

Нестационарное вынужденное движение доменных стенок в ферритмагнетиках вблизи точки компенсации спина

Б.А. Иванов^{1,2}, Е.Г. Галкина³, В.Е. Киреев¹, Н.Е. Кулагин⁴,
Р.В. Овчаров², Р.С. Химин^{5,6}

¹*Институт магнетизма НАН Украины и МОН Украины, Киев, 03142, Украина*
E-mail: bor.a.ivanov@gmail.com

²*Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко, Киев, 03127, Украина*

³*Институт физики НАН Украины, Киев, 03028, Украина*

⁴*Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН*
Москва, 119071, Россия

⁵*Department of Physics, University of Gothenburg, Gothenburg 41296, Sweden*

⁶*NanOsc AB, Kista 16440, Sweden*

Статья поступила в редакцию 15 апреля 2020 г., опубликована онлайн 22 июня 2020 г.

Теоретически исследовано движение доменных стенок в ферритмагнетиках вблизи точки компенсации спинов подрешеток, когда имеют место эффекты обменного увеличения предельной скорости стенки. Найдены нелинейные режимы нестационарного движения стенки с немалой скоростью, вплоть до предельной. Обнаружена область параметров магнетика, в которой возможно нарушение применимости подхода коллективных переменных. В этой области движение стенки сопровождается периодическим появлением неустойчивости относительно нарастания спиновых колебаний внутри доменной стенки.

Ключевые слова: доменная стенка, ферритмагнетик, точка компенсации спинов, уокеровское решение.

1. Введение

Динамика доменных стенок (ДС) в различных магнетиках представляет большой интерес как для фундаментальной проблемы нелинейной спиновой динамики [1–5], так и многочисленных приложений [6–8]. Особо важна возможность экспериментальной реализации движения ДС с немалой скоростью под действием внешнего магнитного поля (или другого типа вынуждающей силы). В задачах о вынужденном движении ДС проявляются нетривиальные закономерности динамики магнитных солитонов, обусловленные отсутствием галилеевской инвариантности уравнений спиновой динамики [1–5]. Это приводит как к существованию предельной скорости движения ДС, так и нетривиальной форме их закона дисперсии, т.е. зависимости энергии ДС E от ее импульса P [1–4].

В настоящий момент основные закономерности вынужденного движения ДС понятны для ферромагнети-

ков (ФМ) и антиферромагнетиков (АФМ). Для этих двух классов магнетиков ситуация существенно различная. Спиновая динамика ФМ описывается уравнением Ландау–Лифшица для намагниченности ФМ (или, эквивалентно, спиновой плотности ФМ s) [9]. Это уравнение можно записать в лагранжевом формализме, с лагранжианом, содержащим неаналитическое динамическое слагаемое с вектор-потенциалом поля монополя Дирака [10,11]. Наличие такого слагаемого для ФМ приводит, в частности, к периодической зависимости $E_{FM}(P + P_{0,FM}) = E_{FM}(P)$ с универсальным значением периода $P_{0,FM} \propto S\hbar/a$ на одну атомную цепочку, перпендикулярную плоскости ДС [12–16]. Здесь S — спин атома, a — постоянная решетки, \hbar — постоянная Планка. Эта периодичность может приводить к немонотонному движению ДС в постоянном движущем поле. Если значение поля превосходит некоторое критическое значение, малое при слабой диссипации, то реализуется так называемое уокеровское «запороговое» дви-

жение [17], которое представляет собой суперпозицию периодических осцилляций координаты ДС на фоне ее равномерного движения. Такое движение наблюдалось многими авторами, приведем лишь последние работы, в которых такое движение обнаружено для ферримагнетиков [18–23].

Для АФМ ситуация принципиально иная: сингулярные слагаемые для двух подрешеток со спиновыми плотностями \mathbf{s}_1 и \mathbf{s}_2 взаимно уничтожаются и периодическая зависимость $E(P)$ не появляется. Для АФМ зависимости энергии ДС от ее скорости или импульса такие же, как в стандартной релятивистской динамике частицы, $E_{AFM}(v) = E_{0,AFM} / \sqrt{1 - v^2/c^2}$ или $E_{AFM}(P) = \sqrt{E_{0,AFM}^2 + c^2 P^2}$, где $E_{0,AFM}$ — энергия неподвижной ДС, c — скорость магнов на линейном участке спектра. В случае АФМ скорость вынужденного движения ДС во внешнем поле растет с ростом поля, монотонно приближаясь к предельному значению c [1,2]. Значение c не содержит малых множителей релятивистского происхождения, определяется обменным взаимодействием и достигает десятков км/с.

В настоящей работе исследована динамика ДС для ферримагнетиков (ФиМ) с двумя подрешетками и спиновыми плотностями \mathbf{s}_1 и \mathbf{s}_2 , $s_{1,2} = |\mathbf{s}_{1,2}|$. Давно известно, что при приближении к точке компенсации спинов (ТКС), когда $v = (s_1 - s_2) / (s_1 + s_2) \ll 1$, предельная скорость ДС в ФиМ сильно возрастает и становится, как и в АФМ, чисто обменной [24]. В самой ТКС ($v = 0$) динамика ДС, как для АФМ, лоренц-инвариантна. Однако недавно было показано, что при сколь угодно малом $v \neq 0$ вид закона дисперсии ДС в ФиМ $E(P)$ усложняется и может включать такой нетривиальный элемент, как точка окончания спектра [25].

Покажем, что эти необычные свойства закона дисперсии определяют появление принципиально новых закономерностей вынужденного движения ДС. Существует некоторая критическая величина раскомпенсации v_c , которая мала, $v_c \propto \sqrt{H_a / H_{ex}} \ll 1$, H_{ex} и H_a — обменное поле и поле анизотропии ФиМ. Конкретное значение v_c определяется видом энергии анизотропии ФиМ. Если $|v| > v_c$ (далее для определенности считаем, что $v > 0$), то поведение качественно похоже на ФМ. Если же $v < v_c$, то характер вынужденного движения ДС принципиально отличается от известных ранее для случаев АФМ и ФМ. В частности, запороговый режим не может быть представлен как плавные периодические осцилляции на фоне равномерного движения ДС. Этот режим включает интервалы времени нестабильности ДС, в которых возбуждается «быстрая» динамика спинов внутри ДС, а также эффекты накапливания возмущений в стенке (старения стенки) при прохождении последовательности этих интервалов.

2. Модель и простейшее решение задачи

Для анализа магнетиков с двумя подрешетками, как АФМ, так и ФиМ, удобно ввести векторы

$$\mathbf{m} = (\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2) / s_{tot}, \quad \mathbf{l} = (\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2) / s_{tot}, \quad (1)$$

где s_{tot} — максимальное значение спиновой плотности при параллельной ориентации подрешеток, для ферримагнетика $s_{tot} = s_1 + s_2$, $s_{1,2} = |\mathbf{s}_{1,2}|$. Нелинейная спиновая динамика этих магнетиков может быть описана уравнением, содержащем только нормированный (единичный) вектор \mathbf{l} , которое можно записать в виде (см. подробнее [1–4,26–30])

$$-\hbar(s_1 - s_2) \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} = \frac{\hbar s_{tot}}{\omega_{ex}} \left(\mathbf{l} \times \frac{\partial^2 \mathbf{l}}{\partial t^2} \right) - A(\mathbf{l} \times \nabla^2 \mathbf{l}) + \left(\mathbf{l} \times \frac{\partial w_a(\mathbf{l})}{\partial \mathbf{l}} \right) + \left(\mathbf{l} \times \frac{\delta Q}{\delta(\partial \mathbf{l} / \partial t)} \right) - \frac{1}{2} F(\mathbf{l} \times \mathbf{e}_z), \quad (2)$$

где $\omega_{ex} = \gamma H_{ex}$, γ — гиромагнитное отношение, и статическая энергия магнетика выбрана в стандартном виде:

$$W = \int d\mathbf{r} \left\{ \frac{A}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 + w_a(\mathbf{l}) \right\}, \quad (3)$$

A — константа неоднородного обмена, $w_a(\mathbf{l})$ — плотность энергии анизотропии. Последние слагаемые описывают диссипацию в системе, Q — диссипативная функция, а также действие внешней силы F , которая движет ДС. Сила F может быть создана внешним магнитным полем, параллельным намагниченности магнетика в основном состоянии [1,2], или спин-поляризованным током [21–23,31]. Форма диссипативного слагаемого обсуждена ниже.

Уравнение (2) записано для ФиМ, но в пределе $s_1 = s_2$ оно описывает АФМ (в этом случае его называют уравнением сигма-модели). Уравнение сигма-модели обладает формальной лоренц-инвариантностью — избранная скорость $c = \sqrt{A\omega_{ex} / \hbar s_{tot}}$ совпадает со скоростью магнов на линейном участке спектра. В другом предельном случае, $s_2 / s_1 \rightarrow 0$, вектор $\mathbf{l} \rightarrow \mathbf{s}_1 / s_1$, и при $1/\omega_{ex} \rightarrow 0$ уравнение (2) совпадает с уравнением Ландау–Лифшица для нормированного (единичного) вектора спиновой плотности ФМ $\mathbf{s} / |\mathbf{s}|$. Для всех указанных выше магнетиков ДС, которая равномерно движется со скоростью v , описывается решением (2) типа простой волны, $\mathbf{l} = \mathbf{l}(\xi)$, $\xi = x - vt$.

Удобно использовать угловые переменные: $l_z = \cos \theta$, $l_x + il_y = \sin \theta \exp(i\varphi)$, для ДС $\theta = \theta(\xi)$ и $\varphi = \varphi(\xi)$. Далее будем считать, что ось z является легкой осью магнетика, т.е. $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ по обе стороны ДС (для определенности, $\theta \rightarrow 0$ при $\xi \rightarrow +\infty$ и $\theta \rightarrow \pi$ при $\xi \rightarrow -\infty$). Уравнения для θ и φ принимают вид

$$A \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) \theta'' - A \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) (\varphi')^2 \sin \theta \cos \theta - \frac{\partial w_a}{\partial \theta} + \nu v \hbar s_{\text{tot}} \varphi' \sin \theta + \hbar s_{\text{tot}} \alpha_G v \theta' - \frac{1}{2} F \sin \theta = 0, \quad (4)$$

$$A \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) (\varphi' \sin^2 \theta)' - \frac{\partial w_a}{\partial \varphi} - \nu v \hbar s_{\text{tot}} \theta' \sin \theta + \hbar s_{\text{tot}} \alpha_G v \varphi' \sin^2 \theta = 0, \quad (5)$$

где штрихом обозначена производная по ξ . В выражениях (4), (5) использовано часто применяемое диссипативное слагаемое в форме Гильберта, что значительно упрощает анализ.

Как показано в работе [24], при выборе энергии анизотропии в простейшей форме, допускающей движение ДС,

$$w_a = \frac{1}{2} K \sin^2 \theta (1 + \rho \sin^2 \varphi), \quad (6)$$

может быть построено точное аналитическое решение, описывающее стационарное движение ДС, в том числе при немалых значениях движущей силы и диссипации. Здесь K — константа одноосной анизотропии, ось z выбрана вдоль легкой оси магнетика, параметр ρ определяет анизотропию в базисной плоскости.

Рассмотрим случай $\alpha_G = 0$ и $F = 0$, т.е. «свободного» движения ДС. Этому случаю отвечает решение вида $\varphi = \text{const}$, значение угла φ определяется скоростью ДС v в виде

$$\frac{v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{\sqrt{AK}}{\hbar(s_1 - s_2)} \frac{\rho \sin \varphi \cos \varphi}{\sqrt{1 + \rho \sin^2 \varphi}}, \quad (7)$$

а для функции $\theta = \theta(\xi)$ легко получить уравнение первого порядка:

$$l_0(v) \theta' = \pm \sin \theta, \quad l_0(v) = l_0 \sqrt{\frac{1 - v^2/c^2}{1 + \rho \sin^2 \varphi}}, \quad l_0 = \sqrt{\frac{A}{K}}. \quad (8)$$

Проинтегрировав это уравнение, получаем стандартный ответ, $\cos \theta = \text{th} [\xi / l_0(v)]$, так что величина $l_0(v)$ в формуле (8) имеет смысл толщины движущейся ДС. Легко показать, что данное стационарное решение существует, если скорость ДС не превосходит некоторое критическое значение v_c , которое имеет смысл предельной скорости стенки. Значение v_c удобно представить в виде комбинации характерных скоростей c и v_W :

$$v_c = \frac{c v_W}{\sqrt{c^2 + v_W^2}}, \quad v_W = \frac{\sqrt{AK}}{\hbar(s_1 - s_2)} (\sqrt{1 + \rho} - 1), \quad (9)$$

величина v_W в «ферромагнитном» пределе $s_2 \rightarrow 0$ совпадает с уокеровской предельной скоростью ДС в ФМ [32], см. также [3–5], в котором спиновая плотность $s = s_1$.

Если $v_W \ll c$, то предельная скорость близка к v_W , $v_c \approx v_W$, а в характерной «антиферромагнитной» области $v \sim \sqrt{\omega_a / \omega_{\text{ex}}}$ при $\rho \sim 1$ значения $v_c \leq c$ (см. рис. 1).

Удобно использовать параметр $\bar{v} = v \sqrt{\omega_{\text{ex}} / \omega_a}$, значения которого порядка единицы в этой характерной области. При малых ρ и v имеет место неаналитическая зависимость v_W от этих параметров, $v_W \propto \rho / v$, и при малых ρ область значений раскомпенсации, в которых предельная скорость близка к c , достаточно узкая. Таким образом, для ФМ со сколь угодно малой, но конечной раскомпенсацией предельная скорость v_c обращается в нуль при $\rho = 0$, однако точно в точке компенсации, при $v = 0$, предельная скорость «обменная» и равна c при любом ρ , включая значение $\rho = 0$.

Это же решение пригодно для описания вынужденного стационарного движения ДС при наличии внешней силы и затухания в форме Гильберта. Действительно, легко видеть, что при $\varphi = \text{const}$ диссипативное слагаемое в (5) обращается в нуль. В уравнении (4) слагаемые с F и α_G , в силу (8), имеют одинаковую зависимость от ξ и могут точно компенсировать друг друга при определенном значении скорости ДС. Условие компенсации представляет собой баланс сил, движущей силы и силы торможения ДС $F_{\text{fr}}(v)$, $F + F_{\text{fr}}(v) = 0$, так что силу торможения можно записать в виде

$$F_{\text{fr}}(v) = -4v \hbar s_0 \alpha_G \sqrt{\frac{K}{A}} \sqrt{\frac{1 + \rho \sin^2 \varphi}{1 - v^2/c^2}}. \quad (10)$$

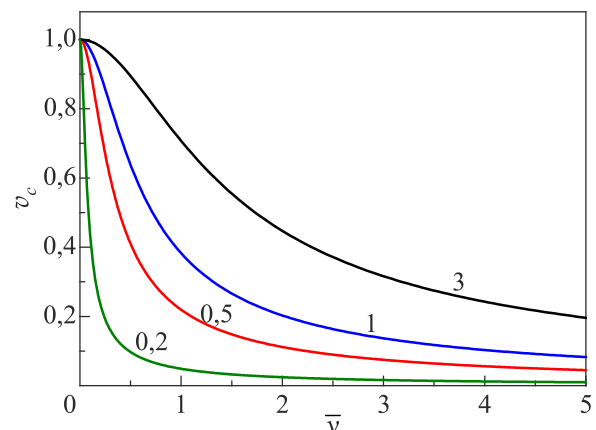


Рис. 1. Зависимость предельной скорости ДС в ФМ (в единицах c) от приведенного параметра раскомпенсации $\bar{v} = v \sqrt{\omega_{\text{ex}} / \omega_a}$ для различных значений плоскостной анизотропии $\rho = 0,2; 0,5; 1$ и 3.

При малых значениях силы скорость ДС мала и имеет место линейная зависимость $v = \mu F$, где μ — подвижность ДС:

$$\mu = \frac{1}{2\hbar s_{\text{tot}} \alpha_G} \sqrt{\frac{A}{K}}. \quad (11)$$

При увеличении скорости сила торможения растет быстрее, чем по линейному закону, см. (10). В АФМ случае ($v = 0$) предельная скорость ДС равна c , и сила торможения растет неограниченно при приближении скорости к этому предельному значению. Если же присутствует малая, но конечная раскомпенсация, то $v_c \leq c$ и сила торможения ограничена сверху величиной $F_{\text{fr}}(v) \leq F_{\text{max}}$, $F_{\text{max}} = \alpha_G \rho K / 2v$. Если же движущая сила превосходит F_{max} , то стационарное движение ДС невозможно. При этом, как отмечалось выше, для ФМ возникает уокеровское закритическое нестационарное движение. Для его описания используется подход коллективных переменных.

3. Диссипативные процессы и эффективное уравнение движения ДС

Возможность построения точного решения для движения ДС при учете диссипации — уникальное свойство модели, определяемой уравнениями (4), (5) с учетом (6), при использовании диссипативного слагаемого в форме Гильберта. Для описания вынужденной динамики в более общем случае удобно использовать подход коллективных переменных, выбрав в качестве переменной координату ДС $X = X(t)$, что соответствует замене $\xi \rightarrow x - X(t)$. Этот подход отвечает так называемому адиабатическому приближению в теории возмущений для солитонов [33]. Следует подчеркнуть, что этот подход применим, если характерные параметры возмущения малы, например эффективная константа диссипации $\alpha \ll 1$, а скорость изменения отклонения коллективной переменной от значения, характерного для невозмущенной задачи ($v = dX/dt = \text{const}$, $\varphi = \text{const}$), достаточно медленная, $dv/dt \ll \omega_0 v$, $d\varphi/dt \ll \omega_0$, где ω_0 — частота магнонов. В противном случае спиновая динамика системы не ограничивается только изменением $X = X(t)$ и может включать, например, возбуждение магнонных мод [33]. Условие $\alpha \ll 1$ выполняется для магнетиков, интересных для приложений в спинтронике, и далее это условие будет считаться выполненным. Применимость условия медленности изменения коллективных переменных обсуждена ниже.

Хорошим примером реализации метода коллективных переменных для движения ДС являются известные уравнения Слончевского для координаты ДС в ФМ $X(t)$ и величины угла φ в центре ДС, который пропорционален импульсу ДС P , $\varphi \propto P$. Такие уравнения можно построить и для ДС в ФиМ. Для этого следует подставить известное решение $\theta = \theta(\xi)$, $\varphi = \varphi(\xi)$, найденное

без учета диссипации, в общие выражения для энергии и импульса ДС. Это позволяет записать функцию Гамильтона ДС, которая совпадает с энергией ДС, выраженной через ее импульс. В частности, указанные выше закономерности полностью определяют динамику ДС в идеализированном случае, когда энергия ДС не зависит от ее положения, а диссипация отсутствует. В этом случае скорость ДС $v = dX/dt$ определяется уравнением Гамильтона $v = \partial E(P)/\partial P$, а второе уравнение Гамильтона, $dP/dt = \partial E(P)/\partial X = 0$, дает сохранение импульса ДС. Реальный случай вынужденного движения ДС под действием силы F любого происхождения и силы трения F_{fr} можно описать на основе уравнения

$$\frac{dP}{dt} = F + F_{\text{fr}}. \quad (12)$$

Силу трения F_{fr} можно записать через скорость диссипации энергии стенки $v F_{\text{fr}}(v) = -dE/dt$. В рамках подхода коллективных переменных величину dE/dt можно найти, подставляя известное решение для ДС $\theta = \theta(\xi)$, $\varphi = \varphi(\xi)$ в выражение для диссипативной функции (точнее, диссипативного функционала) магнетика $Q[\mathbf{I}]$, $dE/dt = -2Q[\mathbf{I}]$, $Q[\mathbf{I}] = \int q d\mathbf{r}$, где q — соответствующая плотность. Однако количественное описание диссипативных процессов в магнетиках достаточно сложная задача, и общий вид функции q неизвестен. Обсудим известные закономерности торможения ДС.

Часто при описании экспериментов используют простое диссипативное слагаемое, введенное Ландау и Лифшицем. Вклад этого слагаемого удобно представить в форме Гильберта, при этом $2q_G = \alpha_G (\partial/\partial t)^2$, где α_G — феноменологическая константа, обычно $\alpha_G \ll 1$. Однако применимость такой простейшей диссипативной функции для всех магнетиков не доказана.

На основе анализа динамической симметрии магнетиков и формализма Онзагера В.Г. Барьяхтар построил общий вид релаксационных слагаемых, которые включают вклады обменной и релятивистской природы [34–38], см. также монографию [39]. Для уравнения Ландау–Лифшица с релаксационными слагаемыми, предложенными Барьяхтаром (это уравнение принято называть уравнением LLBar [40,41]), в частности, не сохраняется длина вектора намагниченности ФМ. Вскоре после выхода работ [34–38] было показано, что учет несохранения модуля $|\mathbf{M}|$ важен для описания релаксации нелинейных возбуждений, в частности ДС в магнетиках [42–44]. При этом диссипативная функция магнетика содержит как прямой вклад «негильбертовских» слагаемых, так и вклад процессов изменения модуля намагниченности $|\mathbf{M}|$, она не сводится к простой форме Гильберта [43].

Недавно установлен еще один канал релаксации, важный для описания наноразмерных магнетиков [45].

Для таких магнетиков существенна передача энергии спиновой системы тонкой пленки магнетика в подложку (эффект спиновой накачки) [45]. Вклад этого механизма обратно пропорционален толщине пленки и становится важным для пленок с толщиной до 10 нм.

Таким образом, для построения последовательной теории диссипации солитонов в магнетиках необходим учет ряда сложных механизмов различной природы. Однако задача о движении ДС допускает достаточно полный анализ. Во-первых, вклад в диссипацию за счет спиновой накачки подложки описывается выражением с той же структурой, что и обычное слагаемое Гильберта, поэтому его учет просто сводится к перенормировке константы α_G . Что касается механизмов релаксации, существующих в рамках уравнения LLBar, ситуация несколько сложнее. В общем случае даже не всегда можно представить диссипативную функцию в локальном виде через углы θ , φ и их производные. Однако в случае скорости ДС, малой по сравнению с характерной скоростью продольной эволюции v_* (это значение велико и, как правило, превосходит величину предельной скорости ДС, см. детали в [42,43]), диссипативная функция может быть записана в локальном виде, как некоторый интеграл от плотности, которая содержит слагаемые $f(\theta)(\partial\theta/\partial t)^2$ и $g(\theta)(\partial\varphi/\partial t)^2$, где $f(\theta)$ и $g(\theta)$ — некоторые функции. Заметим, что эта плотность не сводится к гильбертову виду $(\partial l/\partial t)^2$. С учетом ограничения $\varphi = \text{const}$, которое выполнено для конкретной задачи о движении ДС в ФМ, для диссипативной функции (на единицу площади ДС) можно использовать выражение

$$Q = \frac{\alpha}{2} \hbar s_{\text{tot}} \int f(\theta) \left(\frac{\partial\theta}{\partial t} \right)^2 d\mathbf{r} = \frac{1}{2} \left(\frac{dX}{dt} \right)^2 \alpha \hbar s_{\text{tot}} \int f(\theta) \left(\frac{\partial\theta}{\partial\xi} \right)^2 dx, \quad (13)$$

где α — эффективная константа релаксации. Однако даже для тех моделей магнетиков, для которых при стационарном движении ДС значение угла φ зависит от координаты, оно мало меняется в пределах ДС [46,47]. Поэтому формулу (13) можно использовать для описания торможения ДС при учете вклада всех указанных выше механизмов диссипации для достаточно общих моделей. Учитывая уравнение (8) и преобразуя интеграл для угла $\theta = \theta(\xi)$ в ДС,

$$\int f(\theta) (\partial\theta/\partial\xi)^2 dx \rightarrow \int f(\theta) (\partial\theta/\partial\xi) d\theta \rightarrow [1/l_0(v)] \int f(\theta) \sin\theta d\theta,$$

для силы трения (на единицу площади ДС) можно снова получить выражение (10), в котором вместо α_G стоит эффективная константа диссипации α , содержащая вклады всех указанных выше диссипативных механизмов. Таким образом, уравнение для силы торможения

ДС можно записать в универсальной форме, используя (10) с заменой $\alpha_G \rightarrow \alpha$ и «кинематические» характеристики стенки, такие как ее импульс и энергия.

4. Вынужденная динамика ДС: стационарный случай

Энергия E и импульс P движущейся ДС (на единицу площади ДС) для ФМ получены в работе [25]:

$$E = E_0 \frac{\sqrt{1 + \rho \sin^2 \varphi}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad P = 2\hbar(s_1 - s_2)\varphi + \frac{v}{c^2} E, \quad (14)$$

где $E_0 = 2\sqrt{AK}$ — минимальная энергия ДС, величина $\varphi = \varphi(v)$ зависит от скорости стенки и определяется формулой (7). Импульс P — сумма двух слагаемых, первое представляет собой «ферромагнитный» вклад, второе характерно для лоренц-инвариантной динамики АФМ. При изменении угла φ на величину π энергия и скорость стенки не изменяются, а импульс возрастает на величину $P_0 = 2\hbar\pi(s_1 - s_2)$. Следовательно, энергия ДС в ФМ с $v \neq 0$ формально является периодической функцией импульса, $E(P + P_0) = E(P)$, величина периода P_0 мала в меру малости параметра раскомпенсации $s_1 - s_2$. Однако применимость этого периодического закона дисперсии ограничена эффектами неустойчивости ДС [25].

Силу торможения (10) при учете обсуждавшихся выше механизмов диссипации при использовании (13) можно представить через энергию движущейся ДС и ее скорость:

$$F_{\text{fr}}(v) = -\alpha \frac{\hbar s_{\text{tot}}}{A} v E(v). \quad (15)$$

К сожалению, явный вид закона дисперсии ДС, т.е. зависимости $E(P)$, при $v \neq 0$ получить не удается. Для анализа вынужденного движения можно использовать простую неявную зависимость $E(P)$ через функции $E(\varphi)$ и $P(\varphi)$ [25]:

$$P = \frac{E_0}{c} (\bar{v}\varphi + \frac{\rho}{2\bar{v}} \sin 2\varphi), \quad (16)$$

$$E = E_0 \sqrt{1 + \rho \sin^2 \varphi + \frac{\rho^2}{4\bar{v}^2} \sin^2 2\varphi}.$$

Эти зависимости позволяют получить уравнения Гамильтона для координаты стенки X и ее импульса P . Как отмечалось выше, в уравнении для dX/dt можно не учитывать диссипативные процессы, вклад которых пропорционален $d\varphi/dt$. Поэтому оно имеет тот же вид, что для консервативной проблемы, и может быть представлено через значение угла φ в виде

$$v \equiv \frac{dX}{dt} = \frac{dE(P)}{dP} = c \frac{\rho}{\bar{v}} \frac{\sin 2\varphi}{\sqrt{1 + \rho \sin^2 \varphi + (\rho/2\bar{v})^2 \sin^2 2\varphi}}. \quad (17)$$

Чтобы записать уравнения (12) для dP/dt , удобно использовать неявное представление (16). В частности, сила торможения (15) может быть представлена в компактной форме $F_{\text{тр}} \propto vE \propto \sin 2\varphi$.

Необходимо заметить, что данный подход неприемлем для анализа предельного случая АФМ, когда подрешетки строго скомпенсированы и $v = 0$. В частности, в этом случае для устойчивой ДС угол $\varphi = 0$ и не зависит от скорости ДС, а вторая ДС с $\varphi = \pi/2$ неустойчива [1,47]. Однако для этого случая связь энергии, импульса и скорости достаточно простая. В случае $v = 0$ энергия ДС и сила трения $F_{\text{тр}}(v)$ пропорциональны $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ и неограниченно возрастают при приближении к предельной скорости, равной c . Это означает, что при увеличении силы F скорость стенки монотонно стремится к c :

$$v(F) = \frac{\mu F c}{\sqrt{(\mu F)^2 + c^2}},$$

где μ — подвижность ДС, при малой скорости $v = \mu F$ [1,2,47]. Этот важный случай полностью исследован в работах В.Г. Барьяхтара с соавторами, поэтому далее можно ограничиться случаем $v \neq 0$.

Перед тем, как перейти к конкретному исследованию вынужденной динамики ДС в ФМ, кратко обсудим проблему устойчивости ДС, которая связана с характером зависимости энергии и скорости ДС от ее импульса [25].

Характеры зависимостей $P(\varphi)$ и $E(P)$ качественно изменяются при переходе величины v через некоторое критическое значение v_c , $\bar{v}_c = \sqrt{\rho}$ [25]. Если $v > v_c$, то импульс ДС монотонно растет с ростом φ , см. (16), при этом максимальное значение энергии $E_{\text{max}} = E_N = E_0\sqrt{1+\rho}$ отвечает неподвижной неелевской стенке. При $v > v_c$ зависимость $E(P)$ качественно такая же, как для ФМ, она периодическая и каждому значению импульса ДС отвечает только одно значение ее энергии. Можно показать, что в этом случае ДС со всеми возможными значениями φ являются устойчивыми.

Если $v < v_c$, то зависимость $P(\varphi)$ немонотонная. В этом случае формально возникают две ветви зависимости $E(P)$, т.е. некоторым значениям импульса отвечают два значения энергии (рис. 2). При этом для тех значений $E(P)$, при которых выполняется неравенство $dP(\varphi)/d\varphi < 0$, ДС неустойчива, в силу чего спектр устойчивых ДС имеет точку окончания [25]. На графике зависимости $v(P)$ неустойчивым ДС соответствует отрицательный наклон кривой $v(P)$, т.е. выполняется неравенство $dv(P)/dP < 0$. В случае $v < v_c$ устойчивым стенкам отвечают только состояния нижней ветви, которые существуют при $|P| \leq P_{\text{max}}$, и значения энергии ограничены сверху величиной $E_{\text{max}} = E(P_{\text{max}})$, $E_{\text{max}} > E_N = E_0\sqrt{1+\rho}$. Если $v \rightarrow 0$, то значения P_{max}

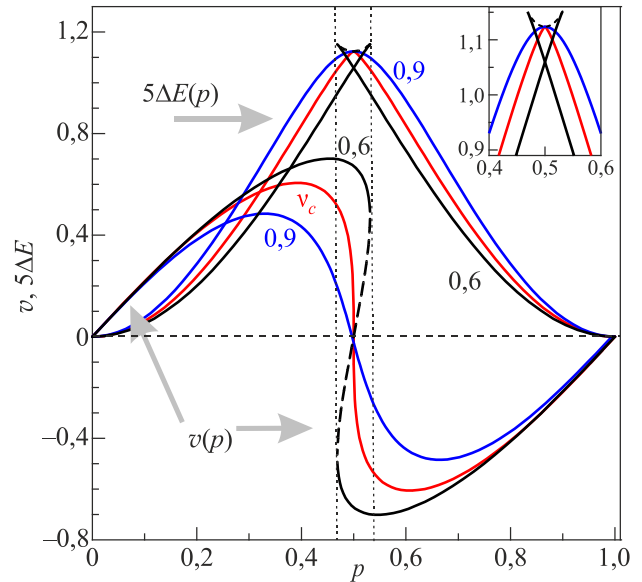


Рис. 2. (Онлайн в цвете) Зависимости скорости движения ДС (в единицах c) и «кинетической энергии» ДС $\Delta E = E(P) - E_0$ (в единицах E_0 , для наглядности изменен масштаб и представлена величина $5\Delta E$) для $\rho = 0,5$ и различных значений раскомпенсации v , от импульса ДС P (в единицах периода P_0 , $p = P/P_0$). Выбраны значения $\bar{v} = 0,6$, $\bar{v} = \bar{v}_c = \sqrt{0,5} = 0,707$ и $\bar{v} = 0,9$. Для $\bar{v} = 0,6 < \bar{v}_c$ данные для устойчивой и неустойчивой ДС представлены сплошными и штриховыми линиями соответственно. На вставке в правом верхнем углу рисунка зависимость $\Delta E(P)$ вблизи максимума представлена более детально.

и E_{max} неограниченно возрастают, и зависимость $E(P)$ становится такой же, как для АФМ [1,47].

При любом малом $v \neq 0$ предельная скорость ДС меньше c , т.е. энергия ДС и величина силы торможения ограничены сверху, $|F_{\text{тр}}| \leq F_{\text{max}}$. Таким образом, стационарное движение стенки в ФМ возможно только при достаточно малых значениях силы, $|F_{\text{тр}}| \leq F_{\text{max}}$. Если же сила превышает это предельное значение, движение ДС должно быть нестационарным. Для ДС в ФМ такой режим был предсказан Уокером и Шраером [17]. Нестационарное движение ДС в ФМ напоминает блоховские осцилляции электрона проводимости в кристалле, когда электрон под действием постоянной силы движется в одной энергетической зоне, в которой его энергия является периодической функцией импульса. Формальные аналогии динамики магнитных солитонов и блоховских электронов подробно обсуждались в обзоре [48]. Причина его появления в обоих случаях одинаковая — периодическая зависимость энергии от импульса.

Перейдем к анализу движения ДС для ФМ с малой раскомпенсацией, что отвечает условию $v \sim v_c$. Уравнение (12) для dP/dt с учетом (15) и (16) (φ играет роль вспомогательной переменной) можно переписать в виде простого уравнения, содержащего только $d\varphi/dt$ и φ :

$$\frac{d\varphi}{dt} \left[1 + \left(\frac{v_c}{v} \right)^2 \cos 2\varphi \right] = \alpha \omega_{\text{ex}} \frac{1}{2} \left(\frac{v_c}{v} \right)^2 \left(\frac{F}{F_{\text{max}}} - \sin 2\varphi \right), \quad (18)$$

где введена величина $F_{\text{max}} = \alpha \rho K / 2v$, которая равна максимальному значению силы трения (15) для стационарного движения ДС, $F_{\text{diss}}(v) \leq F_{\text{max}}$. Если это уравнение решено и зависимость $\varphi(t)$ известна, то скорость $v = v(t)$ может быть найдена с помощью уравнения (17), а координата ДГ $X(t) = \int v(t) dt$.

Пусть в начальный момент времени ($t = 0$) имеется устойчивая неподвижная ДС, для которой $\varphi(t = 0) = 0$. После приложения силы скорость ДС будет увеличиваться. Если сила мала, $F \leq F_{\text{max}}$, значение угла $\varphi(t)$ и скорости ДС будут монотонно расти до стационарного значения, описываемого уравнением $\sin 2\varphi = F_{\text{max}} / F$. В предельном случае слабой силы $F \ll F_{\text{max}}$ зависимость скорости ДС от движущей силы линейная, $v = \mu F$, где $\mu = l_0 / (4\alpha_G \hbar s_0)$. Отметим, что величина μ не зависит от v , но пропорциональна $1/\alpha$, а значение $F_{\text{max}} \propto \alpha / v$, так что μF_{max} не зависит от α и определяется только «кинематикой» стенки.

При всех значениях силы $F \leq F_{\text{max}}$ скорость стационарного движения ДС определяется простой формулой, полученной в [24], ее удобно представить через подвижность ДС μ и F_{max} :

$$v = \frac{\mu F c}{\sqrt{(\mu F)^2 + (c^2 / 2)(2 + \rho - \rho \sqrt{1 - F^2 / F_{\text{max}}^2})}}. \quad (19)$$

Интересно отметить, что при малых значениях ρ и не очень малых v , даже при $v < v_c$, $\bar{v}_c = \sqrt{\rho}$, эта зависимость близка к линейной вплоть до $F \approx F_{\text{max}}$. Эта особенность хорошо согласуется с данными численного моделирования динамики ДС (см. вставку на рис. 4а)

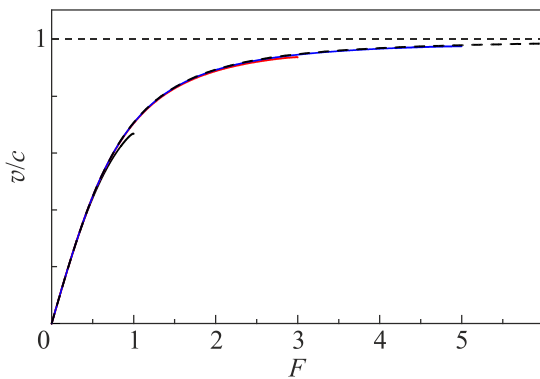


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Схематическая зависимость скорости стационарного движения блоховской ДС, которая заведомо устойчива при всех значениях v , от движущей силы при $\rho = 1/2$ и различных значениях параметра $\mu F_{\text{max}} / c$. Сплошные кривые отвечают $\mu F_{\text{max}} / c = 1, 3, 5$; пунктирная линия соответствует «антиферромагнитному» пределу $\mu F_{\text{max}} / c \propto 1/v \rightarrow \infty$.

в [18]. Значение $\mu F_{\text{max}} = c\rho / 4\bar{v}$, и соотношение $\mu F_{\text{max}} \sim c$, характерное для нелинейности функции $v(F)$, получается только при выполнении условия $\bar{v} \leq \rho / 4$, которое при малых $\rho \leq 1$ более жесткое, чем условие $v < v_c$, $\bar{v}_c = \sqrt{\rho}$. Зависимость $v(F)$ при различных значениях $\mu F_{\text{max}} / c$ представлена на рис. 3. Естественно, при $v \rightarrow 0$ эта зависимость нелинейная и ее вид при $F < F_{\text{max}}$ напоминает поведение скорости ДС для АФМ [1,2,47].

5. Нестационарная динамика ДС

Если $F > F_{\text{max}}$, то правая часть уравнения (18) не обращается в нуль и стационарное движение ДС с $v = \text{const}$ невозможно. В «ферромагнитном» пределе ($v = 1$, $v_c = \sqrt{\rho\omega_a / \omega_{\text{ex}}} \ll 1$) оно приобретает вид $d\varphi / dt = (\alpha\rho\omega_a / 2)(F / F_{\text{max}} - \sin 2\varphi)$ и описывает плавное изменение переменной φ с характерной частотой порядка $\alpha\rho\omega_a$. При $\alpha \ll 1$ спиновая динамика значительно более медленная, чем динамика магнонов, частота которых порядка $\omega_a \sqrt{\rho}$. В силу этого для не очень малой раскомпенсации при $\alpha \ll 1$ условия применимости адиабатического приближения в теории возмущений для солитонов выполнены.

Если значение параметра v_c / v увеличивается, имеет место существенное «ускорение» динамики при значении $\varphi \sim \pi / 2$, см. (18). При этом в случае $v > v_c$ качественно картина движения остается той же, что для ФМ: угол φ растет монотонно, и координата и скорость ДГ изменяются достаточно медленно, во всяком случае при малом затухании, $\alpha \rightarrow 0$. Это поведение можно понять, анализируя зависимость $E(P)$ (рис. 2): хотя скорости движения ДС высокие, их изменение происходит за время порядка нескольких единиц $t_0 = 1 / \alpha\omega_{\text{ex}}$.

Закономерности поведения скорости ДС при $v > v_c$, $v - v_c \sim v_c$ и различных значениях силы, полученные численным решением уравнения (18), представлены на рис. 4 и 5. Характерной особенностью движения ДС при $v > v_c$ и малых превышениях силы F над критическим значением F_{max} является наличие большого интервала времени, в течение которого ДС движется в направлении силы со скоростью, близкой к предельной. Длина этого интервала расходится при $F \rightarrow F_{\text{max}}$. После этого этапа движения следует относительно быстрое «переключение» скорости: она уменьшается до нуля, меняет знак, затем снова увеличивается. Все это изменение происходит за время порядка несколько единиц t_0 (рис. 4а). Если $F \gg F_{\text{max}}$, то зависимость $\varphi(t)$ близка к линейной, а скорости $v(t)$ — к синусоидальной. Здесь характерное время короче, порядка $t_0 F_{\text{max}} / F$, но можно считать, что все зависимости достаточно плавные и подход на основе адиабатической теории справедлив.

Однако если v_c / v приближается к единице, ситуация меняется. При $v = v_c$ функция $E(P)$ имеет разрыв производной при $P = P_0 / 2$ (см. рис. 2) и при прохождении

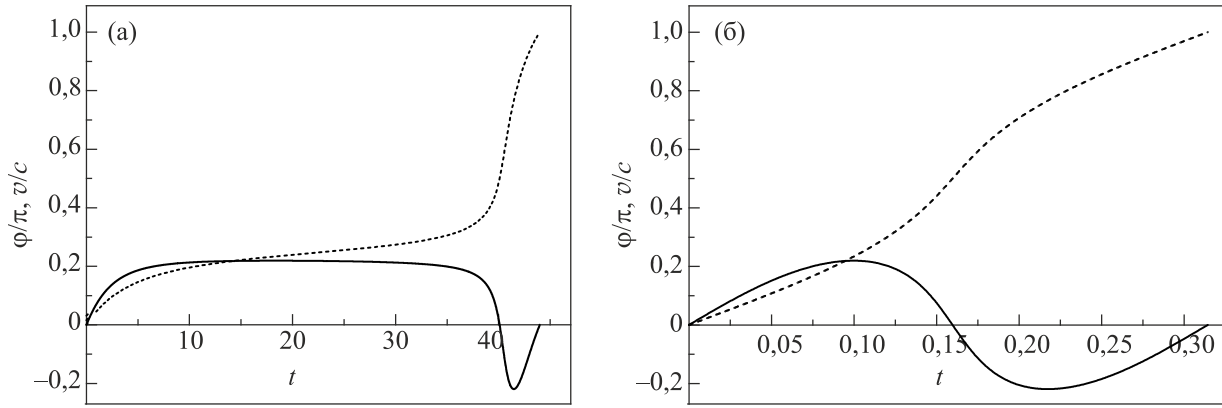


Рис. 4. Зависимость скорости ДС (в единицах c , сплошная линия) и угла φ (штриховая линия) от времени (в единицах t_0) для закритического движения ДС в ФМ с $\rho = 0,5$. Здесь и ниже на рис. 5 рассмотрено установившееся движение, при котором зависимости $v(t)$ и $\varphi(t)$ периодические, и представлен один период этого движения. Значение $\bar{v} = 1 > \bar{v}_c \approx 0,707$, $(v - v_c) / v_c \approx 0,4$, и выбраны разные значения силы: (а) малая сила, $F - F_{\max} = 0,04F_{\max}$; (б) большая сила, $F = 40F_{\max}$. Для большой силы, как и следует из приближенного решения (18), зависимость $\varphi(t)$ близка к линейной, а $v(t)$ — к синусоидальной.

дении этой точки скорость ДС должна измениться скачком. В уравнении (18), т.е. в рамках теории возмущений, этому разрыву отвечает $\varphi = \pi/2$. Ясно, что при любом значении параметра затухания α , даже сколь угодно малом, условия применимости адиабатического приближения нарушаются в этой точке и ее достаточно малой окрестности, что проявляется в решении (18) (рис. 5).

Таким образом, существует область параметров, в которой адиабатическая теория возмущений, пригодная для ФМ и АФМ с единственным критерием $\alpha \ll 1$, перестает быть применимой при сколь угодно малых α . Это происходит уже при $v \geq v_c$, но при v , близком к v_c , так, что $v - v_c \sim \alpha \omega_{\text{ex}}$. Однако заметим, что даже при $v - v_c \sim \alpha \omega_{\text{ex}} > 0$ область «слишком быстрого» изменения параметра φ около $\varphi \approx \pi/2$ составляет лишь малую часть всей области изменения этой переменной. Поэтому можно надеяться, что теория возмущений правильно отражает хотя бы качественную картину дви-

жения ДС.

Отметим, что для всех значений $v \geq v_c$ общей тенденцией является уменьшение средней скорости движения ДС $\bar{v}(F)$ при увеличении силы F / F_{\max} (рис. 6). Естественно, это утверждение справедливо, если выполнены условия применимости адиабатического приближения, которое можно записать в виде

$$F \ll F_{\max} \frac{1}{\alpha} \frac{\omega_0}{\omega_{\text{ex}}} (v^2 / v_c^2 - 1), \quad (20)$$

где ω_0 — частота магнонов. Видно, что это условие при малых α и $v - v_c \sim v_c$ не очень жесткое, однако оно заведомо нарушается при $v \rightarrow v_c$.

В случае $v < v_c$ ситуация меняется качественно: при $v < v_c$ и $v \neq 0$ спектр устойчивых ДС $E(P)$ заканчивается при значении $P = P_{\max}$ и $E = E_{\max} = E(P_{\max})$ (см. рис. 2). Таким образом, когда стенка достигает этого значения, она попадает в область неустойчивости. Анали-

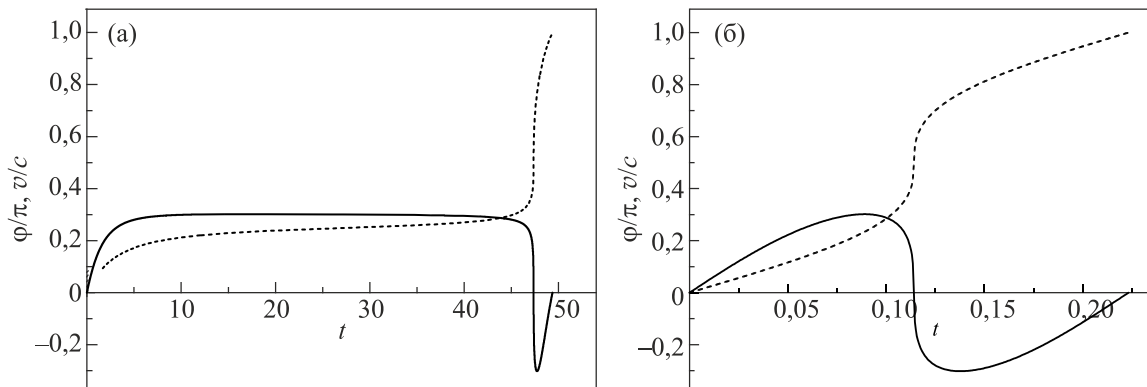


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для значения параметра раскомпенсации $\bar{v} = 0,71$, близкого к критическому $\bar{v}_c = 0,707$, $(v - v_c) / v_c = 0,0041$. Значения силы: (а) малая сила, $F - F_{\max} = 0,00845F_{\max}$; (б) большая сила, $F = 28F_{\max}$.

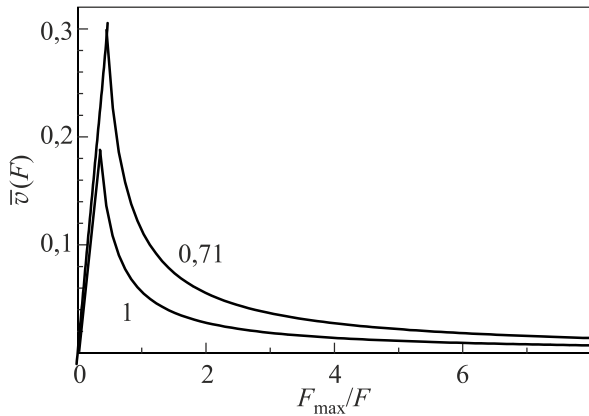


Рис. 6. Зависимость средней скорости движения ДС $\bar{v}(F)$ от продвигающей силы F / F_{\max} для ФИМ с $\rho = 0,5$ при двух значениях параметра раскомпенсации: $\bar{v} = 1$ и $\bar{v} = 0,71$.

тически описать такое поведение нам не удалось, поэтому ограничимся качественными обсуждениями и численным анализом.

При приложении силы ДС вначале движется с ускорением, ее скорость увеличивается и приближается к v_c ,

а затем уменьшается до значения, отвечающего точке неустойчивости. Этот этап можно описать на основе уравнения (18) для координаты ДС. Далее ДС попадает в область неустойчивости. Как показано в работе [25], эта неустойчивость связана с отклонением угла φ от его равновесного значения при данной скорости $\varphi = \varphi(v)$, $\varphi - \varphi(v) \propto \exp(\Gamma t)$, т.е. с разворотом вектора \mathbf{l} в центральной области ДС. Поскольку в области неустойчивости такая динамика является «мягкой», а инкремент нарастания φ не мал, $\Gamma \approx (c/l_0)\sqrt{\rho - \bar{v}^2}$, где $\bar{v}_c^2 = \rho$, можно ожидать немалого изменения угла φ при прохождении области неустойчивости. Развитие неустойчивости продолжается до тех пор, пока ДС снова не попадет в устойчивое состояние. На этом новом участке можно ожидать, что движение будет близко к равномерному, однако в центре ДС будут существовать возмущения, оставшиеся после прохождения области неустойчивости. Их время жизни определяется медленными релаксационными процессами и может быть достаточно большим. Далее такой цикл будет повторяться, при этом возмущения в центре ДС, возникающие при последовательном

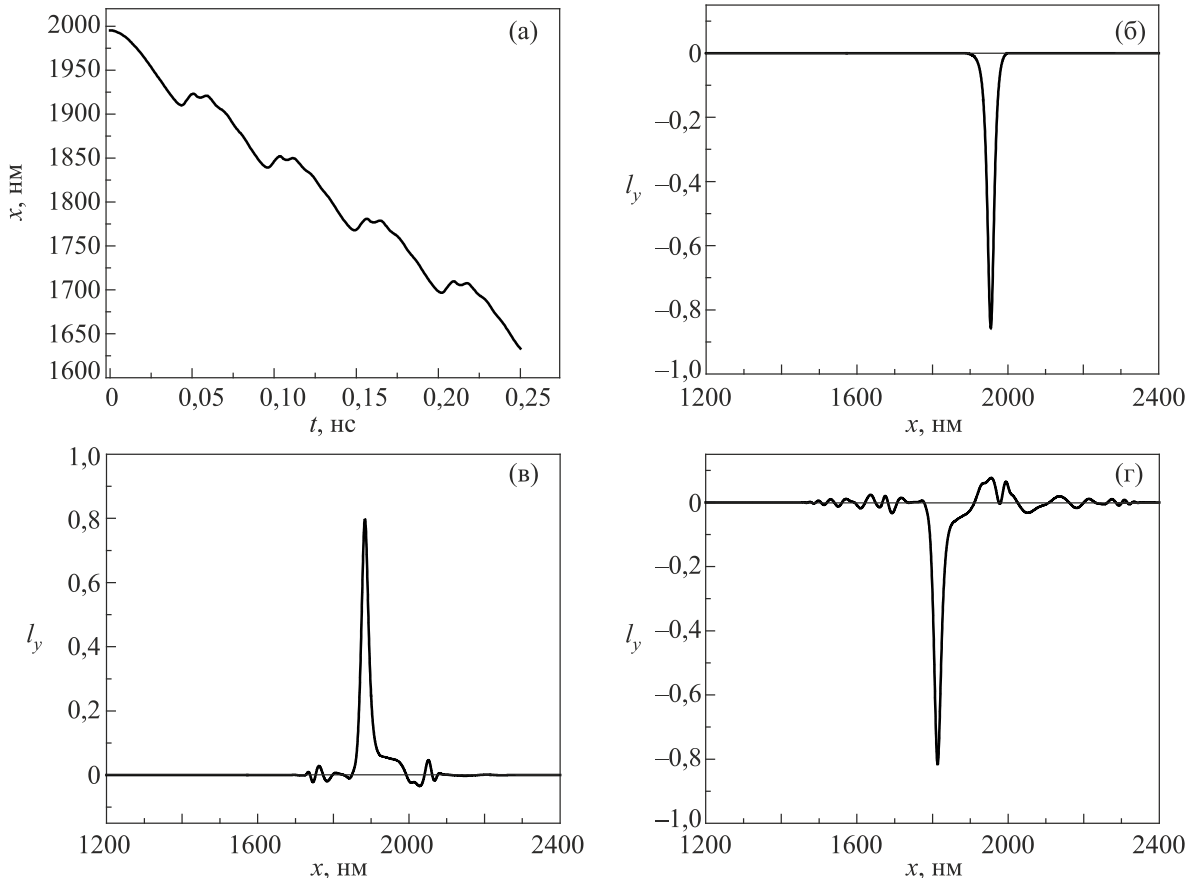


Рис. 7. Результаты численного моделирования движения плоской ДС [$\mathbf{l} = \mathbf{l}(x, t)$] под действием сильного внешнего магнитного поля ($F > F_{\max}$), $\rho = 0,5$, $v = 0,35v_c$. (а) Координата ДС как функция времени, максимальное значение скорости близко к значению предельной скорости $v_c = 2,5$ км/с при данном значении v . (б), (в) и (г) — зависимости компоненты $l_y = \cos \theta \sin \varphi$ от x в разные моменты времени. Максимальное значение $l_y = \sin \varphi$ отвечает центру ДС. Выбраны значения времени (б) $t = 0,025$ нс, (в) $t = 0,0775$ нс и (г) $t = 0,13$ нс, соответствующие приблизительно равномерному движению ДС.

преодолении областей неустойчивости, накапливаются. Таким образом, имеет место своеобразное «старение» движущейся ДС.

Наличие такого сложного движения подтверждается данными численного моделирования, проведенного с применением стандартной программы «math3» [49]. Полоска ФМ длиной 4 мкм представлялась двумя расположенными друг над другом ферромагнитными слоями, связанными антиферромагнитным обменным взаимодействием. Выбранные параметры соответствуют аморфному ФМ $\text{Gd}_{25}(\text{FeCo})_{75}$ [25], в частности, толщина покоящейся стенки 7,2 нм и скорость $c = 5$ км/с, значение константы диссипации $\alpha = 10^{-3}$. В начальный момент времени ДС находилась примерно в середине образца, после включения поля она двигалась справа налево. Результаты анализа представлены на рис. 7.

Численный анализ подтверждает наличие указанных закономерностей: до области неустойчивости профиль ДС такой же, как для стационарного движения (рис. 7б), однако после прохождения первой области неустойчивости (примерно при $t = 0,05$) в зависимости $v(t)$ видны нерегулярности. Вторая область неустойчивости, примерно при $t = 0,1$, уже характеризуется более сложным нерегулярным поведением с ярко выраженными осцилляциями скорости ДС. После ее прохождения (рис. 7в) профиль ДС сильно искажен, и даже видны возмущения l_y на расстояние порядка 100 нм в обе стороны от ДС. После нескольких таких «толчков», связанных с прохождением области неустойчивости ($t = 0,13$ нс), искажения профиля стенки существенно возрастают (рис. 7г).

6. Заключение

Для ФМ в узкой окрестности точки компенсации спинов, когда $v = (s_1 - s_2) / (s_1 + s_2) \ll 1$, предельная скорость ДС сильно возрастает и при $v = 0$ становится, как и АФМ, чисто обменной. При этом возникают принципиально новые закономерности динамики ДС, в частности вынужденного движения ДС под действием внешней силы. Характер зависимости скорости вынужденного движения от силы существенно отличается от известных для ФМ или «чистого» АФМ. Особенно интересные эффекты возникают, если значение параметра раскомпенсации меньше, чем некоторое критическое значение $v_c = \sqrt{\rho\omega_a / \omega_{\text{ex}}}$, где ω_{ex} и ω_a — обменная частота и частота, отвечающая полю анизотропии, параметр ρ определяет анизотропию в базисной плоскости. Заметим, что отличное от нуля значение параметра ρ возникает также за счет магнитного дипольного взаимодействия, $\rho = 4\pi M_s^2 / K$, где M_s — полная намагниченность ФМ, которая отлична от нуля даже в точке компенсации спинов за счет неравенства g -факторов подрешеток, $g_1 \neq g_2$, K — константа одноосной анизотропии. В этом случае динамика качественно иная, чем для изученных ранее случаев ФМ и АФМ. Вынужденное движение ДС вклю-

чает короткие интервалы времени, в течение которых в стенке развивается неустойчивость и возбуждается внутренняя динамика с немалой частотой. Такой сценарий, насколько нам известно, ранее не рассматривался. Однако для его реализации, как и для достижения высоких значений скорости движения $v_c \sim c$, необходимо использовать материалы с достаточно высокой анизотропией в базисной плоскости ФМ. Этот параметр не всегда контролируется в эксперименте или при численном моделировании, а указанный выше дипольный вклад обычно не велик.

1. V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov, and M.V. Chetkin, *Usp. Fiz. Nauk* **146**, 417 (1985).
2. V.G. Bar'yakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, and S.N. Gadetskii, *Dynamics of Topological Magnetic Solitons. Experiment and Theory. Tracts in Modern Physics*, Springer Verlag (1994), v. 129.
3. А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев. *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*, Киев, Наукова думка (1983).
4. А.М. Kosevich, B.A. Ivanov, and A.S. Kovalev, *Phys. Rep.* **194**, 117 (1990).
5. А.Б. Борисов, В.В. Киселев, *Нелинейные волны, солитоны и локализованные структуры в магнетиках*, в 2-х томах, УроРАН, Екатеринбург (2009).
6. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, Москва (1982) [Academic Press, New York (1981)].
7. В.Г. Барьяхтар, В.В. Ганн, Ю.И. Горобец, Г.А. Смоленский, Б.Н. Филиппов, *УФН* **121**, 593 (1977).
8. S.S.P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science* **320**, 190 (2008).
9. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).
10. E. Fradkin, *Field Theories of Condensed Matter Systems*, in: *Frontiers in Physics*, Addison-Wesley (1991).
11. R. Rajaraman, *Solitons and Instantons: An Introduction to Solitons and Instantons in Quantum Field Theory*, North-Holland, Amsterdam (1982).
12. A.A. Thiele, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 230 (1973).
13. A.A. Thiele, *J. Appl. Phys.* **47**, 2759 (1976).
14. E.G. Galkina and B.A. Ivanov, *JETP Lett.* **71**, 259 (2000).
15. E.G. Galkina, B.A. Ivanov, S. Savel'ev, and F. Nori, *Phys. Rev. B* **77**, 134425 (2008).
16. Oleg Tchernyshyov, *Ann. Phys. (N. Y.)* **363**, 98 (2015).
17. N.L. Schryer and L.R. Walker, *J. Appl. Phys.* **45**, 5406 (1974).
18. K.-J. Kim, S.K. Kim, Y. Hirata, Se-Hyeok Oh, T. Tono, D.-H. Kim, T. Okuno, W. S. Ham, S. Kim, G. Go, Y. Tserkovnyak, A. Tsukamoto, T. Moriyama, K.-J. Lee, and T. Ono, *Nature Mater.* **16**, 1187 (2017).
19. L. Caretta, M. Mann, F. Büttner, K. Ueda, B. Pfau, C.M. Günther, P. Helsing, A. Churikova, C. Klose, M. Schneider,

- D. Engel, C. Marcus, D. Bono, K. Bagschik, S. Eisebitt, and G.S.D. Beach, *Nature Nanotechnology* **13**, 1154 (2018).
20. S.A. Siddiqui, J. Han, J.T. Finley, C.A. Ross, and L. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 057701 (2018).
21. H.-A. Zhou, Y. Dong, T. Xu, K. Xu, L. Sanchez-Tejerina, L. Zhao, Y. Ba, P. Gargiani, M. Valvidares, Y. Zhao, M. Carpentieri, O.A. Tretiakov, X. Zhong, G. Finocchio, S.K. Kim, and W. Jiang, *arXiv:1912.01775 [cond-mat.mtrl-sci]*.
22. D.-H. Kim, D.-H. Kim, K.-J. Kim, K.-W. Moon, S. Yang, K.-J. Lee, and S.K. Kim, *arXiv:2001.08037 [cond-mat.mes-hall]*, 22 Jan 2020.
23. A. Donges, N. Grimm, F. Jakobs, S. Selzer, U. Ritzmann, U. Atxitia, and U. Nowak, *Phys. Rev. Res.* **2**, 013293 (2020).
24. B.A. Ivanov and A.L. Sukstansky, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **84**, 370 (1983).
25. E.G. Galkina, C.E. Zaspel, B.A. Ivanov, N.E. Kulagin, and L.M. Lerman, *JETP Lett.* **110**, 481 (2019).
26. А.Ф. Андреев, В.И. Марченко, *УФН* **130**, 39 (1980).
27. B.A. Ivanov, *Fiz. Nizk. Temp.* **40**, 119 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 91 (2014)].
28. Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев, *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит, Москва (2001) [Cambridge International Science Publishing, Ltd (2010)].
29. E.G. Galkina and B.A. Ivanov, *Fiz. Nizk. Temp.* **44**, 794 (2018) [*Low Temp. Phys.* **44**, 618 (2018)].
30. B.A. Ivanov, *Fiz. Nizk. Temp.* **45**, 1095 (2019) [*Low Temp. Phys.* **45**, 935 (2019)].
31. O. Gomonay, T. Jungwirth, and J. Sinova, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 017202 (2016).
32. L.R. Walker, *Bell Telephone Laboratories Memorandum*, unpublished; also quoted in: J.F. Dillon, Jr., *Magnetism*, Vol. III, G.T. Rado and H. Suhl (eds.), Academic, New York (1963).
33. Yu.S. Kivshar and B.A. Malomed, *Rev. Mod. Phys.* **61**, 763 (1989).
34. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **87**, 1501 (1984).
35. В.Г. Барьяхтар, *ФНТ* **11**, 1198 (1985) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **11**, 662 (1985)].
36. В.Г. Барьяхтар, *ФТТ* **29**, 1317 (1987).
37. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **94**, 196 (1988).
38. V.G. Varyakhtar, *Physica B* **159**, 20 (1989).
39. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, В.Н. Криворучко, А.Г. Данилевич, *Современные проблемы динамики намагниченности: от основ до сверхбыстрой релаксации*, Киев, Химджест (2013).
40. M. Dvornik, A. Vansteenkiste, and B. van Waeyenberge, *Phys. Rev. B* **88**, 054427 (2013).
41. I.A. Yastremsky, P.M. Oppeneer, and B.A. Ivanov, *Phys. Rev. B* **90**, 024409 (2014).
42. V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov, T.K. Sobolyeva, and A.L. Sukstanskii, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **91**, 1454 (1986).
43. V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov, and K.A. Safaryan, *Solid State Commun.* **72**, 1117 (1989).
44. V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov, A.L. Sukstanskii, and E.Yu. Melekhov, *Phys. Rev. B* **56**, 619 (1997).
45. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G.E.W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117601 (2002).
46. B.A. Ivanov and N.E. Kulagin, *J. Exp. Theor. Phys.* **85**, 516 (1997).
47. A. Thiaville, S. Rohart, E. Jue, V. Cros, and A. Fert, *EPL* **100**, 57002 (2012).
48. V.G. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov, and A.L. Sukstansky, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **78**, 1509 (1980).
49. А.М. Коцевич, *ФНТ* **27**, 699 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 513 (2001)].
50. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. Van Waeyenberge, *AIP Adv.* **4**, 107133 (2014).

Нестационарний вимушений рух доменних стінок у ферімагнетиках поблизу точки компенсації спіну

Б.О. Іванов, О.Г. Галкіна, В.Є. Кіреєв, М.Є. Кулагін, Р.В. Овчаров, Р.С. Химин

Теоретично досліджено рух доменних стінок у ферімагнетиках поблизу точки компенсації спінів підґраток, коли мають місце ефекти обмінного збільшення граничної швидкості стінки. Знайдено нелінійні режими нестационарного руху стінки з чималою швидкістю, аж до граничної. Виявлено область параметрів магнетика, в якій можливо порушення застосовності підходу колективних змінних. У цій області рух стінки супроводжується періодичною появою нестабільності щодо наростання спінових коливань всередині доменної стінки.

Ключові слова: доменна стінка, ферімагнетик, точка компенсації спінів, уокерівське рішення.

Non-stationary forced motion of domain walls in ferrimagnets close to the spin compensation point

B.A. Ivanov, E.G. Galkina, V.E. Kireev, N.E. Kulagin, R.V. Ovcharov, and R.S. Khymyn

Domain walls motion in ferrimagnets near the sublattices spin compensation point, where the effect of an exchange enhancement in the limit velocity of the wall is present, is studied theoretically. Nonlinear regimes of high-speed (till the limit speed) non-stationary wall motion are found. A region of the parameters of the magnet, where the collective variables approach is not valid, was found. In this region, the wall motion is accompanied by the periodic appearance of instability with respect to the increase in spin vibrations inside the domain wall.

Keywords: domain wall, ferrimagnet, spin compensation point, Walker solution.