

Процессы зародышеобразования при спин-переориентационных фазовых переходах в реальных кристаллах

Р.М. Вахитов¹, Е.Р. Гареева¹, М.М. Вахитова²

¹Башкирский государственный университет, ул. Фрунзе, 32, г. Уфа, 450074, Россия
E-mail: vakhitovRM@bsu.bashedu.ru

²Уфимский институт Российского государственного торгово-экономического университета
ул. Менделеева, 177/3, г. Уфа, 450086, Россия

Статья поступила в редакцию 4 февраля 2005 г., после переработки 17 августа 2005 г.

В рамках феноменологического подхода рассмотрены возможные механизмы зародышеобразования, которые могут иметь место при фазовом переходе типа спиновой переориентации в реальных магнетиках. Наибольшее внимание уделено флуктуационному механизму, в котором зародыши новой фазы моделируются на основе представлений о магнитных неоднородностях типа 0-градусных доменных границ, а в качестве образца рассматривается кубический ферромагнетик с наведенной вдоль оси [011] одноосной анизотропией. Показано, что такие неоднородности могут представлять устойчивые образования, если учесть конечность образца и наличие в нем дефектов. Изучено поведение 0-градусных доменных границ при различных значениях материальных параметров и характеристиках дефектов и выявлена их роль в кинетике спин-переориентационного фазового перехода.

У рамках феноменологічного підходу розглянуто можливі механізми утворення зародків, які можуть мати місце при фазовому переході типу спінової переорієнтації в реальних магнетиках. Найбільшу увагу приділено флуктуаційному механізму, у якому зародки нової фази моделюються на основі подань про магнітні неоднорідності типу 0-градусних доменних границь, а як зразок розглянуто кубічний ферромагнетик з наведеною уздовж осі [011] одноосовою анізотропією. Показано, що такі неоднорідності можуть являти собою стійкі утворення, якщо врахувати скінченність зразка й наявність у ньому дефектів. Вивчено поведіння 0-градусних доменних границь при різних значеннях матеріальних параметрів і характеристиках дефектів і виявлено їхню роль у кінетиці спін-переорієнтаційного фазового переходу.

PACS: 75.60.Ch; 75.30.Kz

Ключевые слова: спин-переориентационные фазовые переходы, доменная граница, зародышеобразование, дефект

Введение

Известно, что наличие дефектов, искажающих регулярную структуру кристалла, существенно сказывается и на его магнитных свойствах. В области дефектов значения материальных параметров магнетиков отличаются от таковых в основном объеме образца, что приводит к возникновению на них магнитных неоднородностей с конфигурацией, совпадающей с профилем дефекта [1]. Свойства этих не-

однородностей еще недостаточно изучены. В то же время их модельное представление с помощью 0-градусных доменных границ (0° ДГ) позволяет утверждать [2] (качественно согласующиеся с экспериментальными данными [1]), что они являются зародышами новой фазы и играют важную роль в процессах спиновой переориентации магнетика от одного состояния к другому. В связи с этим представляет интерес изучение фазового перехода типа спиновой переориентации в кубических ферромаг-

нетиках с наведенной вдоль оси [011] одноосной анизотропией (пластина (011)). В этом случае наведенная одноосная анизотропия имеет еще и ромбическую компоненту, которая значительно улучшает динамические характеристики магнетиков, что может иметь практическое значение [3]. С другой стороны, из теоретического анализа доменной структуры данных материалов следует [4,5], что в них имеет место нетривиальная картина спин-переориентационных фазовых переходов (СПФП) и возможных типов магнитных неоднородностей, которые могут внести свой вклад в особенности процессов зародышеобразования на дефектах в изучаемых материалах.

0-градусная доменная граница

Рассмотрим кубический ферромагнетик в виде плоскопараллельной бесконечно протяженной пластины с развитой поверхностью (011). Энергию такого магнетика, включающую в себя обменное взаимодействие, кубическую, наведенную одноосную и ромбическую анизотропии, а также магнитостатическую энергию объемных зарядов, локализованных в ДГ, запишем в виде [4]:

$$E_0 = L_x D \int_{-\infty}^{\infty} \{ A[(\theta')^2 + \sin^2 \theta (\varphi')^2] + K_u \sin^2 \theta + K_p \sin^2 \theta \sin^2(\varphi - \varphi_0) + \frac{K_1}{4} [2 \sin^2 \theta (1 - 3 \sin^2(\varphi - \varphi_0)) - \sin^4 \theta (3 - 10 \sin^2(\varphi - \varphi_0) + 3 \sin^4(\varphi - \varphi_0))] + 2\pi M_s^2 (\sin \theta \sin \varphi - \sin \theta_m \sin \varphi_m)^2 \} dy, \quad (1)$$

где θ и φ — полярный и азимутальный углы вектора намагниченности \mathbf{M} , θ' и φ' — их производные по y , θ_m , φ_m — значение этих углов в доменах, A — параметр обменного взаимодействия, K_u , K_1 , K_p — константы наведенной одноосной, кубической и ромбической анизотропий соответственно, M_s — намагниченность насыщения, D — толщина образца, L_x — ширина образца в направлении OX ($L_x \rightarrow \infty$); ось OZ перпендикулярна поверхности пластины и совпадает с осью [011], а ось OX лежит в плоскости ДГ и составляет угол φ_0 с осью [100]. Предполагается, что пластина является достаточно толстой и пренебрегается размагничивающими полями от поверхностных зарядов (идеализированная модель [2,4]).

Структуру магнитных неоднородностей можно определить из условий минимума (1), которые сводятся к уравнениям вида Эйлера — Лагранжа

$$\frac{\delta E_0}{\delta \theta} = 0, \quad \frac{\delta E_0}{\delta \varphi} = 0, \quad \frac{\delta E_0}{\delta \varphi_0} = 0 \quad (2)$$

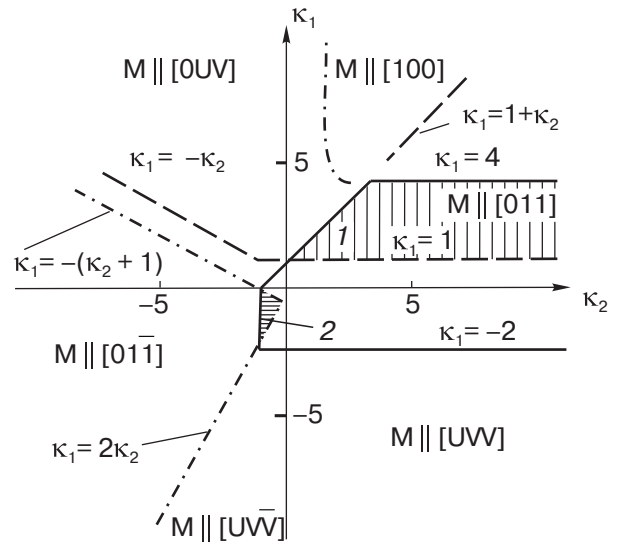


Рис. 1. Фазовая диаграмма однородных магнитных состояний пластины (011) (сплошной линией обозначена граница устойчивости фазы $\mathbf{M} \parallel 011$, штриховыми — линии потери устойчивости фаз, штрихпунктирными — линии СПФП между фазами).

при выполнении соотношения

$$\delta^2 E_0 > 0. \quad (3)$$

Из анализа этих уравнений следует [4], что при $K_u > 0$ в области, определяемой соотношениями $\kappa_1 < 1 + \kappa_2$, $-2 < \kappa_1 < 4$, $-1 < \kappa_2$ ($\kappa_1 = K_1/|K_u|$, $\kappa_2 = K_p/|K_u|$) (рис. 1), возможно существование 180° блоховских ДГ с $\mathbf{M} \parallel [011]$ в доменах и с законом изменения вектора \mathbf{M} следующего вида:

$$\text{tg } \theta = \pm a \text{ sh}(b\xi); \quad \varphi = 0, \pi; \quad \varphi_0 = \pi n/2, \quad n \in Z, \quad (4)$$

где

$$a = 1/\sqrt{1+p}, \quad b = \sqrt{q},$$

$$q = 1 + \kappa_1(1 - 3 \sin^2 \varphi_0)/2 + \kappa_2 \sin^2 \varphi_0,$$

$$\xi = y/\Delta_0, \quad \Delta_0 = \sqrt{A/K_u},$$

$$p = \kappa_1(1 - 3 \sin^2 \varphi_0)(3 - \sin^2 \varphi_0)/4q.$$

Область существования 180° ДГ разбивается еще на ряд участков [4], в которых фазовый портрет уравнений (2) претерпевает существенные изменения. В частности, в области, ограниченной кривыми $\kappa_1 = 1$, $\kappa_1 = 4$, $\kappa_1 = \kappa_2 + 1$ ($0 < \kappa_2 < \infty$), в структуре 180° ДГ появляется «перетяжка», которая характеризуется наличием трех точек перегиба в профиле распределения намагниченности в переходном слое. Такая ситуация обусловлена возникновением метастабильной оси (в частности, оси [001]) в плоскости вращения спинов, которая по мере приближения магнетика к точке СПФП становится устойчивой

фазой и приводит к непрерывной перестройке доменной структуры образца [6].

Кроме того, в указанной выше области значений параметров κ_1 и κ_2 (область 1, рис. 1) возникают решения уравнений (2), которым соответствуют магнитные неоднородности особой топологии — 0° ДГ. Их структура описывается следующей зависимостью [4]:

$$\operatorname{tg} \theta = \pm a \operatorname{ch}(b\xi), \quad \varphi = 0, \pi; \quad \varphi_0 = 0, \pi, \quad (5)$$

где $a = \sqrt{(4 - \kappa_1)/4(\kappa_1 - 1)}$, $b = \sqrt{\kappa_1 - 1}$.

Эти магнитные неоднородности в отличие от 180° ДГ разделяют домены с одним и тем же направлением вектора намагниченности \mathbf{M} (в рассматриваемом случае $\mathbf{M} \parallel [100]$) и не являются устойчивы-

ми образованиями (в смысле выполнения неравенства (3)). Следует отметить, что 0° ДГ возникают также в области значений κ_1 и κ_2 , определяемой неравенствами $\kappa_2 > -1$, $2\kappa_2 < \kappa_1 < -(1 + \kappa_2)$ (область 2, рис. 1). Они описываются распределением вектора намагниченности \mathbf{M} , аналогичным (5), но с $\mathbf{M}_0 \parallel [01\bar{1}]$ в доменах и с другим значением угла φ_0 : $\varphi_0 = \pi/2, 3\pi/2$. В этом случае $a = \sqrt{-(1 + \kappa_2)(1 + \kappa_2 + \kappa_1)}$, $b = -(1 + \kappa_1 + \kappa_2)$.

Как показывают расчеты, 0° ДГ отличаются не только ориентацией плоскости ДГ относительно кристаллографических осей, но и энергией E_s , шириной Δ_s и максимальным углом отклонения вектора намагниченности \mathbf{M} от однородного состояния θ_s (амплитудой), которые для обоих типов 0° ДГ имеют вид

$$E_s = \frac{1}{4} L_x D E'_0 \left\{ b \left(1 - \frac{a^2}{\sqrt{a^2 + 1}} \ln \left| \frac{\sqrt{a^2 + 1} + 1}{a} \right| \right) - \frac{2(1 + \kappa_2 \sin^2 \varphi_0)}{b\sqrt{a^2 + 1}} \ln \left| \frac{\sqrt{a^2 + 1} + 1}{a} \right| - \frac{\kappa_1}{b} \left[\frac{(1 - 3 \sin^2 \varphi_0)}{\sqrt{a^2 + 1}} - \frac{1}{\sqrt{(a^2 + 1)^3}} \left(\frac{3}{4} - \frac{5}{2} \sin^2 \varphi_0 + \frac{3}{4} \sin^4 \varphi_0 \right) \right] \ln \left| \frac{\sqrt{a^2 + 1} + 1}{a} \right| + \frac{\kappa_1}{b(1 + a^2)} \left(\frac{3}{4} - \frac{5}{2} \sin^2 \varphi_0 + \frac{3}{4} \sin^4 \varphi_0 \right) \right\}, \quad (6)$$

$$\Delta_s = \frac{2\Delta_0}{b} \left[\left(\pi - 2 \operatorname{arctg} \sqrt{1 + 2a^2} \right) \sqrt{1 + a^2} + \ln \frac{\sqrt{1 + a^2} + \sqrt{1 + 2a^2}}{a} \right], \quad \theta_s = |\pi/2 - \operatorname{arctg}(a)|,$$

где $E'_0 = 4\sqrt{AK_u}$ — энергия 180° ДГ в одноосном кристалле.

Исследования показывают, что 0° ДГ являются зародышами новой фазы, которые «конденсируются» на дефектах [2]. Такой механизм зародышеобразования, впервые теоретически рассмотренный для пластины (111), в основном (качественно) описывает экспериментальные данные [1] по наблюдению и детальному изучению кинетики спиновой переориентации в пластине (011) гадолиниевого феррита—граната, содержащей дислокации. Учитывая, что и однородные магнитные состояния, и доменная структура указанных пластин существенно различаются [2,4], возникает необходимость в теоретическом исследовании процессов зародышеобразования на дефектах в пластине (011) с комбинированной анизотропией. С этой целью рассмотрим основные факторы, влияющие на образование доменной структуры, и, прежде всего, учтем магнитостатическую энергию E_{ms} образца. Для случая 0° ДГ блоховского типа ее выражение будет определяться только размагничивающими полями от неравномерно распределенных поверхностных зарядов и иметь вид

$$E_{ms} = M_s^2 L_x \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(y, y') dy dy', \quad f(y, y') = \cos \theta(y) \cos \theta(y') \ln \left(1 + \frac{D^2}{(y - y')^2} \right). \quad (7)$$

Наличие дефектов в магнетике будем учитывать зависимостью материальных параметров R от координаты y в виде:

$$R(y) = \begin{cases} R + \Delta R, & |y| \geq L/2, \\ R, & |y| \leq L/2, \end{cases} \quad (8)$$

где параметр $R = \{A, K_u, K_p, K_1, M_s\}$, $\Delta R = \{\Delta A, \Delta K_u, \Delta K_p, \Delta K_1, \Delta M_s\}$ — величина скачка параметра R в области дефекта, L — размер дефекта. Определенный таким образом дефект является наиболее полным модельным представлением реальных дефектов в кристалле (в отличие от рассмотренного в [2]) и соответствует пластинчатому магнитному включению [7]. Его вклад в энергию (1) определяется выражением

$$E_d = L_x D \int_{-L/2}^{L/2} \left\{ \Delta A \left(\frac{d\theta}{dy} \right)^2 + \left[\Delta K_u + \Delta K_p \sin^2 \varphi_0 + \frac{1}{2} \Delta K_1 (1 - 3 \sin^2 \varphi_0) \right] \sin^2 \theta - \right. \\ \left. - \frac{\Delta K_1}{4} (3 - 10 \sin^2 \varphi_0 + 3 \sin^4 \varphi_0) \sin^4 \theta + \frac{2 \Delta M_s M_s}{D} \int_{-\infty}^{\infty} f(y, y') dy + \frac{\Delta M_s^2}{D} \int_{-L/2}^{L/2} f(y, y') dy' \right\} dy. \quad (9)$$

Тогда полная энергия магнитных неоднородностей с учетом (7) и (9) примет вид

$$E = E_0 + E_{ms} + E_d. \quad (10)$$

Очевидно, уравнения Эйлера–Лагранжа (вида (2)), соответствующие функционалу (10), в силу их сложности и громоздкости практически невозможно разрешить через известные функции. Поэтому для нахождения устойчивых состояний 0°ДГ воспользуемся вариационным подходом, разработанным в [8]. В качестве пробной функции возьмем распределение намагниченности вида (4), в котором a и b будут считаться вариационными параметрами. Тогда соответствующая вариационная задача будет решаться путем численной минимизации по параметрам a и b приведенной энергии $\varepsilon_s = E / (K_u L_x D \Delta_0)$, где E определяется выражением (10) с учетом (4).

Следует отметить, что вариационный метод решения данной задачи является приемлемым, если $D \gg \Delta_0$ и $Q > 1$ ($Q = K_u / 2\pi M_s^2$ – фактор качества) [2]. В этом случае можно считать, что влияние размагничивающих полей пластины не приводит к качественному изменению вида решений, описывающих распределение намагниченности в кристалле, а лишь изменяет параметры 0°ДГ.

Устойчивые состояния 0°ДГ

Результаты численных расчетов представлены на рис. 2–6, где все параметры, имеющие размерность длины, приведены к величине Δ_0 . Причем величина скачка материальных параметров ΔR также является приведенной: $dR = \Delta R / R$ (например, $dM_s = \Delta M_s / M_s$). Из анализа характеристик 0°ДГ, определяемых энергией ε_s , шириной Δ_s и амплитудой θ_s , следует, что 0°ДГ как устойчивое образование может существовать только при определенных значениях материальных параметров и характеристик дефекта. Область устойчивости 0°ДГ, как правило, ограничена двумя их предельными значениями: при одном из них 0°ДГ коллапсирует, при другом – расплывается. Так, на рис. 2 видно, что существует минимальный размер дефекта, меньше которого 0°ДГ на нем не образуется – он неустойчив относительно коллапса. Наличие нижней границы по L означает, что для образования устойчивой структуры 0°ДГ блоховского типа необходима неко-

торая минимальная (по абсолютной величине) энергия дефекта, вклад в которую вносит не только ее ширина, но и скачки материальных параметров ΔR на дефекте. При этом необходимо отметить, что энергия взаимодействия 0°ДГ с дефектом отрицательна, что и приводит к их связанному состоянию, а структуру 0°ДГ делает устойчивой. С другой стороны, при неограниченном возрастании ширины дефекта $\Delta_s \rightarrow \infty, \theta_s \rightarrow \theta_0$, где θ_0 – некоторый угол. Данный предельный переход соответствует ситуации, когда дефект заполняет собой весь объем магнетика и в результате образец становится вновь од-

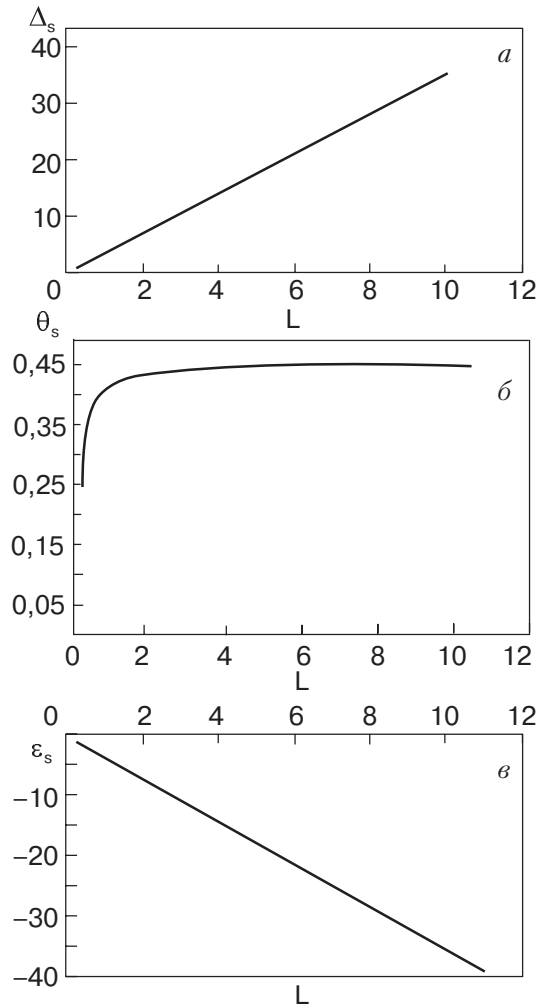


Рис. 2. Графики зависимостей ширины Δ_s (а), амплитуды θ_s (б) и энергии ε_s (в) 0°ДГ от ширины дефекта L при $Q = 4,5$, $\Delta_0 = 0,55$, $dA = 0,1$, $dM = 0,1$, $dKu = 1$, $dKp = 0,9$, $dK_1 = 0,7$, $D = 10$, $\kappa_2 = 6$, $\kappa_1 = 2$.

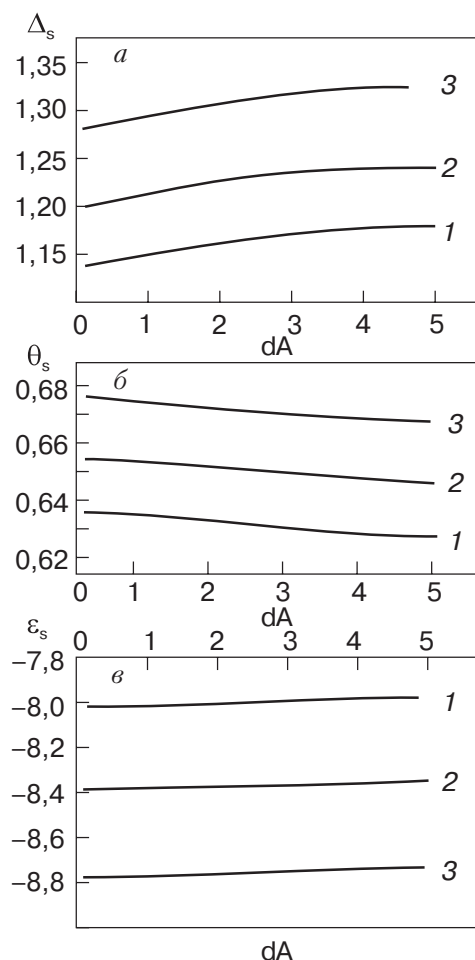


Рис. 3. Графики зависимостей характеристик 0° ДГ от величины dA при $Q = 4,5$, $\Delta_0 = 0,15$, $dM = 0,1$, $dKu = = 3,5$, $dKp = 0,9$, $dK_1 = 1,2$, $D = 10$, $L = 1,4$, $\kappa_2 = 1,4$ при различных κ_1 : 1,7 (1), 2,3 (2), 2,7 (3).

нородно намагниченным, но с другими значениями материальных параметров, в частности:

$$\begin{aligned} \kappa'_1 &= \kappa_1(1 + dK_1)/(1 + dK_u), \\ \kappa'_2 &= \kappa_2(1 + dK_p)/(1 + dK_u). \end{aligned} \quad (11)$$

Анализ показывает, что значения κ'_1 и κ'_2 , соответствующие рис. 2, отвечают области на фазовой диаграмме (рис. 1), где устойчива угловая фаза с $\mathbf{M} \parallel [ou\bar{v}]$ [4]. В этой области 0° ДГ не существуют (в идеализированной модели), что и видно из асимптотического поведения структуры 0° ДГ при $L \rightarrow \infty$: она расплывается ($\Delta_s \rightarrow \infty$). В то же время из расчетов следует (рис. 2), что ширина 0° ДГ пропорциональна размерам дефекта. Этот результат подтверждает известные экспериментальные данные о том (см., например, [1]), что магнитные неоднородности, образующиеся на дефекте, подстраиваются под его профиль.

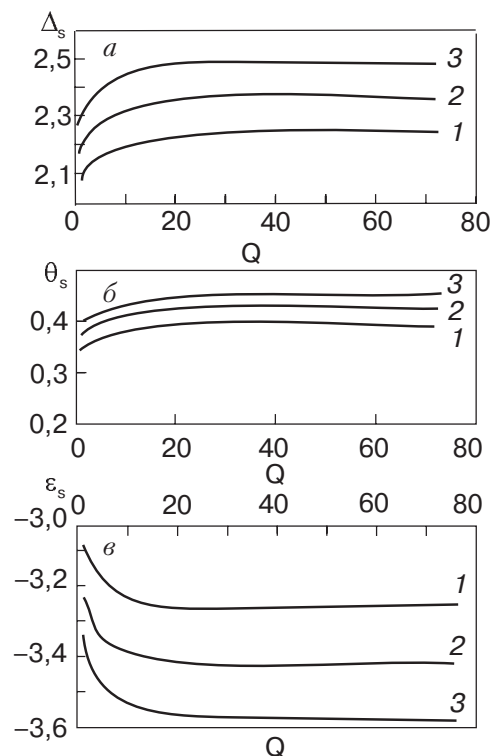


Рис. 4. Графики зависимостей характеристик 0° ДГ от величины Q при $\Delta_0 = 0,55$, $dA = 0,1$, $dM = 0,1$, $dKu = = 1$, $dKp = 0,9$, $dK_1 = 2,7$, $D = 10$, $L = 1,4$, $\kappa_2 = 1,4$ при различных κ_1 : 2,0 (1), 2,6 (2), 3,0 (3).

На рис. 3 видно, что с увеличением параметра dA ширина 0° ДГ увеличивается, а амплитуда уменьшается. Данное обстоятельство объясняется тем, что увеличение dA приводит к более сильной коррелированности спинов в области дефекта, которое в силу невозможности скачков в распределение вектора \mathbf{M} в 0° ДГ распространяется и за его пределы. Это и приводит к такому поведению размеров 0° ДГ в зависимости от величины dA .

Влияние размагничивающих полей пластины на область устойчивости 0° ДГ определяется слагаемым (7) в общей энергии (10), которое вносит положительный вклад и обратно пропорционально фактору качества Q . На рис. 4 видно, что учет конечности образца приводит к уменьшению области устойчивости 0° ДГ. Это обусловлено тем, что с уменьшением Q (т.е. с увеличением вклада размагничивающих полей) спины стремятся лечь в плоскость пластины, и в результате θ_s и Δ_s уменьшаются. При достижении порогового значения Q 0° ДГ становится неустойчивой относительно коллапса. С другой стороны, при $Q \rightarrow \infty$ (размагничивающие поля пренебрежимо малы) параметры 0° ДГ асимптотически стремятся к некоторым значениям, совпадающим со значениями характеристик 0° ДГ, вычисленными без учета магнитостатического фактора.

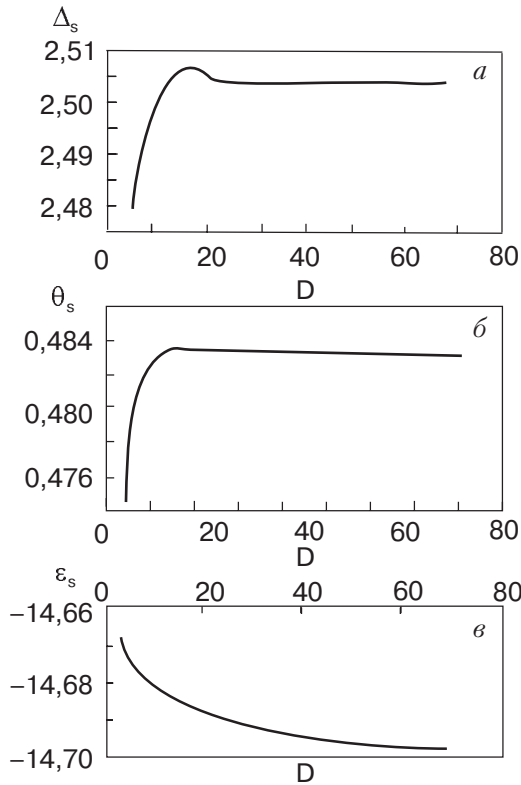


Рис. 5. Графики зависимостей характеристик 0° ДГ от толщины пластины D при $Q = 4,5$, $\Delta_0 = 0,15$, $dA = 0,1$, $dM = 0,1$, $dKu = 1$, $dKp = 1,2$, $dK_1 = 1,2$, $L = 0,3$, $\kappa_2 = 1,4$, $\kappa_1 = 2,6$.

Интересной особенностью обладают кривые зависимостей параметров 0° ДГ от толщины пластины (рис. 5): графики функций имеют экстремумы по D . Это связано с тем, что с увеличением толщины энергия взаимодействия 0° ДГ с дефектом уменьшается, а магнитоэлектронная энергия увеличивается (по квадратичному закону при малых D). Наличие первого фактора приводит к увеличению размеров 0° ДГ (θ_s , Δ_s), а второго — к уменьшению. При некотором значении D они компенсируют друг друга и размеры 0° ДГ достигают максимальных значений.

Другим важным результатом, полученным из решения соответствующей вариационной задачи, является поведение 0° ДГ с различной ориентацией в зависимости от констант комбинированной анизотропии κ_1 и κ_2 . На рис. 6 видно, что для 0° ДГ с $\varphi_0 = 0, \pi$ имеется нижняя граница устойчивости по κ_1 , а для 0° ДГ с $\varphi_0 = \pi/2, 3\pi/2$ — верхняя граница устойчивости. В этих точках соответствующие 0° ДГ расплываются ($\Delta_s \rightarrow \infty, \theta_s \rightarrow \pi$) и магнетик становится однородным, но с другим равновесным направлением вектора \mathbf{M} ($\mathbf{M} \parallel [011]$). Данный процесс соответствует СПФП, в котором 0° ДГ играет роль зародыша новой фазы. При приближении магнетика к точке СПФП, которая определяется моментом расплывания 0° ДГ ($\Delta_s \rightarrow \infty$) и достигается в экс-

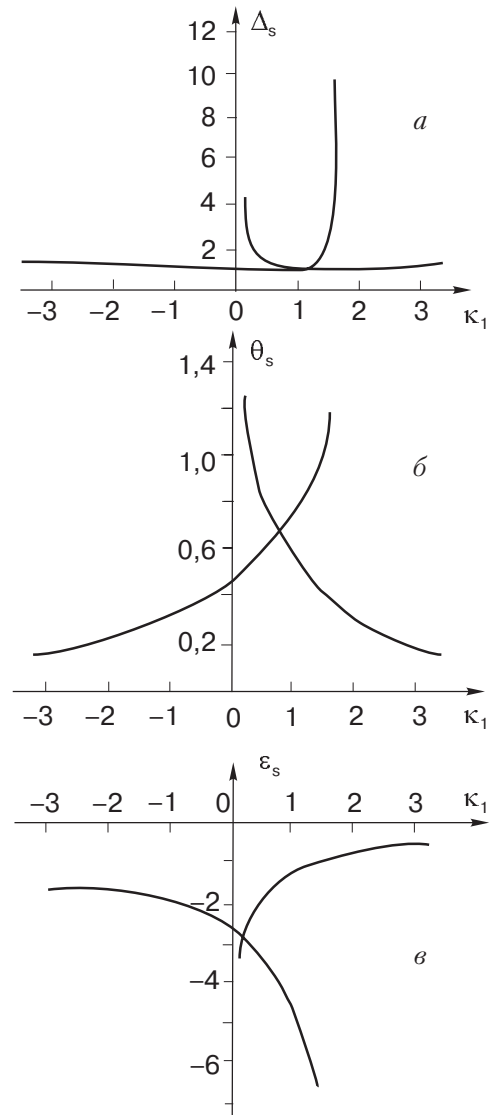


Рис. 6. Графики зависимостей характеристик 0° ДГ от параметра κ_1 при $Q = 1,3$, $\Delta_0 = 0,2$, $dA = 0,1$, $dM = 0,1$, $dKu = 2,5$, $dKp = 2,1$, $dK_1 = 0,2$, $D = 30$, $L = 0,3$, $\kappa_2 = -3,8$.

периментальных условиях вариаций температуры образца или внешнего магнитного поля (или их совместным воздействием [1]), магнитная неоднородность, локализованная на дефекте, разрастается и занимает весь объем образца. Примерно по такому сценарию происходит кинетика спиновой переориентации магнетика от одного состояния к другому, которая, в частности, наблюдалась в монокристалле $Gd_3Fe_5O_{12}$ при изменении температуры и поля [1].

Из анализа идеализированной модели следует, что 0° ДГ с $\varphi_0 = 0, \pi$ и $\varphi_0 = \pi/2, 3\pi/2$ имеют различные области устойчивости, которые на фазовой диаграмме (рис. 1) нигде не пересекаются. Однако, как показывают расчеты (рис. 5), учет конечности образца и неоднородности его материальных параметров приводит к тому, что области их существования

перекрываются. С одной стороны, это указывает на то, что учитываемые факторы (в особенности наличие дефектов) влияют на точку СПФП, смещая ее в ту или иную сторону в зависимости от значений характеристик дефекта, толщины образцов и фактора качества Q . Причем наиболее сильное влияние на характер перекрытия областей устойчивости 0° ДГ оказывают параметры ΔK_1 , ΔK_p и ΔK_u . С другой стороны, 0° ДГ с $\varphi_0 = 0, \pi$ и $\varphi_0 = \pi/2, 3\pi/2$ в области перекрытия имеют разные размеры (за исключением точки, где графики зависимостей Δ_s от k_1 пересекаются). Это означает, что при наличии в кристалле двумерных дефектов круглой формы магнитные неоднородности, зарождающиеся на них, будут иметь форму, отличную от круговой, в частности прямоугольную. Таким образом, на конфигурацию магнитных неоднородностей, образующихся в области дефектов, влияет не только их профиль (а также распределение ΔR внутри дефектов), но и характер магнитной анизотропии образца, т.е. симметрия кристалла.

В заключение отметим следующее обстоятельство. Из приведенных расчетов вытекает, что при спиновой переориентации магнетиков возможны два механизма зародышеобразования. Первый механизм связан с возникновением в структуре 180° ДГ перетяжек, которые являются зародышами новой фазы и могут привести к безгистерезисному СПФП [6]. Второй механизм обусловлен флуктуациями намагниченности, которые при приближении к точке СПФП неограниченно возрастают. В этом случае феноменологический подход, базирующийся на термодинамической теории Ландау [6,9,11] (Теория Ландау применима для описания фазовых переходов II рода, а также для фазовых переходов I рода, близких ко II роду, когда скачки параметра порядка сравнимы с флуктуациями параметра порядка вблизи точки перехода. Модельный термодинамический потенциал вида (1), как показано в [9–11], можно использовать для анализа СПФП I рода в магнетиках.), становится неприменимым, и требуется учесть вклад критических флуктуаций в термодинамический потенциал задачи. В то же время в рассмотренном здесь методе содержатся также решения, описывающие распределение намагниченности в крупномасштабных флуктуациях. При наличии в образце «центров конденсации», аналогом которых служат дефекты, они локализуются на них с образованием магнитных неоднородностей типа 0° ДГ. Полученные результаты подтверждают, что 0° ДГ действительно являются зародышами новой фазы и играют существенную роль в кинетике СПФП. Более того, они показывают, что варьированием мате-

риальных параметров образца и характеристик дефекта можно регулировать свойства магнитных неоднородностей, возникающих на дефектах, в том числе и процессы спиновой переориентации.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства образования и науки РФ (проект № 56608).

1. В.К. Власко-Власов, М.В. Инденбом, *ЖЭТФ* **86**, 1084 (1984).
2. Р.М. Вахитов, А.Р. Юмагузин, *ФТТ* **43**, 65 (2001).
3. В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис, *Прикладная магнитооптика*, Энергоатомиздат, Москва (1990).
4. Р.М. Сабитов, Р.М. Вахитов, Е.Г. Шанина, *Микроэлектроника* **18**, 266 (1989).
5. Р.М. Вахитов, Е.Г. Шанина, *ЖТФ* **73**, 67 (2003).
6. К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*, Наука, Москва (1979).
7. A. Sakuma, S. Tanigawa, and M. Tokunaga, *J. Magn. Mater.* **84**, 52 (1990).
8. Р.М. Вахитов, В.Е. Кучеров, *ФТТ* **40**, 1487 (1998).
9. Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц, *Статистическая физика*, Наука, Москва (1976).
10. Ю.М. Гуфан, *Структурные фазовые переходы*, Наука, Москва (1982).
11. М.А. Fradkin, *Phys. Rev.* **B50**, 16326 (1994).

Nucleation processes at spin-reorientation phase transition in real crystals

R.M. Vakhitov, E.P. Gareeva, and M.M. Vakhitova

The phenomenological approach is used to investigate possible nucleation mechanisms which may take place during the phase transition of a spin reorientation type in real magnets. Most attention is given to the fluctuation mechanism according to which the nuclei of a new phase are simulated on the basis of the concepts of magnetic inhomogeneities of a 0° domain wall type, the cubic ferromagnet with the uniaxial anisotropy induced along [011] being taken as a sample. It is shown that such inhomogeneities may be stable formations if one takes into account the sample finiteness and the presence of defects therein. The behaviour of the 0° domain walls is investigated at various values of material parameters and defect characteristics. Their role in the kinetics of spin-reorientation phase transition is established.

Keywords: spin-reoriental phase transition, domain wall, domain nucleation, defect.