05,11

Влияние одномерных "дефектов" на динамику зародыша новой фазы вблизи фазового перехода I рода в магнетиках

© В.Н. Назаров[1], Р.Р. Шафеев[2], М.А. Шамсутдинов[2], И.Ю. Ломакина[2]

[1] Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН,
Уфа, Россия
[2] Башкирский государственный университет,
Уфа, Россия
E-mail: nazarovvn@yahoo.com

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 10 июля 2011 г.)

Исследована эволюция зародыша новой фазы вблизи точки спин-переориентационного фазового перехода первого рода в магнетиках. Показано сильное влияние одномерных „дефектов“ магнитной анизотропии на динамику такого зародыша. Определены условия локализации зародыша новой фазы в области „дефекта“ магнитной анизотропии.

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 11-02-97003.

1. Введение

Многие редкоземельные магнетики при изменении температуры испытывают спин-переориентационные фазовые переходы первого рода [1]. В сплавах интерметаллического соединения $Er_2Fe_{14}B$ с тетрагональной структурой температура фазового перехода I рода сильно зависит от введения водорода в интерметаллическую решетку [2]. Введение атомов водорода приводит к росту температуры перехода, сопровождаемого скачкообразной переориентацией оси легкого намагничивания из базисной плоскости в направлении c-оси. Фазовый переход первого рода может происходить путем образования и роста зародышей новой фазы. В магнетиках существуют стеночный и флуктуационный механизмы зародышеобразования [1]. В ортоферрите диспрозия вблизи температуры Морина визуальным методом наблюдения установлено существование обоих таких механизмов [3]. Как флуктуационный так и стеночный, механизм сопровождается зарождением пар взаимодействующих межфазных стенок [1,3]. Существует ряд экспериментальных работ по изучению колебаний намагниченности и роста домена новой фазы при сверхбыстром локальном перемагничивании ортоферритов под действием лазерного импульса в области температур фазовых переходов [4,5]. При этом могут возникать локальные изменения („дефекты“) магнитной анизотропии. Такие изменения анизотропии могут существовать и в области локализации дефектов кристаллической решетки (дислокации) [6]. Неоднородности анизотропии возникают и при выращивании образцов ортоферритов вследствие включения немагнитных ионов Fe^{2+} или Fe^{4+} и искажений в октаэдрическом кислородном окружении ионов Fe^{3+} [7]. Такие неоднородности связаны с локальными флуктуациями температуры из-за действия механизма концентрированного переохлаждения. Представляют интерес исследования влияния дефектов магнитной анизотропии на динамику зародыша новой фазы [8,9].

Настоящая работа посвящена исследованию солитонной модели зародыша домена абсолютно устойчивой фазы вблизи точки спин-переориентационного фазового перехода первого рода в магнетиках с неоднородной константой магнитной анизотропии.

2. Постановка задачи. Уравнения движения

Исследования будем проводить на основании применения законов изменения энергии и числа спиновых отклонений с учетом затухания. При этом за основу была взята плотность функции Лагранжа L для антиферромагнетика ромбической симметрии и диссипативная функция Рэлея R, зависящие только от вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ [10,11]:

$$L = \frac{\chi_\perp}{2\gamma^2}\,\dot{\mathbf{l}}^2 - F, \qquad R = \frac{\alpha M_0}{2\gamma}\,\dot{\mathbf{l}}^2, \tag{1}$$

$$F = \frac{1}{2}A(\nabla\mathbf{l})^2 - \frac{1}{2}(K_{ab} - \chi_\perp H_y^2)l_x^2 - \frac{1}{2}K_{bc}l_z^2 + \frac{1}{4}\left(K_2^{(11)}l_x^4 + K_2^{(13)}l_x^2l_z^2 + K_2^{(33)}l_z^4\right). \tag{2}$$

Здесь $\chi_\perp$ — антиферромагнитная восприимчивость, γ — гиромагнитное отношение, α — параметр затухания, M_0 — намагниченность насыщения магнитных подрешеток, A — константа неоднородного обменного взаимодействия. K_{ab}, K_{bc}, $K_2^{(ij)}$ — константы магнитной анизотропии, H_y — внешнее магнитное поле вдоль b-оси. В ромбическом кристалле при $K_{bc} < 0$ спонтанные спин-переориентационные фазовые переходы происходят путем поворота вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}$

в ab-плоскости. При этом плотность энергии эффективной магнитной анизотропии можно представить в виде:

$$F_{\text{an}} = \text{const} + \frac{1}{2} K_1 \sin^2\theta + \frac{1}{2} K_2 \sin^4\theta, \tag{3}$$

где θ — угол между $\mathbf{y} \parallel b$-оси и вектором $\mathbf{l}$ в ab-плоскости, $K_1 = -K_{ab} + \chi_\perp H_y^2$, $K_2 = K_2^{(11)}/2$. Как известно [1], при $K_1 \geq 0$ устойчива фаза G_y, где $\mathbf{l} \parallel b$-оси $(\theta = 0, \pi)$, а при $K_1 + 2K_2 \leq 0$ — фаза G_xF_z, где $\mathbf{l} \parallel \mathbf{x} \parallel a$-оси $(\theta = \pi/2,\ 3\pi/2)$. В случае отрицательной второй константы магнитной анизотропии, то есть $K_2 < 0$, при $K_1 + K_2 = 0$ имеет место фазовый переход первого рода между антиферромагнитной (G_y) и слабоферромагнитной (G_xF_z) фазами.

В дальнейшем удобно ввести параметр g, характеризующий близость системы к точке фазового перехода первого рода, в следующем виде:

$$g = \frac{K_1 + K_2}{|K_2|} = \frac{\chi_\perp}{2|K_2|}\,(H_{yc}^2 - H_y^2),$$

$$H_{yc}^2 = \frac{2}{\chi_\perp}\,(K_{ab} + |K_2|).$$

Первую константу магнитной анизотропии считаем одномерной функцией координаты $\xi = y/\delta_0$:

$$K_1(\xi) = K_1[1 - kf(\xi)],$$

$$f(\xi) = \theta(\xi + d/2) - \theta(\xi - d/2),$$

$$\theta(z) = \begin{cases} 1, & z \geq 0, \\ 0, & z < 0, \end{cases}$$

где $f(\xi)$ характеризует локальное изменение магнитной анизотропии, $k = \Delta K_1/K_1$, $\Delta K_1 > 0$ — величина локального изменения константы магнитной анизотропии, $\delta_0 = \sqrt{A/|K_2|}$ — характерный размер 90° межфазной границы, $d = D\delta_0$, D — ширина области с пониженной анизотропией. Рассмотрение уединенного „дефекта“ магнитной анизотропии связано с тем, что период неоднородностей в образце составляет в среднем $20{-}30\,\mu$m, что значительно превосходит размер зародыша новой фазы [7]. Следует заметить, что при изменении химического состава кристалла возможно изменение константы обменного взаимодействия. Влияние неоднородности A без учета неоднородности анизотропии на эволюцию зародыша новой фазы рассмотрено в [12]. Так как вклад „дефекта“ A в рассмотрение динамики зародыша новой фазы очень незначителен по сравнению с вкладом „дефекта“ магнитной анизотропии, то в адиабатическом приближении мы им будем пренебрегать.

Из уравнения Лагранжа с учетом (1)–(2) можно получить следующее уравнение, описывающее динамику одномерных магнитных неоднородностей:

$$\psi_{\tau\tau} - \psi_{\xi\xi} + \sin\psi = -\beta\psi_\tau - 2[g - (1+g)kf(\xi)]\sin\frac{\psi}{2}. \tag{4}$$

Здесь $\psi = 4\theta$, $\tau = (c/\delta_0)t$, $c = \gamma(A/\chi_\perp)^{1/2}$ — предельная скорость межфазных стенок, совпадающая с минимальной фазовой скоростью спиновых волн на линейном участке их закона дисперсии;

$$\beta = \alpha M_0/\sqrt{|K_2|\chi_\perp}.$$

Определим форму критического зародыша, который достаточен, чтобы инициировать переход всей системы из метастабильного G_y в абсолютно устойчивое однородное состояние G_xF_z в бездефектном кристалле, т. е. $k = 0$. Форму критического зародыша можно найти, определяя стационарное $(\theta_\tau = \theta_{\tau\tau} = 0)$, но абсолютно неустойчивое неоднородное решение уравнения (4). Накладываем граничные условия

$$\theta(|\xi| \to \infty) = 0,\ \ \theta_\xi(|\xi| \to \infty) = 0,\ \ \theta_\xi(\xi = 0) = 0. \tag{5}$$

Решение уравнения (4) с заданными условиями (5) в стационарном случае имеет вид 0° доменной стенки

$$\theta_0 = \operatorname{arctg}\left(\operatorname{tg}\theta_m \frac{1}{\operatorname{ch}(\xi\sqrt{1+g})}\right), \quad -1 < g < 0. \tag{6}$$

В центре стенки в точке $\xi = 0$ угол $\theta_0 = \theta_m = \arccos\sqrt{-g}$. При $g \to 0$ решение в виде 0° стенки (6) описывает распад зародыша на две взаимодействующие 90° межфазные стенки, разделяющие домен абсолютно устойчивой фазы G_xF_z внутри метастабильной G_y.

В случае $\theta_{\tau\tau} \neq 0$ уравнение (4) при равенстве нулю правой части имеет двухсолитонное решение вида

$$\operatorname{tg}^2\frac{\psi}{4} = \frac{1-\Omega}{\Omega+\varepsilon^2}\,\frac{1}{\operatorname{ch}^2(\xi\sqrt{1-\Omega})}. \tag{7}$$

При $\Omega + \varepsilon^2 > 0$ это решение описывает динамическую 0° стенку. Когда $|g| \ll 1, k \ll 1, \beta \ll 1$ решение (7) можно рассматривать как приближенное решение (4), где $\Omega = \Omega(\tau)$, $\varepsilon = \varepsilon(\tau)$ являются неопределенными функциями времени. Уравнения для Ω и ε в адиабатическом приближении можно получить из законов изменения энергии и числа спиновых отклонений [13]:

$$\Omega_\tau = 2\,\frac{\varepsilon(\beta\varepsilon - g)(1-\Omega)}{\varepsilon^2+1}\,\Gamma(\Omega,\varepsilon) + 2\,\frac{\varepsilon k(g+1)(1-\Omega)}{\varepsilon^2+1}\,I(\Omega,\varepsilon,d),$$

$$\varepsilon_\tau = \Omega + \varepsilon^2 - \beta\varepsilon + g - k\,\frac{(g+1)I(\Omega,\varepsilon,d)}{\Gamma(\Omega,\varepsilon)}, \tag{8}$$

где

$$I(\Omega,\varepsilon,d) = \frac{\operatorname{th}(r)}{1 + a^2 - a^2\operatorname{th}^2(r)} + \frac{1}{2a\sqrt{1+a^2}}\operatorname{Arth}\left(\frac{\sqrt{1+a^2}}{a\operatorname{th}(r)}\right),$$

$$\Gamma(\Omega,\varepsilon) = 1 + \frac{1}{a\sqrt{a^2+1}}\operatorname{Arth}\frac{a}{\sqrt{a^2+1}},$$

$$r = \frac{d}{2}\sqrt{1-\Omega}, \qquad a = \left(\frac{1-\Omega}{\Omega+\varepsilon^2}\right)^{1/2}.$$

Система (8) определяет эволюцию параметров солитонного решения. Можно показать, что (8) при $k = 0$,

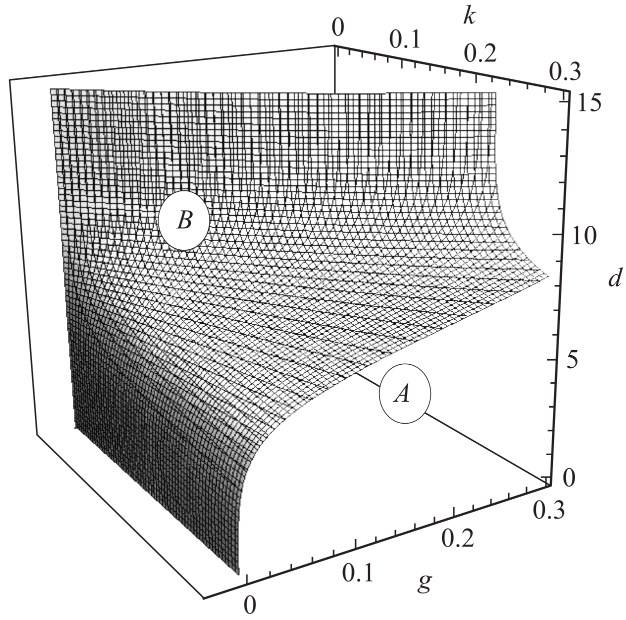

Рис. 1. Граница раздела областей исчезновения первоначального зародыша домена новой фазы (A) и закрепления его на дефекте (B).

$\beta = 0$ и определенной параметризации Ω, ε переходит к системе, исследованной в работе [14].

Динамическая система (8) имеет особую точку (ε_0, Ω_0), определяемую уравнениями:

$$\begin{cases} \varepsilon_0 = 0, \\ \Omega_0 + g - k(g+1)\,\frac{I(\varepsilon_0 = 0,\, \Omega = \Omega_0)}{\Gamma(\varepsilon_0 = 0,\, \Omega = \Omega_0)} = 0. \end{cases} \tag{9}$$

Поверхность, соответствующая этой особой точке $\varepsilon_0(k, g, d)$, $\Omega_0(k, g, d)$, приведена на рис. 1. При $d \gg 1$ имеем: $\varepsilon_0 = 0$, $\Omega_0 = k - g$. В случае $d \ll 1$, когда можно расценивать $f(\xi)$ как дельта-функцию, получим $\varepsilon_0 = 0$, $\Omega_0 = -g$. Такой же тип особой точки ($\varepsilon_0 = 0$, $\Omega_0 = -g$) будет и в отсутствии дефекта ($k = 0$) и решение (7) совпадает с критическим зародышем (6). В случае $k = 0$, $g < 0$ динамика зародыша новой фазы сильно зависит от величины начальной амплитуды. При $\Omega(\tau = 0) > \Omega_0$ зародыш совершает нелинейное колебательное движение, которое при наличии диссипации является затухающим. В случае $\Omega(\tau = 0) < \Omega_0$ зародыш новой фазы с течением времени превращается в домен новой фазы, ограниченной двумя 90° межфазными стенками с противоположными топологическими зарядами. Ширину зародыша в единицах δ_0 определим как расстояние между точками перегиба кривой $\theta = \theta(\xi)$:

$$T = \frac{2}{\sqrt{1-\Omega}}\,\mathrm{Arsh}\sqrt{\frac{1+\varepsilon^2}{\Omega+\varepsilon^2}}. \tag{10}$$

3. Динамика зародыша новой фазы

Проанализируем эволюцию зародыша при $k \neq 0$ с учетом затухания. Рассмотрим два случая: $\Omega(\tau = 0) < \Omega_0$ и $\Omega(\tau = 0) > \Omega_0$, где $\Omega_0 = \Omega_0(k, g, d)$ — определяется системой (9). Сначала проанализируем случай $\Omega(\tau = 0) < \Omega_0$, при котором начальная амплитуда зародыша больше критической. На участках с пониженной анизотропией ($k > 0$) зародыш новой фазы G_y может существовать не только при $g < 0$, но и при $g > 0$, т. е. в области энергетической невыгодности такой фазы в магнетике с однородными параметрами. Поведение зародыша новой фазы ($\theta = \pi/2$) вблизи точки фазового перехода I рода для различных соотношений параметров k и d, $g = 0.01$, $\beta = 0.01$, $k = 0.08$ и начальных значениях $\Omega(0) = 0.003$, $\varepsilon(0) = 0$ и начальной ширине зародыша $T(0) = 7.2$ показано на рис. 2–5. Откуда видно, что, когда ширина начального зародыша больше ширины d области с пониженной анизотропией, межфазные стенки сближаются и в результате взаимодействия в отсутствие затухания ($\beta = 0$) превращаются в бризер (рис. 2). При наличии диссипации бризер затухает, т. е. зародыш

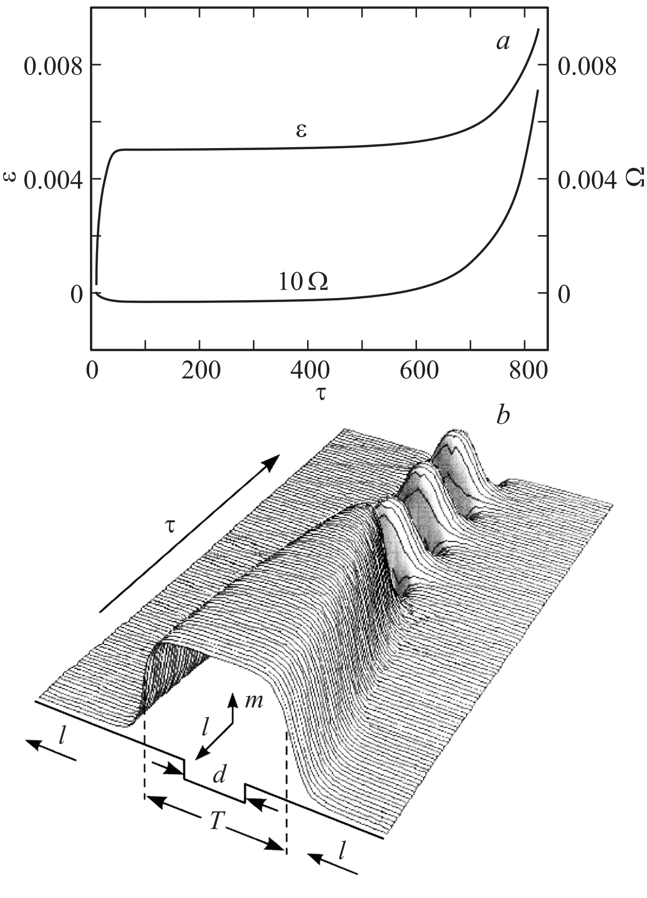

Рис. 2. Превращение зародыша новой фазы в бризер в отсутствие затухания. Эволюция параметров (a) солитонного решения и формы (b) взаимодействующих 90° межфазных стенок с разными топологическими зарядами при $d = 3$.

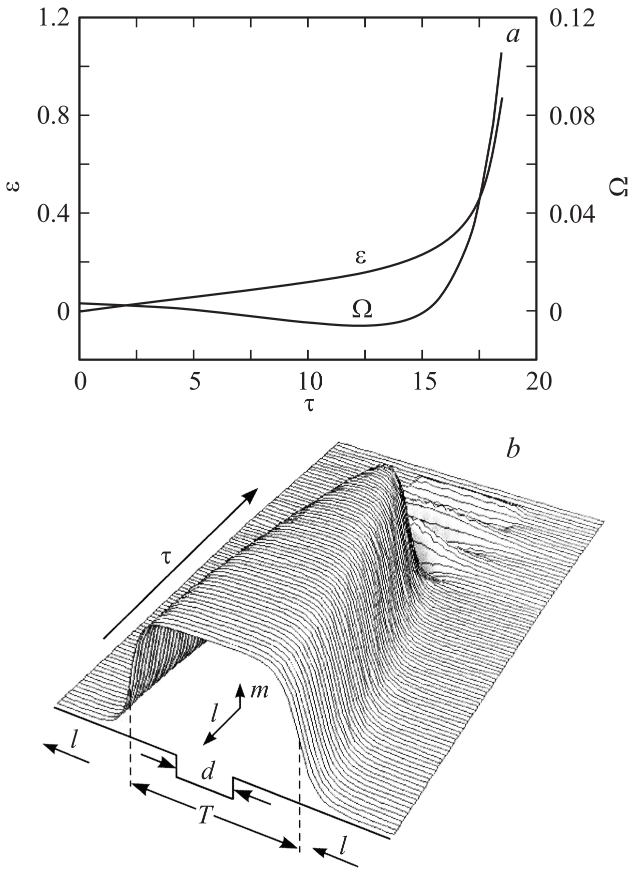

Рис. 3. Превращение зародыша новой фазы в затухающий бризер при $\beta = 0.01$. Эволюция параметров (a) солитонного решения и формы (b) взаимодействующих 90° межфазных стенок при $d = 3$.

новой фазы исчезает (рис. 3). На плоскости (kd) такое состояние соответствует области A (рис. 6).

Если ширина начального зародыша сравнима с шириной d, то с течением времени домен новой фазы, совершая колебания, локализуется на дефекте (рис. 4). При этом расстояние между межфазными стенками с течением времени будет оставаться больше ширины d. Такой случай соответствует области B на рис. 6. Граница раздела областей исчезновения зародыша домена новой фазы и закрепления зародыша на дефекте в зависимости от трех параметров k, d, g изображена на рис. 1. Зависимость частоты пульсационных колебаний магнитной неоднородности, закрепленной на „дефекте“, приведена на рис. 7. При малых k частота пульсации сначала возрастает, потом, с увеличением k, — уменьшается. Видно, что на кривой имеется максимум. Значение k, соответствующее максимуму частоты пульсационных колебаний, с ростом g, т. е. с отдалением от точки фазового перехода, сдвигается в сторону больших значений.

Если ширина начального зародыша меньше ширины d области с пониженной анизотропией, то 90° межфазные стенки выходят за пределы такой области, не совершая колебаний (рис. 5). Такие стенки со временем будут двигаться в противоположных направлениях с постоянной скоростью, не взаимодействуя друг с другом. На плоскости (kd) этот случай соответствует области C (рис. 6).

Перейдем к анализу случая $\Omega(\tau = 0) > \Omega_0$, когда начальная амплитуда зародыша меньше критической. Поведение зародыша новой фазы является однотипным во всех областях изменения параметров неоднородности анизотропии A, B и C: магнитная неоднородность в виде бризера совершает колебательное движение с частотой, зависящей от параметра k. Зависимости частоты от параметра k для области B приведены на рис. 8. При учете диссипации бризер со временем затухает (рис. 9).

Возможность локализации магнитной неоднородности в области с пониженной магнитной анизотропией можно выявить из анализа линеаризованного уравнения (4). Это уравнение в отсутствие затухания ($\beta = 0$), полагая $\psi(\xi, \tau) = e^{i\omega\tau}\Psi(\xi)$, можно свести к уравнению, совпадающему со стационарным уравнением Шредингера

$$[-\partial_\xi^2 + U_0 f(\xi)]\psi(\xi) = E\psi(\xi),$$

где $U_0 = (1 + g)k$, $E = \omega^2 - 1 - g$. Из приведенного уравнения можно получить выражение, определяющее

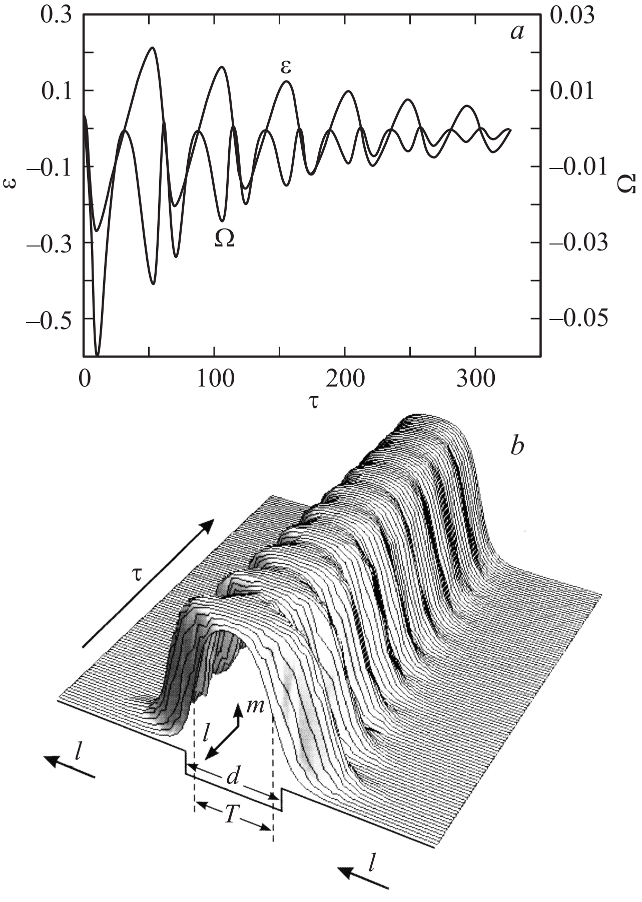

Рис. 4. Локализация взаимодействующих 90° межфазных стенок в области с пониженной анизотропией. Эволюция параметров (a) солитонного решения и формы (b) взаимодействующих 90° межфазных стенок при $d = 8$ и больших временах.

частоту ω [15]:

$$\omega=\sqrt{1+g}\left(1+k-(1+g)k^2\frac{d^2}{4}\right)^{1/2} \text{ при } (1+g)k\frac{d^2}{4}\ll 1.$$

При $(1+g)kd^2/4 \geq 1$ частота ω, как показывают численные расчеты, с ростом k также уменьшается, что

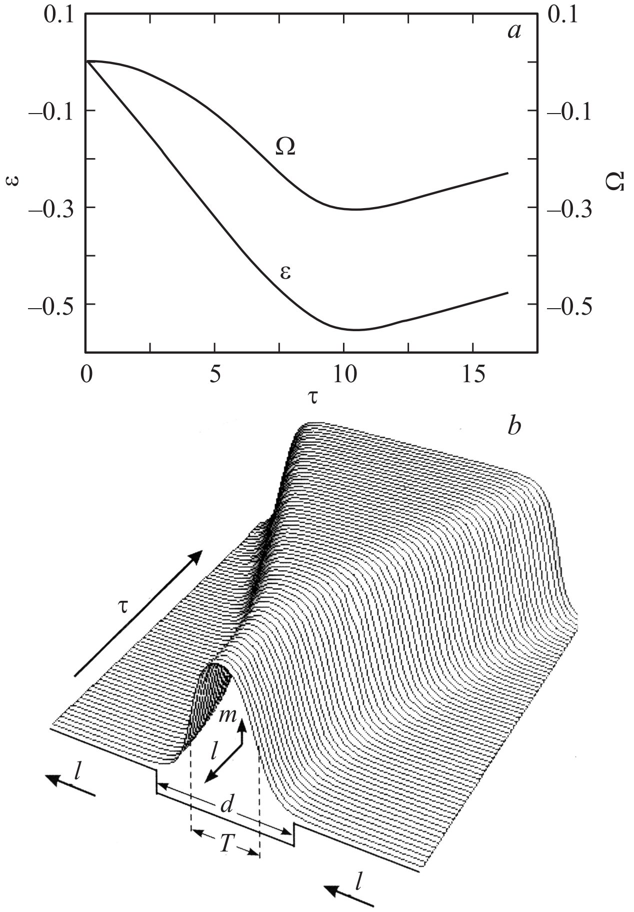

Рис. 5. Образование домена новой фазы в области с пониженной анизотропией. Эволюция параметров (a) солитонного решения и формы (b) взаимодействующих 90° межфазных стенок при $d = 12$ и небольших временах.

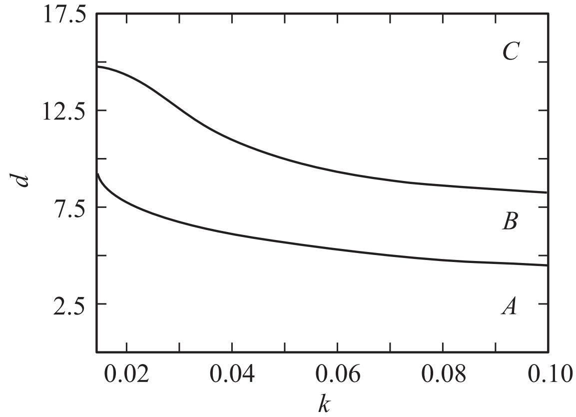

Рис. 6. Области исчезновения (A), закрепления на дефекте (B) и выхода за дефект (C) первоначальной магнитной неоднородности в виде взаимодействующих 90° межфазных стенок.

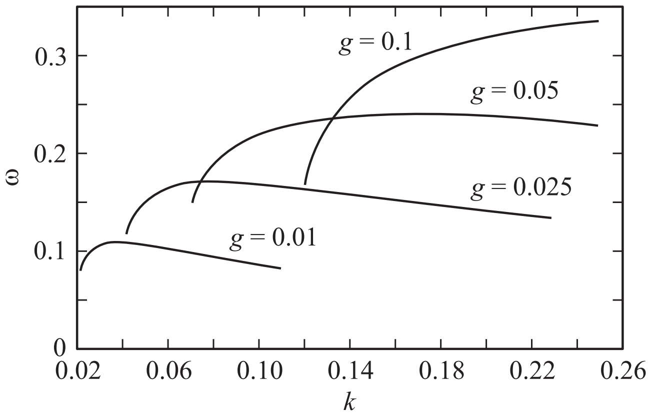

Рис. 7. Зависимость частоты пульсационных колебаний магнитной неоднородности, закрепленной на „дефекте“, в отсутствие затухания от параметра k при $d = 8$ и начальных данных $\Omega(0) = 0.08 < \Omega_0$, $\varepsilon_0 = 0$.

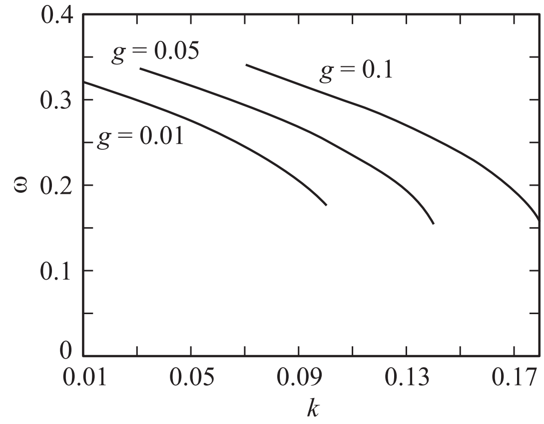

Рис. 8. Зависимость частоты колебаний магнитной неоднородности в виде бризера в отсутствие затухания от параметра k при $d = 8$ и начальных данных $\Omega(0) = 0.08 > \Omega_0$, $\varepsilon(0) = 0$.

совпадает с результатами, изложенными в [15]. Видно, что наблюдается уменьшение частоты колебаний с ростом параметра k. Такая зависимость частоты колебаний локализованного в яме магнона от глубины дефекта k качественно согласуется с зависимостью частоты бризера („магнонной капли“) $\omega = \omega(k)$, приведенной на рис. 8.

Известно, что сколь угодно малая яма связывает частицу [15]. При $k > 0$, $g \ll 1$ число связанных в потенциальной яме состояний (дискретных уравнений) подчиняется неравенству.

$$\sqrt{(1+g)k}\,\frac{d}{\pi} < N_{\text{con}} < \sqrt{(1+g)k}\,\frac{d}{\pi} + 1.$$

В рассматриваемой задаче в качестве частицы выступает магнон. Магнитную неоднородность в виде бризера (7) можно представить в виде пакета линейных волн, т. е. „магнонной капли“, образованного из множества взаимодействующих магнонов [16]. Существование такой статической магнитной неоднородности, связанной

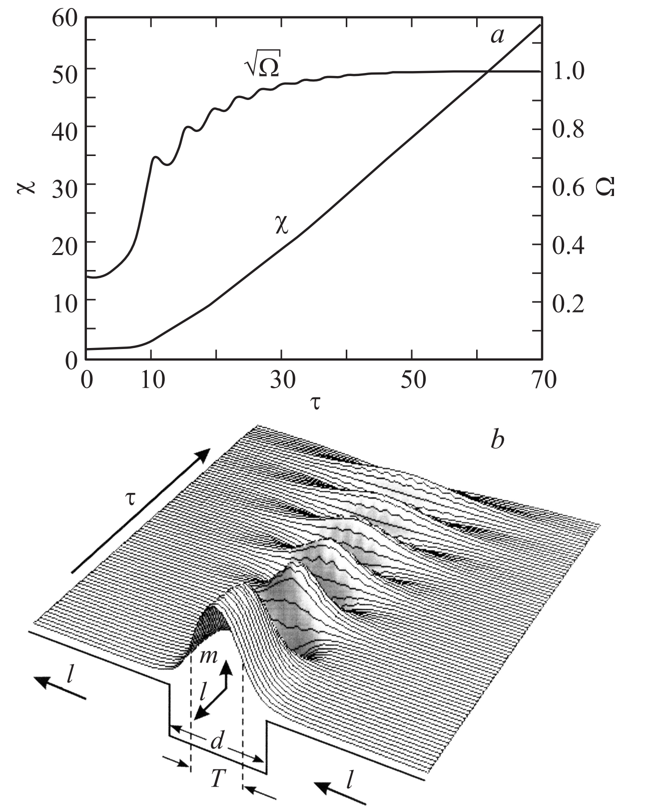

Рис. 9. Эволюция параметров (a) магнитной неоднородности с начальной амплитудой меньшей критической и ее формы (b) при $d = 8$, $k = 0.08$, $g = 0.01$, $\Omega(0) = 0.08 > \Omega_0$, $\beta = 0.05$, где $\chi = \mathrm{arccot}(-\varepsilon/\sqrt{\Omega})$.

с ямой, сильно зависит от ширины ямы. Согласно численным расчетам такое связанное состояние возникает, когда ширина неоднородности сравнима с шириной неглубокой ямы.

В случае сплавов интерметаллических соединений, указанных выше, уравнение, описывающее динамику магнитных зародышей, можно свести к уравнениям вида (7)–(8). Поэтому можно заключить, что результаты, изложенные выше, описывают динамику зародыша новой фазы в сплавах интерметаллического соединения $Er_2Fe_{14}B$ и в ряде других магнетиков.

Интересно заметить, что исследование динамики солитонов в потенциальной яме представляет интерес и с точки зрения развития солитонной модели атома водорода [17], где ширина ямы (боровский радиус) считается много большим размера солитона.

4. Заключение

Таким образом, в работе исследована солитонная модель зародыша новой фазы вблизи точки спин-переориентационного фазового перехода первого рода. Анализ модели показывает следующие результаты. В зависимости от ширины дефекта магнитной анизотропии зародыш новой фазы с амплитудой больше критической исчезает, закрепляется на дефекте либо выходит за пределы области дефекта, приводя к образованию домена новой фазы. Когда начальная амплитуда зародыша меньше критической, он слабо реагирует на размеры дефекта и исчезает, превращаясь в затухающий бризер. Наличие в образце участков с пониженной анизотропией может приводить к образованию зародышей доменов новой фазы, еще не доходя до точки фазового перехода I рода, т. е. в недрах старой (стабильной) фазы до достижения температуры равновесного фазового перехода, что наблюдается экспериментально.

Список литературы

[1] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979). 317 с.

[2] Е.А. Терешина, И.С. Терешина, С.А. Никитин, Г.С. Бурханов, О.Д. Чистяков, И.В. Телегина, В.А. Белоусова, Т. Палевски, Г. Друлис. ФТТ **50**, 54 (2008).

[3] В.В. Еременко, Н.Ф. Харченко, Ю.Г. Литвиенко. Магнитооптика и спектроскопия антиферромагнетиков. Наук. думка, Киев (1989). 264 с.

[4] A.V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, R.V. Pisarev, Th. Rasing. Nature **429**, 850 (2004).

[5] П.А. Усачев, Р.В. Писарев, А.М. Балбашов, А.В. Кимель, A. Kirilyuk, Th. Rasing. ФТП **47**, 2200 (2005).

[6] В.К. Власко-Власов, М.В. Инденбом. ЖЭТФ **86**, 1084 (1984).

[7] М.В. Четкин, А.П. Кузьменко, А.В. Каминский, В.Н. Филатов. ФТТ **40**, 1656 (1998).

[8] Р.М. Вахитов, А.Р. Юмагузин. ФТТ **43**, 65 (2001).

[9] Е.Г. Екомасов, Ш.А. Азаматов, Р.Р. Муртазин. ФММ **105**, 341 (2008).

[10] А.К. Звездин. Письма в ЖЭТФ **29**, 605 (1979).

[11] В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский. ЖЭТФ **78**, 1509 (1980).

[12] Р.Р. Шафеев, В.Н. Назаров, М.А. Шамсутдинов. Вестн. Башкир. ун-та **16**, 326 (2011).

[13] М.А. Шамсутдинов, И.Ю. Ломакина, В.Н. Назаров. ФММ **100**, 17 (2005).

[14] Солитоны / Под ред. Буллафа Р., Кодри Ф. Мир, М. (1983). 408 с.

[15] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. Т. 3. Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. М. (1989). 767 с.

[16] Б.А. Иванов, А.М. Косевич. ЖЭТФ **72**, 2000 (1977).

[17] Ю.П. Рыбаков. Динамика сложных систем **3**, 3 (2009).