05

Численное моделирование зарождения магнитных неоднородностей в ферромагнетиках с неоднородными параметрами

© Е.Г. Екомасов, Р.Р. Муртазин, Ш.А. Азаматов

Башкирский государственный университет,
Уфа, Россия

E-mail: EkomasovEG@gmail.com

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 10 января 2012 г.)

Теоретически исследованы зарождение и эволюция динамических магнитных неоднородностей типа покоящегося бризера, появляющихся в плоском слое с параметрами магнитной анизотропии и обменного взаимодействия, отличными от параметров в основном объеме бесконечного ферромагнетика после прохождения 180° доменной границы. Для найденных магнитных неоднородностей построены зависимости амплитуды и частоты колебаний от параметров дефекта, найдены области значений параметров, определяющих возможность их существования.

1. Введение

Содержащиеся в реальных магнетиках различного типа структурные и химические неоднородности, а также локальное воздействие (механическое, тепловое или световое) приводят к появлению локальных изменений магнитных параметров [1,2]. Наличие таких неоднородностей (или дефектов) может приводить к появлению пространственно локализованных мод колебаний и образованию различного рода магнитных неоднородностей, которые влияют на процессы перемагничивания образца [3–5]. Подстройка структуры магнитных неоднородностей под профиль дефекта также приводит к искажению в этой области доменной структуры, характерной для всего образца. Последнее в свою очередь служит надежным индикатором наличия дефектов в кристалле.

Ввиду того что точный (микроскопический) расчет обычно провести сложно, приходится моделировать функции, описывающие параметры неоднородного материала (например, константу магнитной анизотропии, параметр обменного взаимодействия и др.). Для ферромагнетиков часто применяется аппроксимация дефекта в виде плоского (или пластинчатого) магнитного включения (ПМВ), которое считается либо бесконечно тонким (с толщиной, сравнимой с межатомным расстоянием) [6,7], либо конечным по толщине [8,9]. Влияние ПМВ на статические и некоторые динамические свойства магнитных неоднородностей изучалось как аналитическими [6–11], так и численными методами [12–15]. Другим направлением изучения поведения магнитных неоднородностей является моделирование их потенциала взаимодействия с дефектами [4,16,17], что позволяет определить, например, коэрцитивную силу и даже изучать нелинейную динамику доменных границ. Отметим, что и при изучении многослойных магнитных структур применяются модели, учитывающие как локальную, так и периодическую пространственную модуляцию магнитных параметров материала (см., например, [18,19]).

В то же время учет пространственной зависимости параметров материала при изучении динамики доменной границы (ДГ) приводит к интересной и с математической точки зрения задаче нахождения решения модифицированного уравнения типа уравнения синус-Гордона с переменными коэффициентами, имеющего важное значение для многих областей современной физики [20–22]. Известно также, что в таких системах кроме обычных линейных возбуждений — спиновых волн — существуют и нелинейные возбуждения, например бризеры [23,24].

Часто магнитные неоднородности, зарождающиеся на дефектах, описывают в виде 0° ДГ [5,25]. Отметим, что в бездефектном магнетике магнитные неоднородности типа 0° ДГ являются энергетически невыгодными по сравнению с однородным состоянием вектора намагниченности. Наличие же дефектов, локально меняющих знак одноосной анизотропии кристалла, может приводить к энергетической выгодности 0° ДГ [10] и ее зарождению при наличии возбуждения в системе [24]. Однако обычно в дефектной области магнетика должны изменяться вместе с константами анизотропии и обменные константы. Поэтому в [26] нами изучены особенности динамики 180° ДГ в бесконечном ферромагнетике с плоским слоем, имеющим параметры магнитной анизотропии и обменного взаимодействия, отличные от параметров в основном объеме. В настоящей работе рассмотрены условия возбуждения в области таких ПМВ, после прохождения ДГ локализованных высокоамплитудных нелинейных магнитных волн.

2. Основные уравнения и метод решения

Рассмотрим бесконечный ферромагнетик, кристаллографические оси которого (a, b, c) совпадают с декартовыми осями координат (x, y, z). Геометрия рассматриваемой модели показана на рис. 1 ($\mathbf{m}$ — фер-

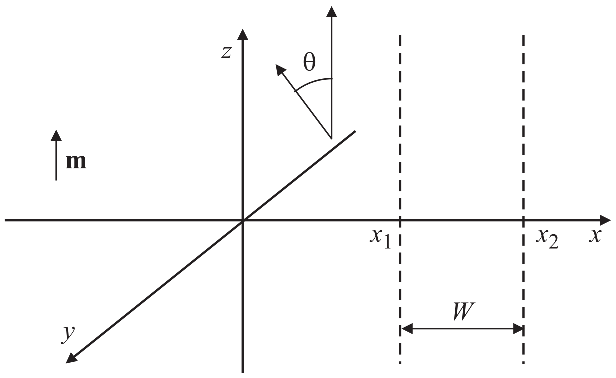

Рис. 1. Геометрия рассматриваемой задачи.

ромагнитный вектор, θ — угол в плоскости yz между направлением вектора магнитного момента $\mathbf{m}$ и осью легкого намагничивания (ось Oz)). Учитывая в плотности энергии магнетика обменное взаимодействие, анизотропию, зеемановскую энергию и затухание, уравнение движения для намагниченности в угловых переменных $\mathbf{m} = \mathbf{m}(0, \cos\theta, \sin\theta)$ можно представить в безразмерном виде [8]

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(g(x)\frac{\partial\theta}{\partial x}\right) - \frac{\partial^2\theta}{\partial t^2} - \frac{1}{2}f(x)\sin 2\theta = h\sin\theta + \alpha\frac{\partial\theta}{\partial t}, \tag{1}$$

где $g(x)$ — функция, определяющая распределение неоднородности параметра обменного взаимодействия, $f(x)$ — функция, определяющая распределение неоднородности константы анизотропии, h — нормированное внешнее магнитное поле, α — нормированная константа затухания. Координата x нормирована на δ_0 (δ_0 — ширина статической блоховской ДГ), время t нормировано на δ_0/c (c — предельная уокеровская скорость стационарного движения [4]). Заметим, что уравнение типа (1) можно получить и для случая слабых ферромагнетиков и ферритов, тогда c — скорость спиновых волн. Оно описывает также конформационную динамику в квазиодномерных макромолекулах, в том числе и ДНК [20,22]. Уравнение (1), интенсивно изучаемое в настоящее время, представляет собой модифицированное уравнение синус-Гордона с переменными коэффициентами. Например, много работ посвящено изучению влияния зависящей от времени неоднородной внешней силы, описываемой параметром h [20,27]. Несмотря на то что имеются хорошо разработанная теория возмущений для этого уравнения [20,21,28,29] и точные решения для отдельных частных случаев [30], для рассматриваемого нами случая произвольных изменений значений функций $g(x)$ и $f(x)$ необходимо использовать численные методы.

Наиболее интересен случай, когда размер ДГ и размер, характеризующий неоднородность параметров, одного и того же порядка, тогда форма ДГ должна претерпевать существенные изменения при прохождении через неоднородную область [31]. Функцию, описывающую зависимости $g(x)$ и $f(x)$, будем моделировать в виде прямоугольного включения с размытыми границами (в виде трапеции)

$$g(x) = \begin{cases} 1, & x \le x_1, x \ge x_2, \\ 1 + \operatorname{tg}\beta(x - x_1)\operatorname{sgn}(A-1), & x_1 < x < x_1 + \xi_1, \\ A, & x_1 + \xi_1 \le x \le x_2 - \xi_1, \\ A - \operatorname{tg}\beta(x - x_2 + \xi_1)\operatorname{sgn}(A-1), & x_2 - \xi_1 < x < x_2, \end{cases} \tag{2}$$

$$f(x) = \begin{cases} 1, & x \le x_1, x \ge x_2, \\ 1 + \operatorname{tg}\beta(x - x_1)\operatorname{sgn}(K-1), & x_1 < x < x_1 + \xi_2, \\ K, & x_1 + \xi_2 \le x \le x_2 - \xi_2, \\ K - \operatorname{tg}\beta(x - x_2 + \xi_2)\operatorname{sgn}(K-1), & x_2 - \xi_2 < x < x_2, \end{cases} \tag{3}$$

где A — нормированный параметр обменного взаимодействия, K — нормированная константа магнитной анизотропии, $W = x_2 - x_1$ — ширина дефекта, $\xi_1 = |1 - A|/\operatorname{tg}\beta$, $\xi_2 = |1 - K|/\operatorname{tg}\beta$, $0 < \beta < 90°$, β — внешний угол между боковыми сторонами трапеции и малым основанием трапеции, параллельным оси Ox.

Для исследования нелинейной динамики ДГ уравнение (1) решалось численно с использованием явной схемы интегрирования [32]. Дискретизация уравнения проводилась по стандартной пятиточечной схеме типа „крест“ [32]. Распределение намагниченности в начальный момент времени задавалось в виде блоховской ДГ $\theta_0(x) = 2\operatorname{arctg}(e^x)$, находящейся вне области неоднородности. Граничные условия имеют следующий вид: $\theta(\pm\infty) = 0$, π; $\theta'(\pm\infty) = 0$. Для расчетов применим равномерную сетку с шагом ξ по координате x: $\{x_i = \xi i,\ i = 0, \pm 1, \ldots, \pm N_x\}$, с шагом τ по времени t: $\{t_n = \tau n,\ \ n = 0,\ 1, \ldots, N_t\}$, где N_x, N_t — число точек сетки. Соблюдая условие сходимости явной схемы $\tau/\xi \le 0.25$, мы вычисляли значение угла θ в следующие моменты времени. Затем для структуры ДГ в каждый момент времени расчитывались ее основные динамические характеристики. Все результаты, представленные в настоящей работе, приведены для случая $\alpha = 0.01$, $h = 0.016$ [24] и $\beta = 75°$.

3. Зарождение магнитных неоднородностей в области дефекта

Как известно, дефекты могут создавать потенциальную яму либо потенциальный барьер для ДГ и ее энергия понижается или повышается вследствие взаимодействия с дефектами. Какими свойствами должны обладать для этого дефекты, качественно можно судить, зная, что в одноосном ферромагнетике удельная энергия

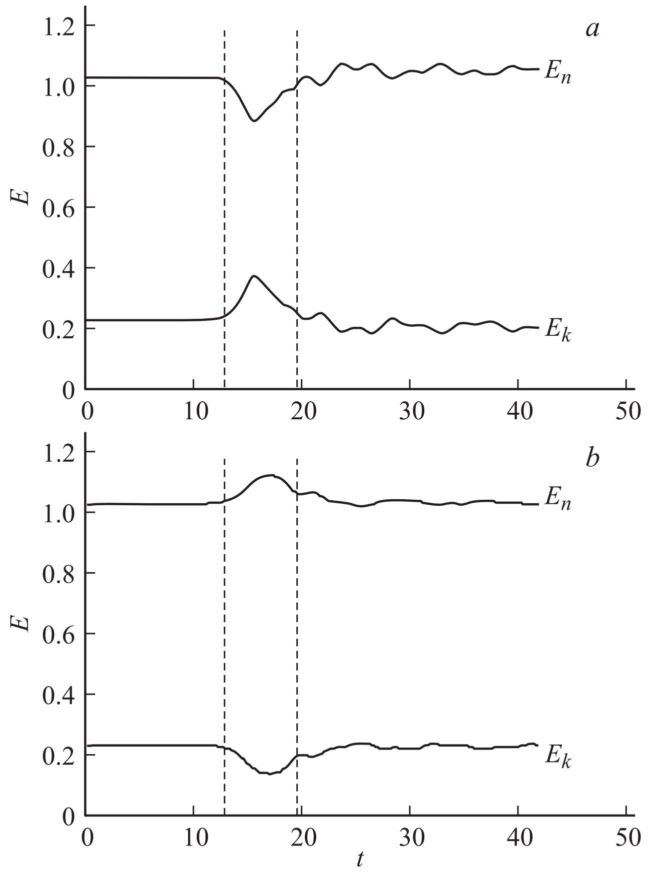

Рис. 2. Зависимости потенциальной E_n и кинетической E_k энергии ДГ от времени. $A = 0.6$ (*a*) и 1.4 (*b*). $K = 1$, $W = 2$, $h = 0$, $\upsilon = 0.6$, $\alpha = 0$. Временной интервал, ограниченный штриховыми линиями, — интервал взаимодействия ДГ с дефектом.

ДГ $E \sim \sqrt{AK}$, а ширина $\delta \sim \sqrt{A/K}$. В статическом случае показано (см., например, [6,25,33]), что 180° ДГ и 0° ДГ энергетически более выгодно располагаться в области с пониженной анизотропией и обменом. Для случая дефекта, меняющего локально только анизотропию материала, и для динамического случая показана справедливость того, что область с пониженной анизотропией — это потенциальная яма для ДГ, а область с повышенной анизотропией — потенциальный барьер (см., например, [34]). Для понимания влияния неоднородности параметра обменного взаимодействия на динамику ДГ рассмотрим другой простой случай: $k = 1$ при $\alpha = 0$, $h = 0$. Сначала найдем зависимость кинетической и потенциальной энергии ДГ от времени. Для всех рассмотренных случаев оказалось (см., например, рис. 2), что при $A < 1$ скорость ДГ при вхождении в область дефекта увеличивается, а при выходе уменьшается, что характерно для движения частицы в потенциальной яме. При $A > 1$, наоборот, скорость ДГ при вхождении в область дефекта уменьшается, а при выходе увеличивается, что характерно для движения частицы через потенциальный барьер. Это означает, что для случая дефекта, меняющего локально только величину параметра обмена материала, область с пониженным значением обмена — потенциальная яма для ДГ, а область с повышенным значением обмена — потенциальный барьер. При этом отметим, что ДГ тормозится при пересечении области материала, содержащего дефекты, создающие как потенциальную яму, так и барьер для ДГ. В общем случае при наличии дефекта, приводящего к локальному изменению параметров анизотропии и обмена разного знака, тип потенциальной функции (яма или барьер) может определяться конкуренцией между величинами изменения параметров анизотропии и обмена.

Учтем также, что, как показано ранее для случая дефекта, меняющего локально только анизотропию материала [10,35], при некоторых критических значениях параметров K и W в области дефекта может существовать магнитная неоднородность в виде устойчивого статического солитона. Результаты численных расчетов показывают, что начиная с некоторых значений A, K, и W в области примеси существует магнитная неоднородность типа солитона (или 0° ДГ). Полученную численно зависимость амплитуды 0° ДГ от параметра дефекта можно приближенно описать формулой

$$\cos\theta^* \approx 5A^n(|K|W^m), \tag{4}$$

где $n = 0.56$ и $m = 2$. На рис. 3 приведены области значений параметров дефекта, определяющих возможность существования магнитной неоднородности типа солитона. Из рисунка видно, что качественно вид зависимости по сравнению со случаем $A = 1$ не меняется. С увеличением параметра A происходит сдвиг кривых в область больших значений параметров $|K|$ и W.

При рассмотрении динамики пересечения ДГ области ПМВ, с параметрами, лежащими в области I (рис. 3), было обнаружено, что в этой области возникают магнит-

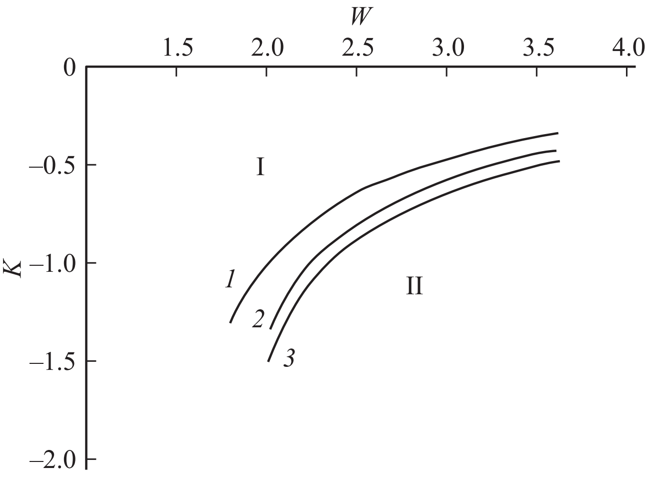

Рис. 3. Области параметров, определяющих существование магнитной неоднородности типа бризера (выше линий *1–3*) — область I; 0° ДГ (ниже линий *1–3*) — область II. A: *1* — 0.6, *2* — 1, *3* — 1.4.

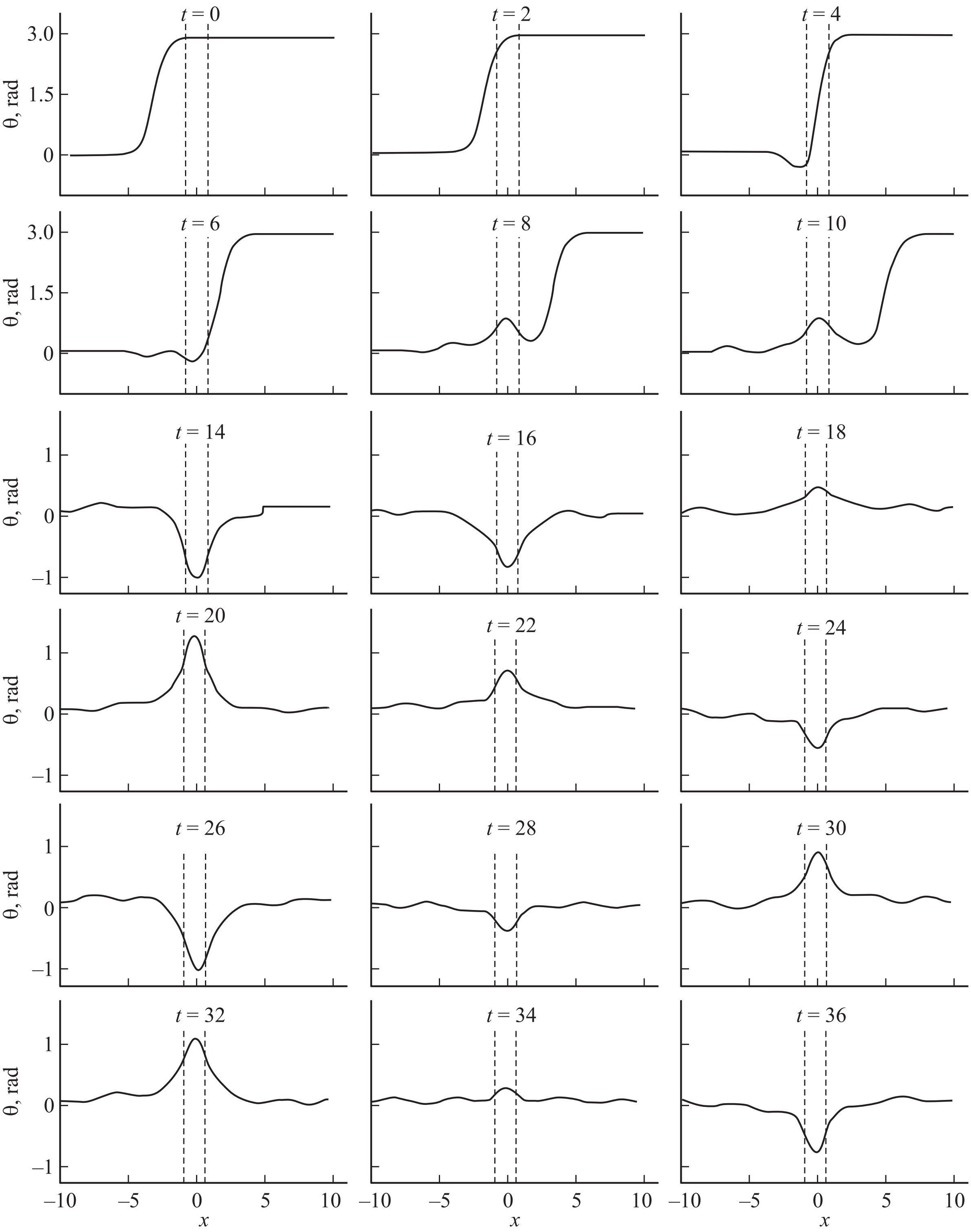

Рис. 4. Зарождение и эволюция магнитной неоднородности типа покоящегося бризера в области дефекта (ограниченного штриховыми линиями) при $A = 0.6$, $K = -0.6$, $W = 2$.

ные неоднородности. На рис. 4 приведена типичная картина прохождения ДГ через область дефекта и эволюции возникающей в этой области магнитной неоднородности. Хотя время прохождения ДГ через область дефекта мало́ (составляет порядка десяти временны́х единиц), сам „переходный" процесс сопровождается заметным изменением скорости движения и структуры ДГ. При этом возбуждаются внутригграничные моды (трансляционная и пульсационная) колебаний ДГ и наблюдается излучение объемных волн. Существует также критическое

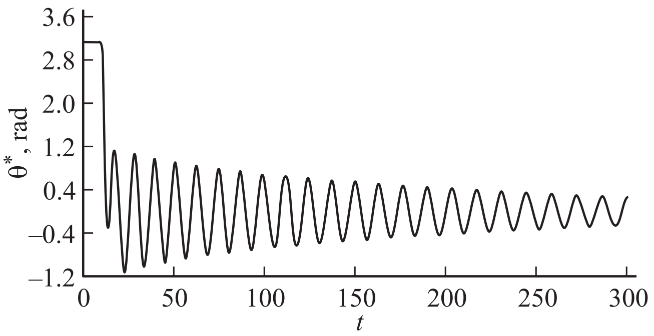

Рис. 5. Зависимость значения угла в центре дефекта θ^* от времени для случая, изображенного на рис. 4.

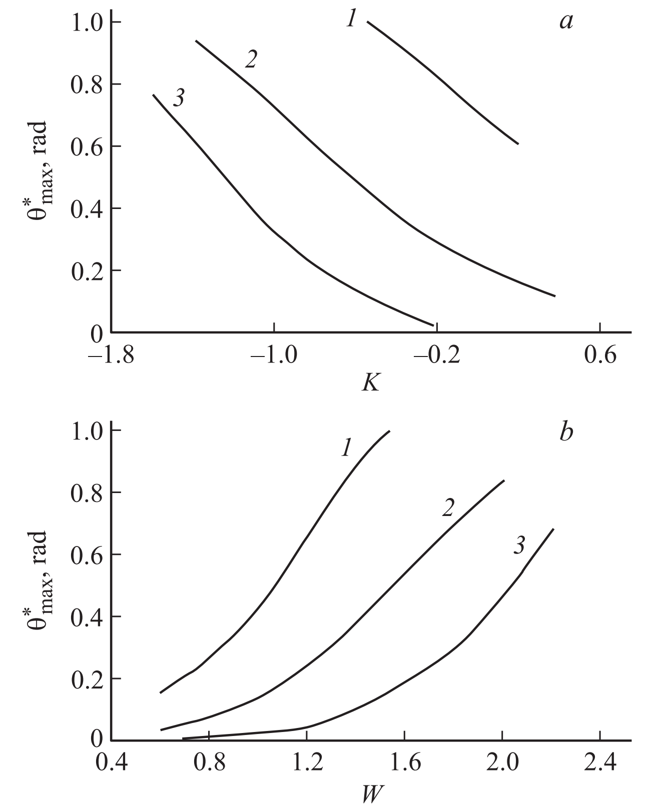

Рис. 6. Зависимость максимальной амплитуды магнитной неоднородности типа затухающего бризера $\theta^*_{\max}$ от параметра K при $W = 2$ (a) и от параметра W при $K = -1.2$ (b). $A = 0.6$ (*1*), 1 (*2*) и 1.4 (*3*).

значение скорости наезда ДГ, ниже которого произойдет ее пиннинг на дефекте [26]. В области дефекта после ухода ДГ возникает магнитная неоднородность солитонного вида, амплитуда которой (максимальная в центре области дефекта) колеблется от $\theta^*_{\max}$ до $-\theta^*_{\max}$. Заметим, что величина амплитуды сильно зависит от значений параметров K, A и W. На рис. 5 для случая, рассмотренного на рис. 4, приведена зависимость значения угла в центре области дефекта от времени $\theta^*(t)$. Видно, что эта функция периодическая с частотой колебаний $\omega = 0.45$. Совпадение полученной численно функции $\theta^*(t)$ с формулой [36]

$$\theta = \theta^*_{\max} \exp(-\alpha(t - t_0)) \times \operatorname{arctg}\left(\frac{\sqrt{1-\omega^2}}{\omega}\sin(\omega(t-t_0))\operatorname{sech}\left(x\sqrt{1-\omega^2}\right)\right) \quad (5)$$

(где $\theta^*_{\max} = 1.14$, $x = 0$), описывающей решение уравнения синус-Гордона типа покоящегося бризера, записанного с учетом затухания, позволяет в дальнейшем считать найденную в данном случае магнитную неоднородность неоднородностью типа покоящегося бризера. Полученный из аппроксимации зависимости угла θ^* от времени декремент затухания оказался практически равным задаваемому значению α. Заметим, что время, необходимое для затухания бризера, составляет несколько сотен нормированных единиц времени. Для слабых ферромагнетиков это время порядка 0.1 ns, а для случая ферромагнетиков оно может быть на несколько порядков больше.

На рис. 6 a и b приведены зависимости максимальной амплитуды бризера в начальный момент времени θ^* от величины параметров K и W для различных значений A. Видно, что аналогично случаю $A = 1$, рассмотренному в [24], при уменьшении величины $(1 - K)$ и W для всех рассмотренных значений параметра A значение $\theta^*_{\max}$ убывает и стремится к нулю. Отметим, что увеличение

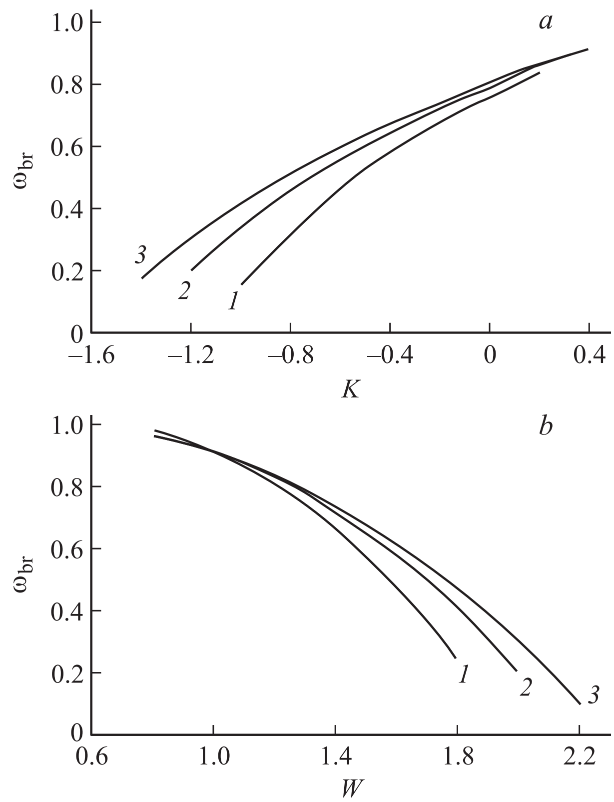

Рис. 7. Зависимость частоты колебаний бризера ω_{br} от параметра K при $W = 2$ (a) и параметра W при $K = -1.2$ (b). $A = 0.6$ (*1*), 1 (*2*) и 1.4 (*3*).

параметра A по сравнению с единицей приводит к уменьшению значения $\theta^*_{\max}$, а уменьшение параметра A по сравнению с единицей приводит к увеличению значения $\theta^*_{\max}$.

На рис. 7 *a* и *b* приведена зависимость ω_{br} — частоты колебаний угла θ^* — для магнитной неоднородности типа бризера от K и W для различных значений A. Видно, что аналогично случаю $A = 1$, рассмотренному в [24], при уменьшении величины $(1 - K)$ и W для всех рассмотренных значений параметра A частота колебаний стремится к единице. Данное обстоятельство становится понятным, если учесть, что энергия решения типа бризера $E \sim (1 - \omega^2_{\text{br}})^{1/2}$ [36]; отсюда следует, что для случая малых дефектов (величины $(1 - K)$, $(1 - A)$ и W малы) энергия (как и амплитуда) полученной магнитной неоднородности типа бризера стремится к нулю.

4. Заключение

Рассмотренные в работе локализованные в пространстве магнитные неоднородности играют важную роль в теории доменных границ и зародышей перемагничивания в реальных образцах. Так, магнитные бризеры, представляющие собой наиболее общий тип солитонных возбуждений, включают в себя спиновые волны и доменные границы как два предельных случая [5]. Несмотря на то, что их амплитуда убывает со временем, их возбуждение приводит к излучению объемных спиновых волн, частота которых напрямую связана со свойствами дефекта. Так же как для случая $A = 1$ [20,21], учет взаимодействия кинков и бризеров необходим для получения с помощью теории возмущений адекватного выражения для минимальной скорости, необходимой кинку для прохождения через дефект, и приводит к появлению нового интересного резонансного эффекта — отражения кинка от притягивающего потенциала. Все это указывает на возможность экспериментального наблюдения магнитных бризеров через их излучение или влияние на динамику ДГ [37].

0° ДГ, стабилизированная на дефекте, может существовать достаточно долго и тоже приводить к появлению новых эффектов. Так, в [35] новую линию в найденном спектре ядерного магнитного резонанса связывали с наличием магнитной неоднородности типа 0° ДГ. Возникновением 0° доменной границы впереди движущейся 180° ДГ объяснялась и сверхпредельная скорость движения, наблюдаемая в экспериментах по динамике ДГ в слабых ферромагнетиках [38]. Магнитный бризер и 0° ДГ при определенных условиях можно рассматривать также как зародыш устойчивой фазы в недрах метастабильной [5,35,39].

Список литературы

[1] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). 1032 с.
[2] В.С. Львов. Нелинейные спиновые волны. Наука, М. (1987). 272 с.
[3] J.M. Winter. Phys. Rev. **124**, 452 (1961).
[4] A. Hubert, R. Schafer. Magnetic domains. Springer-Verlag, Hedelberg–Berlin (1998). 696 p.
[5] М.А. Шамсутдинов, В.Н. Назаров, И.Ю. Ломакина, А.Т. Харисов, Д.М. Шамсутдинов. Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны. Наука, М. (2009). 456 с.
[6] А.И. Мицек, С.С. Семянников. ФТТ **11**, 1103 (1969).
[7] В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. Наук. думка, Киев (1988). 168 с.
[8] D.I. Paul. J. Phys. C **12**, 585 (1979).
[9] А.Ф. Кабыченков, В.Г. Шавров. ФТТ **29**, 202 (1987).
[10] М.А. Шамсутдинов, В.Г. Веселаго, М.М. Фарзтдинов, Е.Г. Екомасов. ФТТ **32**, 497 (1990).
[11] И.И. Крюков, Л.Н. Мысовская, К.С. Сахаев. ФММ **10**, 37 (1990).
[12] В.В. Плавский, М.А. Шамсутдинов, Е.Г. Екомасов, А.Г. Давлетбаев. ФММ **75**, 26 (1993).
[13] П.П. Дьячук, Е.В. Лариков. ФТТ **37**, 3735 (1995).
[14] D.I. Paul. Phys. Rev. Lett. **53**, 1649 (1982).
[15] S.C. Badescu, V. Badescu, N. Rezlescu, R. Baduscu. J. Magn. Magn. Marer. **193**, 132 (1999).
[16] А.Н. Григоренко, С.А. Мишин, Е.Г. Рудашевский. ФТТ **30**, 2948 (1988).
[17] В.В. Махро. ФТТ **29**, 2461 (1987).
[18] А.И. Морозов, А.С. Сигов. ФТТ **46**, 385 (2004).
[19] В.В. Кругляк, А.Н. Кучко, В.И. Финохин. ФТТ **46**, 842 (2004).
[20] О.М. Браун, Ю.С. Кившарь. Модель Френкеля–Конторовой. Концепции, методы, приложения. Физматлит, М. (2008). 519 с.
[21] Т.И. Белова, А.Е. Кудрявцев. УФН **167**, 377 (1997).
[22] Л.В. Якушевич, Л.А. Краснобай. Биофизика **52**, *2*, 237 (2007).
[23] Р.Н. Гарифуллин, Л.А. Калякин, М.А. Шамсутдинов. Журн. вычисл. математики и мат. физики **47**, 1208 (2007).
[24] Е.Г. Екомасов, Ш.А. Азаматов, Р.Р. Муртазин. ФММ **105**, 341 (2008).
[25] Р.М. Вахитов, Е.Р. Гареева, М.М. Вахитова, А.Р. Юмагузин. ФТТ **51**, 1751 (2009).
[26] Е.Г. Екомасов, Ш.А. Азаматов, Р.Р. Муртазин, А.М. Гумеров, А.Д. Давлетшина. Изв. РАН. Сер. физ. **74**, *10*, 1520 (2010).
[27] A. Chacon, A. Bellorin, L.E. Guerrero, G.A. Gonzalez. Phys. Rev. E **77**, 046 212 (2008).
[28] M.B. Fogel, S.E. Trullinger, A.R. Bishop, J.A. Krumhandl. Phys. Rev. B **15**, 1578 (1976).
[29] E.M. Maslov. Phys. Lett. A **151**, 364 (1988).
[30] I. Habibullin, A. Kundu. Nucl. Phys. B **795**, 549 (2008).
[31] А.М. Косевич, А.С. Ковалев. Введение в нелинейную физическую механику. Наук. думка, Киев (1989). 304 с.
[32] Н.С. Бахвалов, Н.П. Жидков, Г.М. Кобельков. Численные методы. Наука, М. (1987). 600 с.
[33] В.Ф. Коваленко, Э.Л. Нагаев. УФН **148**, 561 (1986).
[34] E.G. Ekomasov, M.A. Shabalin. PMM **101**, S 48 (2006).
[35] А.М. Балбашов, А.В. Залесский, В.Г. Кривенко, Е.В. Синицын. Письма в ЖТФ **14**, 293 (1988).
[36] Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис. Солитоны и нелинейные волновые уравнения. Мир, М. (1988). 694 с.
[37] В.В. Киселев, А.А. Расковалов. ТМФ **163**, 94 (2010).
[38] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин. УФН **146**, 417 (1985).
[39] В.Н. Назаров, Р.Р. Шафиев, М.А. Шамсутдинов, И.Ю. Ломакина. ФТТ **54**, 282 (2012).