

01;05

Моделирование процессов спиновой переориентации в кубических ферромагнетиках, содержащих дефекты

© Р.М. Вахитов,¹ Е.Р. Гареева,¹ М.М. Вахитова,² А.Р. Юмагузин¹¹ Башкирский государственный университет,
450074 Уфа, Россия

e-mail: VakhitovRM@yahoo.com, VakhitovRM@bsu.bashedu.ru

² Уфимский институт Российского государственного торгово-экономического университета,
450086 Уфа, Россия

(Поступило в Редакцию 5 февраля 2008 г. В окончательной редакции 11 ноября 2008 г.)

Теоретически исследованы процессы зародышеобразования при фазовых переходах типа спиновой переориентации в реальных магнетиках. В основу модельного представления зародышей новой фазы, закрепляющихся на дефектах, взято распределение намагниченности, соответствующее нуль-градусной доменной границе. В результате численной реализации соответствующей вариационной задачи для пластины конечной толщины найдены устойчивые состояния данных магнитных неоднородностей и показано, что их структура и свойства в основном зависят от параметров дефекта и фактора качества образца. Найденные зависимости позволяют описать поведение зародышей новой фазы в окрестности спин-переориентационного фазового перехода, которое качественно согласуется с экспериментальными данными.

PACS: 75.60.Ch, 75.30.Kz

Известно, что в магнетиках имеют место два сценария фазового перехода (I рода) типа спиновой переориентации, связанной с двумя возможными механизмами зародышеобразования в них [1]. Первый обусловлен наличием доменной структуры в образце. В этом случае при приближении магнетика к точке спин-переориентационного фазового перехода (СПФП) в структуре доменных границ (ДГ) появляются перетяжки (в профиле ДГ вместо одной появляются три точки перегиба), которые являются зародышами новой фазы и приводят к безгистерезисному СПФП I рода.

Второй механизм обусловлен флуктуациями направления вектора намагниченности \mathbf{M} вблизи ориентации \mathbf{M}_0 , соответствующей метастабильной магнитной фазе. Эти флуктуации, как правило, быстро исчезают, но в непосредственной окрестности СПФП интенсивность их возникновения резко возрастает. При наличии в образце дефектов они „конденсируются“ с образованием магнитных неоднородностей, которые являются зародышами новой фазы и играют основную роль при СПФП.

Феноменологический подход к анализу флуктуационного механизма зародышеобразования был рассмотрен в работах [2,3], в которых показано, что наиболее приемлемым модельным представлением магнитных неоднородностей, зарождающихся на дефектах, являются нуль-градусные ДГ (0° ДГ). Из приведенных расчетов (в частности, рассмотренных в [3]) следует, что 0° ДГ по сути представляют собой крупномасштабные флуктуации вектора намагниченности, с помощью которых вполне адекватно (экспериментальным данным [4,5]) можно описать процессы спиновой переориентации магнетика из одного состояния к другому. Однако некоторые аспекты зародышеобразования при СПФП I рода, наблюдаемые в приведенных экспериментах, в частности образование зародышей новой фазы на дефектах до и

после СПФП I рода, не получили соответствующего теоретического описания. Последнее указывает на необходимость дальнейших исследований в этом направлении.

Модельное представление зародышей новой фазы

Рассмотрим процессы спиновой переориентации в идеализированной модели на примере кубического ферромагнетика, взятого в форме бесконечно протяженной пластины конечной толщины (D), в которой имеет место и наведенная вдоль $[011]$ одноосная анизотропия (пластина (011)). Такая ситуация с комбинированной анизотропией является достаточно распространенной и встречается в ряде материалов, имеющих применение в различных магнитооптических устройствах [6], например, в эпитаксиально выращенных пленках ферритов-гранатов, в некоторых интерметаллических соединениях [7], в магнитных полупроводниках типа GdCr_2Se_4 и т.д. [6,8].

Энергия магнитных неоднородностей (термодинамический потенциал) пластины (011) берется с учетом обменного взаимодействия, наведенной одноосной и кубической анизотропий, размагничивающих полей объемных зарядов, локализованных в ДГ, т.е. в виде [3]

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

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 (при $y \rightarrow \pm\infty$), A — обменный параметр, K_u, K_p — константы, соответственно, перпендикулярной и ромбической составляющей наведенной одноосной анизотропии, K_1 — константа кубической анизотропии, M_s — намагниченность насыщения, L_x — размер образца вдоль оси $0x$ ($L_x \rightarrow \infty$). Здесь система координат выбрана так, что ось $0z \parallel [011]$, а ось $0x$ лежит в плоскости ДГ и составляет угол ψ с осью $[100]$. Предполагается также, что пластина является достаточно толстой, вследствие чего пренебрегается размагничивающими полями поверхностных зарядов.

Равновесные состояния магнетика определяются из условий минимума (1), которые сводятся к уравнениям Эйлера–Лагранжа вида

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

при выполнении неравенства:

$$\delta^2 E_0(\theta, \varphi, \psi) > 0. \quad (3)$$

Исследование соотношений (2) и (3) позволяет определить как однородные, так и неоднородные магнитные состояния пластины (011) [3,9]. В частности, расчеты показывают, что на ориентационной фазовой диаграмме изучаемого магнетика (рис. 1) в области устойчивости фазы $\mathbf{M}_0 \parallel [011]$, определяемой неравенствами: $K_u > 0$, $-2 < \chi_1 < 1 + \chi_p$ при $-1 < \chi_p < 3$ и $-2 < \chi_1 < 4$ при $\chi_p > 3$ ($\chi_1 = K_1/|K_u|$, $\chi_p = K_p/|K_u|$), существуют решения [9]

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

которым соответствуют 180° ДГ с $\mathbf{M}_0 \parallel [011]$ в доменах. Здесь параметры a, b и ξ определяются выражениями

$$\begin{aligned} a &= (1+p)^{-1/2}, \quad b = \sqrt{q}, \\ q &= 1 + \chi_p \sin^2 \psi + \chi_1(1 - 3 \sin^2 \psi)/2, \\ p &= \chi_1(1 - 3 \sin^2 \psi)(3 - \sin^2 \psi)/4q, \\ \xi &= y/\Delta_0, \quad \Delta_0 = \sqrt{A/K_u}. \end{aligned}$$

Из анализа условия (3) следует, что ориентация 180° ДГ, определяемая углом ψ , в зависимости от величин χ_1, χ_p, Q и φ , где $Q = K_u/2\pi M_s^2$ может принимать следующие значения: 1) $\psi = 0, \pi$, 2) $\psi = \pi/2, 3\pi/2$, 3) $\psi = \psi(\chi_1, \chi_p, Q, \varphi)$. В последнем случае 180° ДГ имеет неблоховскую структуру ($\varphi \neq 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$) с выходом вектора \mathbf{M} из плоскости ДГ. Не вдаваясь в детали расчетов возможных ориентаций 180° ДГ, проведенных в [9], можно отметить, что в области, ограниченной линиями $\chi_1 = 1, \chi_1 = 4, \chi_1 = 1 + \chi_p$, устойчива (в смысле выполнения (3)) 180° ДГ с $\psi = 0, \pi$. В этой же области в структуре 180° ДГ появляется перетяжка, характеризующая наличием в плоскости вращения

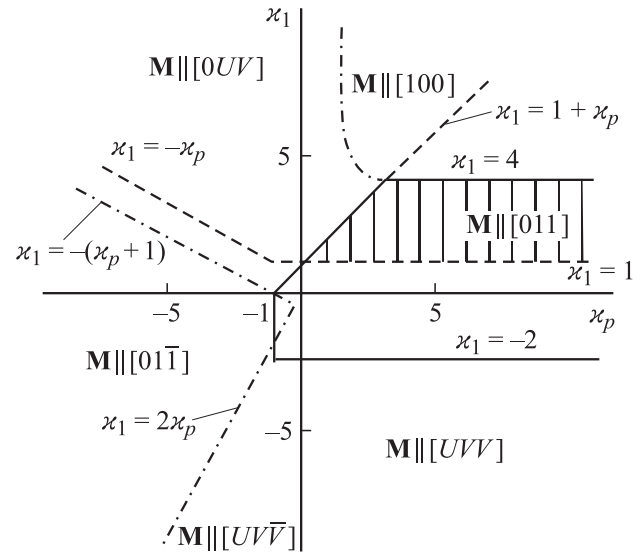


Рис. 1. Ориентационная фазовая диаграмма пластины (011) для $K_u > 0$. Пунктиром обозначены границы устойчивости соответствующих фаз, сплошными кривыми — линии СПФП I рода, штрихпунктиром — II рода.

спинов оси $[100]$ (направление $\mathbf{M}_0 \parallel [100]$ — метастабильно), вблизи которой и происходит „задержка“ их вращения. Образующийся таким образом зародыш новой фазы с $\mathbf{M}_0 \parallel [100]$ при приближении к линии СПФП I рода ($\chi_1 = 4$) разрастается и приводит в конечном итоге к фазовому превращению, которое может носить безгистерезисный характер [1]. Кроме того, в указанной области значений χ_1 и χ_p возможны также решения уравнений (2) вида

$$\text{tg } \theta = \pm a' \text{ ch}(b'\xi), \quad \varphi = 0, \pi, \quad \psi = 0, \pi,$$

$$a' = ((4 - \chi_1)/4(\chi_1 - 1))^{1/2}, \quad b' = (\chi_1 - 1)^{1/2}, \quad (5)$$

которым отвечают магнитные неоднородности типа 0° ДГ. Они разделяют два домена с одинаковым направлением вектора \mathbf{M}_0 ($\mathbf{M}_0 \parallel [100]$) в них и также являются зародышами новой фазы во флуктуационном механизме зародышеобразования [2,3].

При $\chi_1 = 4$ ($\chi_p > 3$) в рассматриваемом магнетике (см. рис. 1) имеет место СПФП I рода между фазами с $\mathbf{M}_0 \parallel [011]$ и с $\mathbf{M}_0 \parallel [100]$, при $\chi_1 > 4$ направление $\mathbf{M}_0 \parallel [011]$ становится метастабильным, а $\mathbf{M}_0 \parallel [100]$ — устойчивым. В этом случае уравнения (2) допускают решения вида

$$\text{ctg } \theta = \pm a'' \text{ ch}(b''\xi), \quad \varphi = 0, \pi, \quad \psi = 0, \pi,$$

$$a'' = ((\chi_1 - 4)/2(2 + \chi_1))^{1/2}, \quad b'' = (1 + \chi_1/2)^{1/2}, \quad (6)$$

которым соответствуют 0° ДГ с $\mathbf{M}_0 \parallel [011]$ в доменах.

Решения (5) и (6) в какой-то мере проясняют картину спиновой переориентации, которая имеет место в реальном магнетике [4,5] и сопровождается наличием магнитной неоднородности на дефекте, соответствующей новой фазе, до и после перехода. Однако ни область существования 0° ДГ (они существуют совершенно не в тех областях ориентационной фазовой диаграммы (см. рис. 1), где должны были бы существовать зародыши новой фазы), ни тем более область их устойчивости (они не устойчивы в смысле выполнения условия (3) как любая одномерная неоднородность [10]) не позволяют построить количественную теорию процессов зародышеобразования при СПФП, объясняющую экспериментальные данные.

С этой целью воспользуемся вариационным подходом, разработанным в [2], и учтем в модели, описываемой термодинамическим потенциалом (1), факторы, существенно влияющие на образование доменной структуры в образце. Одним из них в первую очередь является конечность пластины. В этом случае необходимо учесть влияние размагничивающих полей от поверхностных зарядов пластины, вклад которых в (1) для 0° ДГ блоховского типа ($\varphi = 0, \pi$) определяется слагаемым

$$E_{ms} = M_s^2 L_x \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(y, y') dy dy',$$

$$f(y, y') = \left[\cos \theta(y) \cos \theta(y') - \cos^2 \theta_m \right] \times \ln \left(1 + \frac{D^2}{(y - y')^2} \right). \quad (7)$$

Другой фактор, который играет существенную роль при рассмотрении флуктуационного механизма зародышеобразования, — это наличие дефектов в кристалле. Его учтем зависимостью материальных параметров образца $R = \{A, K_u, K_p, K_1, M_s\}$ от координаты y , которую возьмем в виде (пластинчатое магнитное включение)

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

где L — размер дефекта, $\Delta R = \{\Delta A, \Delta K_u, \Delta K_p, \Delta K_1, \Delta M_s\}$ — величина скачка параметра R в области дефекта.

Тогда полная энергия 0° ДГ для пластины конечной толщины будет иметь вид

$$E = E_0 + E_{ms} + E_d, \quad (9)$$

где E_d определяется выражением

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

В качестве пробных функций, определяющих закон изменения вектора \mathbf{M} во всем кристалле, возьмем распределения вида (5) и (6), в которых величины $a = \{a', a''\}$ и $b = \{b', b''\}$ будут считаться вариационными параметрами. Тогда структура и устойчивость 0° ДГ обоих типов будет определяться посредством минимизации полной энергии E относительно параметров a и b . Данное приближение, как было показано в [2], справедливо при $D \gg \Delta_0$ и $Q > 1$.

Устойчивые состояния 0° ДГ

В силу того что уравнения, отвечающие условиям минимума (9), невозможно разрешить через известные функции, соответствующая вариационная задача решалась путем численной минимизации приведенной энергии $\varepsilon_s = E / (K_u L_x D \Delta_0)$ по параметрам a и b . При этом следует отметить, что свойства 0° ДГ полностью определяются заданием ее характеристик: энергии ε_s , ширины Δ_s и максимального угла отклонения вектора \mathbf{M} от его направления в доменах θ_s (амплитуды), причем последние имеют вид

$$\theta_s = \left| \frac{\pi}{2} - \arctg(a) \right|,$$

$$\Delta_s = \frac{2\Delta_0}{b} \left[\left(\pi - 2 \arctg \sqrt{1 + 2a^2} \right) \sqrt{1 + a^2} + \ln \frac{\sqrt{1 + a^2} + \sqrt{1 + 2a^2}}{a} \right] \quad (11)$$

для 0° ДГ, описываемой выражением (5) (0° ДГ (I)), и

$$\theta_s = \arctg \left(\frac{1}{a} \right),$$

$$\Delta_s = \frac{2\Delta_0}{b} \left[\ln \frac{\sqrt{1 + 2a^2} + \sqrt{1 + a^2}}{a} - 2 \arctg \left(\frac{1}{\sqrt{1 + 2a^2}} \right) \sqrt{1 + a^2} \right] \quad (12)$$

— для 0° ДГ, описываемой выражением (6) (0° ДГ (II)).

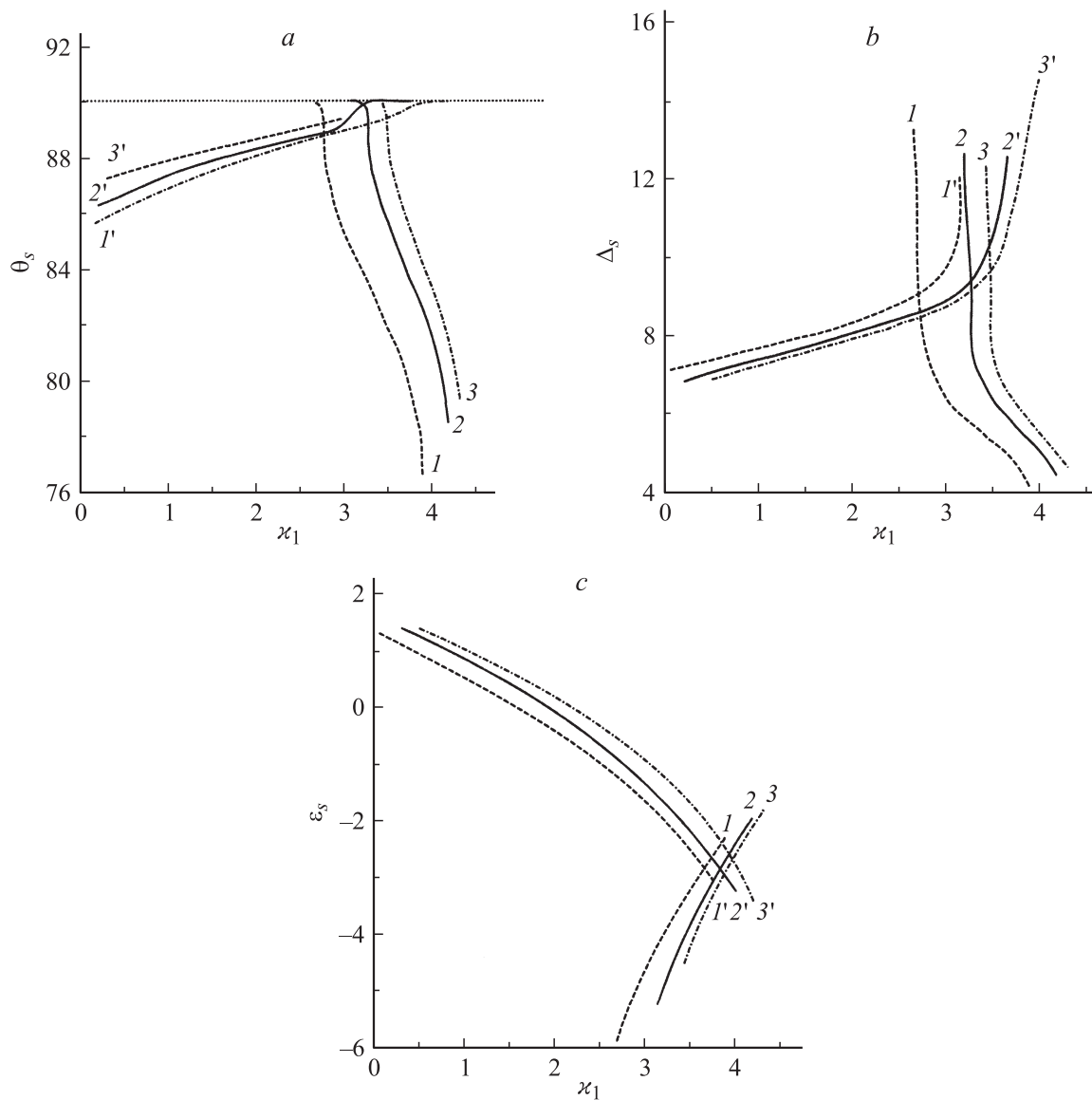


Рис. 2. Графики зависимости характеристик 0° ДГ θ_s (a), Δ_s (b), ε_s (c) от величины κ_1 при следующих значениях параметров образца и дефекта: $L = 5$, $D = 10$, $K_u = 1$, $dK_1 = 0.8$, $dK_u = -1$, $dK_p = 0.3$, $dA = 0.1$, $dM_s = 0.3$, $\kappa_p = 4.0$. Кривая 1 соответствует 0° ДГ (I) при $Q = 3$, 2 — 5, 3 — 7, кривые 1', 2', 3' соответствуют 0° ДГ (II) при тех же значениях Q .

Результаты численной минимизации (9) представлены на рис. 2, 3, где все параметры, имеющие размерность длины, приведены к Δ_0 , а характеристики дефекта ΔR — к величине K_u (за исключением $dM_s = \Delta M/M_s$, $dA = \Delta A/A$). Из приведенных расчетов следует, что область устойчивости обоих типов 0° ДГ по параметру κ_1 ограничена его предельными значениями (рис. 2): при одних значениях происходит коллапс соответствующей 0° ДГ ($\varepsilon_s \rightarrow \varepsilon_c$, $\Delta_s \rightarrow \Delta_c$, $\theta_s \rightarrow \theta_c$), а при других — их расщепление ($\varepsilon_s \rightarrow \infty$, $\Delta_s \rightarrow \infty$, $\theta_s \rightarrow \pi/2$).

Как видно из приведенных данных, в последнем случае имеет место СПФП. 0° ДГ обоих типов, рассматриваемые в идеализированной модели, существуют раздельно по разные стороны от линии СПФП I рода ($\kappa_1 = 4$), а при $\kappa_1 \rightarrow 4$ они оба расщепляются. Это

означает, что СПФП I рода в пластине (011), согласно идеализированной модели, может совершаться без гистерезиса. Однако ситуация изменяется при учете конечности образца и наличия дефекта в нем (реалистическая модель [2,3]). В этом случае (рис. 2) области устойчивости соответствующих типов 0° ДГ перекрываются. Так, например, 0° ДГ (I) существует в промежутке значений $2.67 < \kappa_1 < 3.96$ (рис. 2, кривая 1), а 0° ДГ (II) — в промежутке $0.05 < \kappa_1 < 3.82$ (кривая 1'), причем при $\kappa_1 = 3.75$ изменяется характер устойчивости соответствующих типов 0° ДГ: при $\kappa_1 < 3.75$ энергетически более выгодной является 0° ДГ (I), а при $\kappa_1 > 3.75$ — 0° ДГ (II). Отсюда можно составить примерную схему спиновой переориентации магнетика при наличии в нем дефектов: при $\kappa_1 > 0.05$ на дефекте закрепляет-

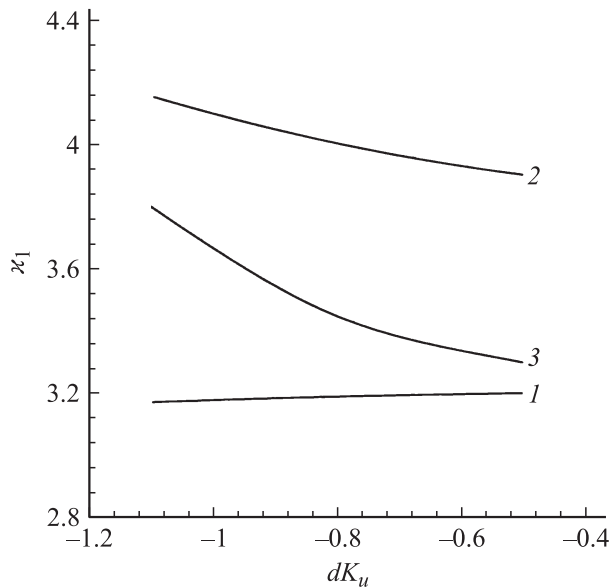


Рис. 3. Графики критических значений параметра κ_1 , при которых имеет место расплывание 0° ДГ, в зависимости от dK_u . Кривая 1 соответствует случаю расплывания 0° ДГ (I), 2 — 0° ДГ (II), 3 — линии равных энергий двух типов 0° ДГ при следующих значениях параметров материала: $dA = 0.1$, $dM_s = 0.3$, $L = 5$, $Q = 5$, $D = 10$, $K_u = 1$, $dK_1 = 0.6$, $dK_p = 0.3$.

ся 0° ДГ (II). При увеличении параметра κ_1 вплоть до значений $\kappa_1 = 3.82$ магнитная неоднородность, локализованная на дефекте, увеличивается в размерах и при $\kappa_1 \rightarrow 3.82$ она расплывается, т.е. происходит СПФП I рода.

Однако в силу того что области устойчивых состояний 0° ДГ (I) и 0° ДГ (II) перекрываются, момент перехода из состояния с $\mathbf{M}_0 \parallel [011]$ в состояние с $\mathbf{M}_0 \parallel [100]$ может наступить раньше, например при $\kappa_1 \geq 2.67$. Последнее означает, что область (по параметру κ_1) спиновой переориентации магнетика из одного состояния в другое может оказаться значительной, и следовательно, СПФП I рода в рассматриваемой модели будет происходить с гистерезисом. Здесь важным является то обстоятельство, что после СПФП на дефекте остается магнитная неоднородность типа 0° ДГ, но с другой топологией, в частности, со структурой типа 0° ДГ (I). Данная схематическая картина СПФП I рода качественно согласуется с экспериментальными исследованиями [4,5], в которых изучались процессы спиновой переориентации в феррите-гранате $\text{Gd}_2\text{Fe}_3\text{O}_{13}$, содержащем дислокации.

При изменении температуры образца в окрестности температуры $T_k = 283^\circ\text{K}$ (температура компенсации для $\text{Gd}_2\text{Fe}_3\text{O}_{13}$) переход из коллинеарной фазы с $\mathbf{M}_0 \parallel [111]$ в угловую с намагниченностью, близкой к оси $\mathbf{M}_0 \parallel [1\bar{1}1]$, происходил следующим образом: область магнетика, соответствующая угловой фазе, зарождалась на дислокации в форме боба, разрасталась (по мере приближения к точке СПФП), практически не меняя

эту форму, и затем занимала основной объем кристалла, сжимая коллинеарную фазу в микрообласть, симметричную относительно оси дислокации исходному зародышу угловой фазы. Таким образом, несмотря на сложную картину кинетики СПФП, наблюдаемому в эксперименте (на самом деле переход имел место в поле $\mathbf{H} \parallel [111]$, которое было направлено в плоскости пластины, кроме того, наблюдался не один, а несколько переходов и т.д.), основные закономерности перехода в рассматриваемой модели в достаточной мере описываются.

Очевидно, интервал значений κ_1 , при которых имеет место сосуществование обоих типов 0° ДГ, образуют область гистерезисных явлений при СПФП. Из рис. 2 следует, что эта область с возрастанием параметра Q , который характеризует вклад размагничивающих полей на ориентационную фазовую диаграмму рассматриваемого магнетика, смещается в сторону больших значений κ_1 , асимптотически замедляясь (вплоть до нуля) и достигая при $Q \rightarrow \infty$ определенных значений κ_1 . Такое поведение можно объяснить прежде всего тем, что еще при исследовании однородных магнитных состояний пластины вклад размагничивающих полей образца учитывался слагаемым в (1) вида $2\pi M_z^2$ [11], которое лишь перенормирует константу K_u . В этом случае значения κ_1 , определяющие линии СПФП, отличаются от соответствующих теоретически вычисленных значений (без учета размагничивающего фактора) множителем $1 - 1/Q$, которая и объясняет полученные зависимости от Q .

С другой стороны, в реалистической модели влияние размагничивающих полей определяется слагаемым (7) в энергии (9), которое также обратно пропорционально Q . В данной ситуации их учет лишь уменьшает область устойчивости 0° ДГ (I), поскольку в ней магнитные моменты в основном направлены вдоль $[011]$, т.е. перпендикулярно плоскости пластины. В результате точка СПФП сдвигается влево, а при увеличении Q этот сдвиг уменьшается.

Расчеты показывают, что наиболее сильное влияние на структуру и устойчивость 0° ДГ обоих типов оказывают характеристики дефекта: ΔR и L [2,3]. В частности, из рис. 3 видно, что с возрастанием dK_u область устойчивости 0° ДГ как первого, так и второго типов уменьшаются, при этом верхняя граница устойчивости 0° ДГ (II) по κ_1 смещается в сторону меньших его значений, а нижняя граница 0° ДГ (I) — в сторону больших. В результате с увеличением dK_u сужается область гистерезиса. Такое обстоятельство объясняется характером поведения магнитных моментов, расположенных в неоднородной части 0° ДГ (в окрестности $y = 0$), т.е. в области дефекта: с увеличением dK_u возрастает значение $K'_u = K_u + \Delta K_u$, что оказывает неблагоприятное влияние на устойчивость соответствующих магнитных моментов 0° ДГ (II) и обратное действие — на 0° ДГ (I). Аналогичное поведение 0° ДГ обоих типов имеет место и при изменении других характеристик дефекта.

Следует отметить, что наличие области гистерезиса при СПФП в магнетике в данной модели не согласуется

с экспериментальными данными [4,5]. Это вполне объяснимо, так как в принятом приближении рассматриваемая одномерная модель 0° ДГ с жесткой (блоховской) стенкой, не может путем непрерывной трансформации структуры перейти в 0° ДГ с другой топологией, что более адекватно соответствовало бы изменяющим условиям кинетики спиновой переориентации магнетика (как это имеет место в эксперименте).

Тем не менее рассматриваемую модель можно усовершенствовать и рассмотреть 0° ДГ с квазиблоховской структурой [9], в которой $\theta = \theta(y)$ и $\varphi = \varphi(y)$, однако это требует отдельного изучения.

Заключение

Таким образом, из приведенных расчетов следует, что феноменологический подход на основе модельного термодинамического потенциала магнетика вида (1) позволяет рассмотреть в рамках единой схемы оба механизма зародышеобразования при СПФП: флуктуационный и механизм, обусловленный возникновением перетяжек в структуре ДГ.

Теоретический анализ первого механизма показывает, что 0° ДГ является вполне приемлемым модельным представлением зародыша новой фазы, которое позволяет описать весь процесс спиновой переориентации магнетика от возникновения данного зародыша на дефекте до его неограниченного разрастания при СПФП с последующим образованием нового зародыша после перехода, также локализованного на дефекте.

Кроме того, предложенная модель обладает определенной „гибкостью“, которая позволяет ее усовершенствовать путем рассмотрений 0° ДГ с квазиблоховской структурой [9] и тем самым расширить область ее применимости для более полного согласия с экспериментальными данными.

Список литературы

- [1] Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 320 с.
- [2] Вахитов Р.М., Юмагузин А.Р. // ФТТ. 2001. Т. 43. Вып. 1. С. 65.
- [3] Вахитов Р.М., Гареева Е.Р., Вахитова М.М. // ФНТ. 2006. Т. 32. № 2. С. 169.
- [4] Власко-Власов В.К., Дедух Л.М., Инденбом М.В., Никитенко В.И. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 1. С. 277.
- [5] Власко-Власов В.К., Инденбом М.В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 3. С. 1084.
- [6] Радошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнетооптика. М.: Энергоатомиздат. 1990. 320 с.
- [7] Mougín A., Dufours C., Dumensil K., Mangin Ph. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62. № 14. P. 9517.
- [8] Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. М.: Мир, 1987. 419 с.
- [9] Вахитов Р.М., Шанина Е.Г. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 7. С. 67.
- [10] Браун У.Ф. Микромагнетизм. М.: Наука, 1979. 160 с.
- [11] Зайкова В.А., Старцева И.Е., Филлипов Б.Н. Доменная структура и магнитные свойства электротехнических сталей. М.: Наука, 1992. 272 с.