

Моделирование зарождения магнитных неоднородностей в ферромагнетиках с неоднородными материальными параметрами

Екомасов Е.Г.[†], Муртазин Р.Р.

[†]EkomasovEG@gmail.com

Башкирский государственный университет, ул. З. Валиди 32, 450074 Уфа

Modeling of the nucleation of magnetic inhomogeneities in ferromagnets with inhomogeneous material parameters

E.G. Ekomasov, R.R. Murtazin

Bashkortostan State University, Z. Validi St. 32, 450074 Ufa

Теоретически исследовано зарождение и эволюция трех типов динамических магнитных неоднородностей (типа бризер, бризер, переходящий в солитон, солитон), появляющихся в плоском слое с параметрами магнитной анизотропии и обменного взаимодействия, отличными от параметров в основном объеме бесконечного ферромагнетика после прохождения 180-градусной доменной границы. Найдены области значений параметров, определяющих возможность существования каждой из найденных магнитных неоднородностей. Для магнитных неоднородностей типа затухающего покоящегося бризера и солитона построены зависимости амплитуды и частоты колебаний от параметров дефекта.

Ключевые слова: доменная граница, бризер, солитон, зарождение магнитной неоднородности, дефект.

The origin and evolution of the three types of dynamic magnetic inhomogeneities (a breather, breather transforming into a soliton, and a soliton), appearing in a flat layer with the parameters of magnetic anisotropy and exchange interaction different from the parameters in the rest of the infinite ferromagnetic sample after the passage of the 180-degree domain wall, is investigated theoretically. The ranges of parameters where each of the three types of magnetic inhomogeneities can exist are determined. For the magnetic inhomogeneities of the type of damped quiescent breather and soliton, the dependence of the amplitude and the oscillation frequency on the defect parameters are obtained.

Keywords: domain wall, breather, soliton, nucleation of magnetic inhomogeneity, defect.

1. Введение

Содержащиеся в реальных магнетиках различного типа структурные и химические неоднородности, а так же локальное воздействие, приводят к появлению локальных изменений магнитных параметров [1]. Наличие таких неоднородностей (или дефектов) может приводить к появлению пространственно локализованных мод колебаний и образованию различного рода магнитных неоднородностей, которые влияют на процессы перемангничивания образца [2-4]. Так как 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 пластин-

чатого) магнитного включения (ПМВ), либо бесконечно тонкого (т.е. с толщиной сравнимой с межатомным расстоянием) или конечного по толщине. Влияние ПМВ на статические и некоторые динамические свойства магнитных неоднородностей изучались как аналитическими [3-6], так и численными методами [7-10]. Учет пространственной зависимости параметров материала при изучении динамики доменной границы (ДГ) также приводит к интересной и с математической точки зрения задаче нахождения решения модифицированного уравнения типа синус-Гордона с переменными коэффициентами. Данное уравнение также имеет важное значение для многих других областей современной физики [2,11,12].

Часто магнитные неоднородности, зарождающиеся на дефектах, описывают в виде ноль-градусных ДГ

[6,10]. Отметим, что в бездефектном магнетике магнитные неоднородности типа ноль-градусной ДГ являются энергетически невыгодными по сравнению с однородным состоянием вектора намагниченности. Наличие же дефектов, локально уменьшающих, например, энергию анизотропии кристалла, может приводить к энергетической выгоды ноль-градусной ДГ [6], и даже ее зарождению при наличии возбуждения в системе [9]. Однако, обычно, в дефектной области магнетика должны изменяться вместе с константами анизотропии и обменные константы. Поэтому нами в статье [13] изучена динамика 180-градусной ДГ в бесконечном ферромагнетике с плоским слоем, имеющим параметры магнитной анизотропии и обменного взаимодействия, отличные от параметров в основном объеме. В данной работе рассмотрены условия возбуждения в области таких ПМВ, после прохождения доменной границы, локализованных высокоамплитудных нелинейных магнитных волн типа солитонов и бризеров.

2. Основные уравнения

Рассмотрим бесконечный ферромагнетик, кристаллографические оси которого (a,b,c) совпадают с декартовыми осями координат. Учитывая в плотности энергии магнетика обменное взаимодействие, анизотропию, зеемановскую энергию и затухание, уравнение движения для магнитного момента \mathbf{m} в угловых переменных $\mathbf{m}=\mathbf{m}(0,\cos\theta,\sin\theta)$ можно представить в безразмерном виде [13]:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(f_1(x) \cdot \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) - \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} - \frac{1}{2} f_2(x) \sin 2\theta = h \sin \theta + \alpha \frac{\partial \theta}{\partial t}, \quad (1)$$

где θ – угол между направлением вектора \mathbf{m} и осью легкого намагничивания, $f_1(x)$ – функция, определяющая распределение неоднородности параметра обменного взаимодействия, $f_2(x)$ – функция, определяющая распределение неоднородности константы анизотропии, h – нормированное внешнее магнитное поле, α – нормированная константа затухания. Координата x нормирована на δ_0 , где δ_0 – ширина статической блоховской ДГ, время t нормировано на δ_0/c , где c – предельная уокеровская скорость стационарного движения [2]. Уравнение (1) интенсивно изучаемое в настоящее время, – модифицированное уравнение синус-Гордона с переменными коэффициентами. Например, много работ посвящено изучению влияния зависящей от времени неоднородной внешней силы, описываемой параметром h [11]. Хотя имеется хорошо разработанная теория возмущений для этого уравнения и точные решения для отдельных частных случаев [2,11], для рассматриваемого нами случая произвольных изменений значений функций f_1 и f_2 необходимо использовать численные методы.

Наиболее интересен случай, когда размер ДГ и размер, характеризующий неоднородность параметров, одного и того же порядка. Тогда форма доменной границы должна сильно претерпевать изменения при прохождении через неоднородную область. Функцию, описываю-

щую $f_1(x)$ и $f_2(x)$, будем моделировать и в виде функции Гаусса:

$$f_i(x) = 1 + (\Delta_i - 1) \cdot \exp[-(4(x-x_0)/W)^2], \quad (2)$$

и в виде треугольника:

$$f_i(x) = \begin{cases} 1, & |x-x_0| > W/2 \\ \Delta_i - \frac{\Delta_i-1}{W/2} \cdot |x-x_0|, & |x-x_0| \leq W/2 \end{cases}, \quad (3)$$

где $\Delta_1=A, \Delta_2=K, W$ – ширина дефекта, x_0 – положение центра дефекта.

Для исследования нелинейной динамики ДГ уравнение (1) решалось численно с использованием явной схемы интегрирования [13]. Дискретизация уравнения проводилась по стандартной пятиточечной схеме типа “крест”. Распределение намагниченности в начальный момент времени задавалось в виде блоховской ДГ $\theta_0(x)=2\arctg(e^x)$, находящийся вне области неоднородности. Граничные условия имеют вид: $\theta(\pm\infty)=0, \pi$; $\theta'(\pm\infty)=0$. Для расчетов применим равномерную сетку с шагом ξ по координатам x : $\{x_i = \xi \cdot i, i = 0, \pm 1, \dots, \pm N_x\}$, и с шагом τ по времени t : $\{t_n = \tau \cdot n, n = 0, 1, \dots, N_t\}$, где N_x, N_t – число точек сетки. Соблюдая условие сходимости явной схемы $\tau/\xi \leq 0.25$, вычислялось значение угла θ в следующие моменты времени. Зная структуру ДГ в каждый момент времени, вычислялись ее основные динамические характеристики. Все результаты, представленные в данной работе проводились для случая $\alpha=10^{-2}$ и $h=0,016$.

3. Зарождение магнитных неоднородностей в области дефекта

Рассматривалась динамика пересечения ДГ области ПМВ. Было обнаружено, что в этой области возникают магнитные неоднородности. Причем в зависимости от величины K, A и W наблюдались различные сценарии зарождения и эволюции таких магнитных неоднородностей. На рис. 1 приведена типичная картина прохождения ДГ через область дефекта и эволюция магнитной неоднородности, возникающей в этой области. В области дефекта после ухода ДГ возникает магнитная неоднородность солитонного вида. Амплитуда магнитной неоднородности максимальная в центре области дефекта и колеблется от θ_{\max}^* до $-\theta_{\max}^*$. Заметим, что величина амплитуды сильно зависит от значений параметров K, A и W . На рис. 2 (кривая 1), для случая, рассмотренного на рис. 1, приведена зависимость значения величины угла в центре области дефекта от времени – $\theta^*(t)$. Видно, что эта функция периодическая с частотой колебаний $\omega=0,72$. Совпадение полученной численной функции $\theta^*(t)$ с формулой [2]:

$$\theta = \theta_{\max}^* \exp(-\alpha(t-t_0)) \cdot \arctg \left(\frac{\sqrt{1-\omega^2}}{\omega} \cdot \sin(\omega \gamma(t-t_0)) \cdot \operatorname{sech}(\gamma x \sqrt{1-\omega^2}) \right), \quad (4)$$

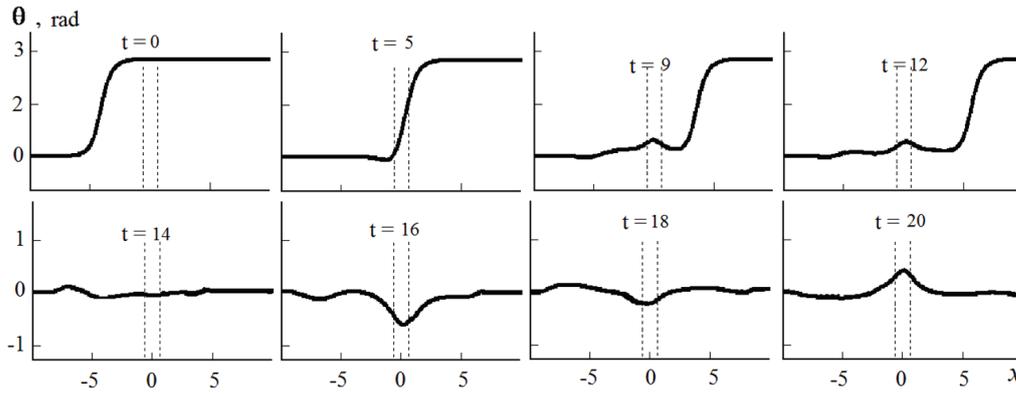


Рис. 1. Зарождение и эволюция магнитной неоднородности типа покоящегося бризера в области дефекта вида (2) (ограниченной штрихованными линиями) для случая $A=0,6$; $K=-1$; $W=2$.

где $\theta_{\max}^* = 0,6$, $\gamma=1$, $x=0$, описывающей решение уравнения синус-Гордона типа “покоящегося бризера” с учетом затухания, позволяют в дальнейшем считать полученную в данном случае магнитную неоднородность типа “покоящегося бризера”. Из рис. 1 видно, что затухание бризера происходит и вследствие излучения объемных волн. Заметим, что время затухания бризера составляет несколько сот нормированных единиц времени.

На рис. 3а приведены зависимости максимальной амплитуды бризера в начальный момент времени θ_{\max}^* от величин K для различных значений A . Из рисунка видно, что аналогично случаю $A=1$ рассмотренному в [9], при уменьшении величины $(1-K)$ для всех рассмотренных значений параметра A значение θ_{\max}^* убывает и стремится к нулю. Также видно, что, в отличие от случая изменения параметра K , увеличение параметра A по сравнению с единицей приводит к уменьшению максимального значения θ_{\max}^* , а уменьшение параметра A по сравнению с единицей приводит к увеличению максимального значения θ_{\max}^* . Видно также, что изменение вида функции описывающей неоднородность параметров (с гауссового на треугольный) слабо влияет на величину максимальной амплитуды бризера. Последнее можно объяснить тем, что такая замена не приводит к сильному изменению площади под кривой описываемой гауссовой функцией.

На рис. 3б приведена зависимость ω_{br} частоты колебаний угла θ^* для магнитной неоднородности типа бризера от K для различных значений A . Из рисунка видно, что аналогично случаю $A=1$, рассмотренному в [9], при уменьшении величины $(1-K)$ для всех рассмотренных значений параметра A частота колебаний стремится к единице, тогда как, например, частоты колебаний трансляционной и пульсационной мод внутриграницных колебаний ДГ стремятся к нулю. Данное обстоятельство становится понятным, если учесть, что энергия решения типа бризера $E \sim (1 - \omega_{br}^2)^{1/2}$ [11]. Откуда следует, что для случая малых дефектов (величины $(1-K)$, $(1-A)$ и W малы) энергия (как и амплитуда) полученной магнитной неоднородности типа бризер стремится к нулю.

При увеличении параметров A , $(1-K)$ и W , до определенного значения, эволюция зарождающегося после ухода ДГ “покоящегося бризера” меняется. На втором графике рис. 2 видно, что начиная с $t=160$, колебания функции $\theta^*(t)$ продолжают только в области поло-

жительных значения θ . Отметим, что частота колебаний солитона (или ноль-градусной ДГ), в которую преобразуется бризер, существенно больше бризерной.

При дальнейшем увеличении параметров A , $(1-K)$ и W после ухода ДГ, сразу появляется колеблющийся солитон (кривая 3 на рис. 2). Отметим, что подобные магнетонные моды локализованные на солитоне исследовались и аналитическими методами [14]. Аналогично работе [15], рассматривающей случай $A = 1$, полученную численно зависимость амплитуды ноль-градусной ДГ от параметра дефекта в виде функции Гаусса можно приближенно описать формулой:

$$\cos \theta^* \approx 4 \cdot A^n (|K| \cdot W^m), \quad (6)$$

где $n = 0,13$ и $m = 0,93$. Изменение вида функции описывающей неоднородность параметров (с гауссового на треугольный) качественно не меняет зависимости амплитуды ноль-градусной ДГ от параметров A , K и W . Частота колебаний солитона ω_s , как и частоты колебаний трансляционной и пульсационной мод внутриграницных колебаний ДГ, стремятся к единице при увеличении величины $(1-K)$ и W для всех рассмотренных значений параметра A . Увеличение параметра A по сравнению с единицей приводит к уменьшению величины ω_s , а уменьшение параметра A по сравнению с единицей приводит к увеличению величины ω_s .

На рис. 4 приведены области значений параметров дефекта, определяющих возможность существования различных магнитных неоднородностей. Из рисунка видно, что качественно вид зависимости, по сравнению со случаем $A = 1$, не меняется. С увеличением величины

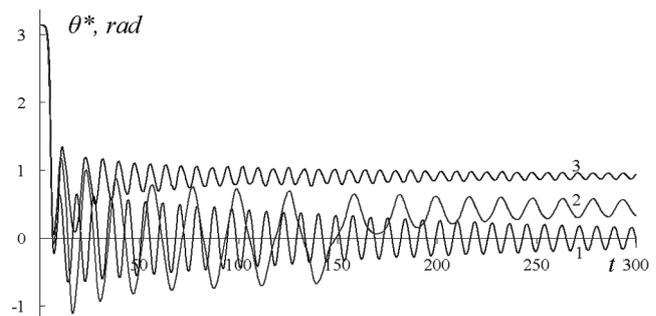


Рис. 2. Зависимость θ^* значения угла в центре дефекта от времени для случая $A=0,6$; $W=2$ (1- $K=-1$; 2- $K=-2,3$; 3- $K=-4$).

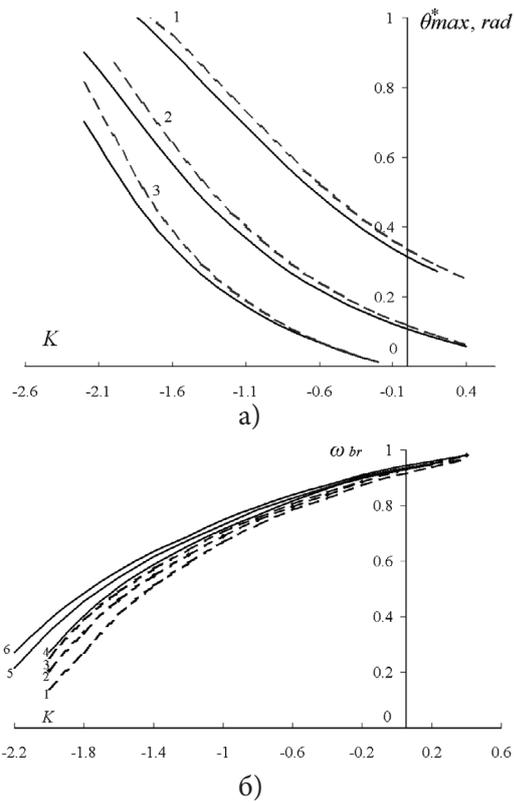


Рис. 3. Зависимость максимальной амплитуды затухающего бризера θ_{max}^* (а) и частоты ω_{br} (б) от параметра K . Сплошные линии – дефект вида (2), штрихованная линия – дефект вида (3). (1,4- $A=0,6$; 2,5- $A=1$; 3,6- $A=1,4$).

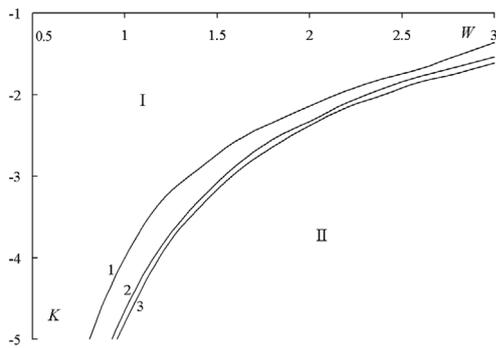


Рис. 4. Область параметров, определяющих существование магнитной неоднородности типа: бризера (выше линий 1,2,3) – область I; и ноль-градусной ДГ (ниже линий 1,2,3) – область II. Для случая $A=0,6$ линия 1, для $A=1$ – линия 2 и для $A=1,4$ – линия 3. Дефект гауссовой формы $W=2$.

параметра A происходит сдвиг кривой в область больших значений параметров K и W .

4. Заключение

Локализованные в пространстве магнитные неоднородности играют важную роль в теории доменных границ и зародышей перемангничивания в реальных образцах. Магнитные бризеры представляют собой наиболее общий тип магнитных солитонных возбуждений, включающих в себя спиновые волны и доменные границы как два предельных случая [2]. И хотя их амплитуда убывает со временем, их возбуждение приводит к излучению объемных спиновых волн, частота которых напрямую связана со свойствами дефекта. Ноль-градусная ДГ, ста-

билизованная на дефекте, может существовать достаточно долго и приводить к появлению новых эффектов [6,15] Магнитный бризер и ноль-градусную ДГ при определенных условиях можно рассматривать как зародыш устойчивой фазы в недрах метастабильной [6,10,16].

Работа была поддержана грантом РФФИ 10-02-00594-а.

Литература

1. V.S. Lvov. Nonlinear spin waves. Moscow, Nayka (1987) 272 p. (in Russian).
2. A. Hubert, R. Schafer. Magnetic domains. Springer-Verlag, Hedelberg, Berlin (1998) 696 p.
3. M.A. Shamsutdinov, V.N. Nazarov, I.U. Lomakina, A.T. Kharisov, D.M. Shamsutdinov. Ferro- and antiferromagnetodinamika. Nonlinear Oscillations, waves and solitons. Moscow, Nayka (2009) 456 p. (in Russian).
4. V.G. Bar'yakhtar, U.I. Gorobets. Cylindrical magnetic domains and their lattices. Kiev, Naukova Dumka (1988) 168 p. (in Russian).
5. D.I. Paul. J.Phys.C: Solid State Phys **12**, 585 (1979).
6. M.A. Shamsutdinov, V.G. Veselago, M.M. Farztdinov, E.G. Ekomasov. Fizika Tverdogo Tela **32**, 497 (1990). (in Russian) [M.A. Shamsutdinov, V.G. Veselago, M.M. Farztdinov, E.G. Ekomasov. Phys. Solid State **32**, 288 (1990)].
7. V.V. Plavskii, M.A. Shamsutdinov, E.G. Ekomasov, A.G. Davletbaev. Fizika Metallov i Metallovedenie **75**(6), 26 (1993) (in Russian) [V.V. Plavskii, M.A. Shamsutdinov, E.G. Ekomasov, A.G. Davletbaev. Phys. Met. Metallogr. **75**, 589 (1993)].
8. D.I. Paul. Phys. Rev. Lett. **53**, 1649 (1982).
9. E.G. Ekomasov, Sh.A. Azamatov, R.R. Murtazin. The Phys. Met. Metallogr. **105**(4), 341 (2008) (in Russian).
10. R.M. Vakhitov, E.G. Gareeva, M.M. Vakhitova, A.R. Yumaguzin. Fizika Tverdogo Tela **51**, 1751 (2009) (in Russian) [R.M. Vakhitov, E.G. Gareeva, M.M. Vakhitova, A.R. Yumaguzin. Phys. Solid State **51**(9), 1859 (2009)].
11. O.M. Brown, J.S. Kivshar. The Frenkel-Kontorova model: Concepts, methods, and applications. Springer (2004) 519 p.
12. T.I. Belov, A.E. Kudryavtsev. Physics-Uspekhi, 167, 377 (1997) (in Russian).
13. E.G. Ekomasov, Sh.A. Azamatov, R.R. Murtazin, A.M. Gumerov, A.D. Davletshina. Izvestiya Rossiiskoi Akademii Nauk. Seriya Fizicheskaya **74**(10), 1520 (2010) (in Russian) [E.G. Ekomasov, Sh.A. Azamatov, R.R. Murtazin, A.M. Gumerov, A.D. Davletshina. Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics **74**(10), 1459 (2010)].
14. B.A. Ivanov, D.D. Scheka. Letters to the Journal of Experimental and Theoretical Physics **82**(7), 489 (2005) (in Russian).
15. A.M. Balbashov, A.V. Zaleski, V.G. Krivenko, E.V. Sinitsyn. Letters to the Journal of Technical Physics **14**, 293 (1988) (in Russian).
16. V.N. Nazarov, R.R. Shafiev, M.A. Shamsutdinov, I.U. Lomakina. Fizika Tverdogo Tela **54**(2), 282 (2012) (in Russian).