в тонких пленках переходит в трехмерную.

3. Установлены основные закономерности, связывающие движение поверхностных вихрей и антивихрей в магнитных пленках с движением внутренних структурных образований — СТ и линий коров вихрей.

4. Построены аналитические модели, имитирующие линейные вихревые структуры, возникающие в ферромагнитных образцах.

Авторы благодарны А.Б. Борисову, В.В. Киселеву, Ф.Н. Рыбакову за участие в обсуждении работы и ценные замечания.

Список литературы

- [1] N.L. Schryer, L.R. Walker. J. Appl. Phys. **45**, 5406 (1974).
- [2] Г. Голдстейн, Ч. Пул, Дж. Сафко. Классическая механика. НИЦ „РХД“, ИКИ, М.-Ижевск (2012). 828 с.
- [3] Б.Н. Филиппов. ФНТ **28**, 991 (2002).
- [4] A.E. LaBonte. J. Appl. Phys. **40**, 2450 (1969).
- [5] A. Hubert. Phys. Stat. Sol. **32**, 519 (1969).
- [6] Б.Н. Филиппов. ФТТ **50**, 644 (2008).
- [7] Л.Г. Корзунин, Б.Н. Филиппов, В.В. Зверев. ФТТ **57**, 1484 (2015).
- [8] В.В. Зверев, Б.Н. Филиппов. ФТТ **58**, 473 (2016).
- [9] В.В. Зверев, Б.Н. Филиппов. ЖЭТФ **144**, 126 (2013).
- [10] А.А. Белавин, А.М. Поляков. Письма в ЖЭТФ **22**, 503 (1975).
- [11] Б.А. Дубровин, С.П. Новиков, А.Т. Фоменко. Современная геометрия. Наука, М. (1979). 760 с.
- [12] Г.Е. Воловик, В.П. Минеев. ЖЭТФ **72**, 2256 (1977).
- [13] А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Наук. думка, Киев (1983). 192 с.
- [14] Q.F. Xiao, J. Rudge, B.C. Choi, Y.K. Hong, G. Donohoe. Appl. Phys. Lett. **89**, 262507 (2006).
- [15] R. Hertel, S. Gliga, M. Fähnle, C.M. Schneider. Phys. Rev. Lett. **98**, 117201 (2007).
- [16] Ki-Suk Lee, K.Yu. Guslenko, Jun-Young Lee, Sang-Koog Kim. Phys. Rev. B **76**, 174410 (2007).
- [17] K.Yu. Guslenko, Ki-Suk Lee, Sang-Koog Kim. Phys. Rev. Lett. **100**, 027203 (2008).
- [18] K.Yu. Guslenko, A.N. Slavin, V. Tiberkevich, Sang-Koog Kim. Phys. Rev. Lett. **101**, 247203 (2008).
- [19] M. Noske, H. Stoll, M. Fähnle, R. Hertel, G. Schütz. Phys. Rev. B **91**, 014414 (2015).
- [20] R. Hertel, C.M. Schneider. Phys. Rev. Lett. **97**, 177202 (2006).
- [21] M. Noske, H. Stoll, M. Fähnle, A. Gangwar, G. Woltersdorf, A. Slavin, M. Weigand, G. Dieterle, J. Förster, C.H. Back, G. Schütz. J. Appl. Phys. **119**, 173901 (2016).

- [22] M. Noske, H. Stoll, M. Fähnle, A. Gangwar, G. Woltersdorf, A. Slavin, M. Weigand, G. Dieterle, J. Förster, C.H. Back, G. Schütz. *Phys. Rev. Lett.* **117**, 037208 (2016).
- [23] Jun-Young Lee, Ki-Suk Lee, S. Choi, K.Yu. Guslenko, Sang-Koog Kim. *Phys. Rev. B* **76**, 184408 (2007).
- [24] K.Yu. Guslenko, Jun-Young Lee, Sang-Koog Kim. *IEEE Trans. Magn.* **44**, 3079 (2008).
- [25] УФ. Браун. *Микромагнетизм*. Мир, М. (1979). 160 с.
- [26] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge. *AIP Advances* **4**, 107133 (2014).
- [27] A. Thiaville, J.M. Garsia, R. Dittrich, J. Miltat, T. Schrefl. *Phys. Rev. B* **67**, 094410 (2003).
- [28] O.A. Tretiakov, O. Tchernyshyov. *Phys. Rev. B* **75**, 012408 (2007).
- [29] S. Komineas. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 117202 (2007).
- [30] M.J. Donahue. *Adv. Cond. Mat. Phys.* **2012**, 908695 (2012).
- [31] B.N. Filippov, M.N. Dubovik, V.V. Zverev. *JMMM* **374**, 600 (2015).
- [32] A.S. Kovalev, S. Komineas, F.G. Mertens. *Eur. Phys. J. B* **25**, 89 (2002).
- [33] S. Komineas. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 117202 (2007).
- [34] S. Komineas, N. Papanicolaou. *New J. Phys.* **10**, 043021 (2008).
- [35] S. Komineas. *Physica D* **155**, 223-234 (2001).