

05;12

Структура и свойства магнитных неоднородностей, зарождающихся в области неоднородных магнитных полей

© Р.М. Вахитов, А.Р. Юмагузин

Башкирский государственный университет,
450074 Уфа, Россия
e-mail: VakhitovRM@bsu.bashedu.ru

(Поступило в Редакцию 18 апреля 2000 г.)

Изучены условия возникновения и статические свойства магнитных неоднородностей типа 0-градусных доменных границ в пластине (111) с комбинированной анизотропией. Получено, что в области действия локальных магнитных полей они могут зарождаться как устойчивые состояния. Показана их роль в некоторых процессах перемангничивания кристаллов.

Известно, что в кристаллах ферритов-гранатов, обладающих заметной кубической анизотропией (КА), наблюдаются доменные структуры (ДС) различной топологии: полосовые, зигзагообразные, решетки ЦМД и т.д. [1,2]. Как правило, конфигурация ДС и ее параметры в значительной мере определяются внешними воздействиями (напряжениями, полями и т.д.), что важно в практическом отношении [1]. С другой стороны, теоретические исследования показывают, что в кристаллах, в которых наряду с КА имеет место наведенная одноосная анизотропия (НОА), при определенных условиях возможно существование магнитной неоднородности типа 0-градусной доменной границы (0°-ДГ) [3]. Анализ их устойчивости показал [4], что они возникают на дефектах кристаллической решетки как зародыши новой фазы и играют существенную роль при фазовых переходах типа спиновой переориентации.

В данной работе рассматривается возможность устойчивого образования 0°-ДГ в неоднородных магнитных полях и исследуются некоторые их свойства, важные для понимания процессов перемангничивания феррит-гранатовых пленок.

Модель 0°-ДГ

Рассмотрим кубический ферромагнетик в виде плоскопараллельной бесконечно протяженной пластины толщины D , в которой имеет место и НОА. Будем считать, что легкая ось НОА совпадает с осью [111] и перпендикулярна плоскости пластины. Систему координат выберем так, что ось $OZ \parallel [111]$, $OX \parallel [11\bar{2}]$, а ось OY лежит в плоскости (111), составляя угол φ_0 с осью $[1\bar{1}0]$ и совпадает с направлением, вдоль которого магнетик неоднороден. Тогда энергия магнитных неоднородностей в данной системе координат с учетом обменного взаимодействия, энергии комбинированной анизотропии и размагничивающих полей объемных зарядов (локализованных в ДГ) в винтеровском приближении [5] имеют

вид

$$E = \int dV \left\{ A \left[\left(\frac{\partial \Theta}{\partial y} \right)^2 + \sin^2 \Theta \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 \right] + K_u \sin^2 \Theta + K_1 \left[\frac{\sin^4 \Theta}{4} + \frac{\cos^4 \Theta}{3} + \frac{\sqrt{2}}{3} \sin^3 \Theta \cos \Theta \cos 3(\varphi - \varphi_0) \right] + 2\pi M_s^2 (\sin \Theta \sin \varphi - \sin \Theta_\infty \sin \varphi_\infty)^2 \right\}, \quad (1)$$

где A — обменный параметр; K_u , K_1 — соответственно константы НОА и КА; M_s — намагниченность насыщения; Θ , φ — полярный и азимутальный углы вектора \mathbf{M} ; Θ_∞ , φ_∞ характеризуют направление \mathbf{M} в доменах; V — объем пластины; здесь предполагается (идеализированная модель), что пластина является достаточно толстой и можно пренебречь вкладом размагничивающих полей поверхностных зарядов в энергию (1).

Уравнения Эйлера, минимизирующие энергию (1), имеют вид

$$\frac{\partial E}{\partial \Theta} = 0, \quad \frac{\delta E}{\delta \varphi} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial \varphi_0} = 0 \quad (2)$$

при выполнении условия

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

Анализ этих уравнений показывает, что в области $4/3 < \kappa < 3/2$ ($\kappa = K_1/K_u$) наряду со 180° ДГ с $\mathbf{M} \parallel [uiv]$ в доменах [6] существуют решения вида

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \Theta(y) &= \frac{1}{a \operatorname{ch}(by/\Delta_0) - c}; \\ \varphi &= 0, \pi; \quad \varphi_0 = \pi k/3, \quad k \in Z, \\ a &= \frac{\sqrt{3\kappa - 4}}{2(1 - 2\kappa/3)}; \quad b = \sqrt{1 - 2\kappa/3}; \\ c &= \frac{\pm \sqrt{2\kappa} \cos 3(\varphi - \varphi_0)}{6(1 - 2\kappa/3)}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\Delta_0 = \sqrt{A/K_u}$.

Как следует из (4), 0° -ДГ в пластине (111) бывают двух типов: большеамплитудный (БА) и малоамплитудный (МА) и различаются распределением намагниченности в области неоднородности (знаками перед параметром c в (4)), а также энергией E , шириной Δ_s и максимальным углом Θ_s отклонения вектора намагниченности \mathbf{M} от однородного состояния (амплитудой). Причем ширина и амплитуда 0° -ДГ, характеризующие его размеры, имеют вид

$$\operatorname{tg} \Theta_s = 1/(a - c); \quad \Delta_s = 2(\delta/b - \Theta(\delta)/\Theta'(\delta)), \quad (5)$$

где $\delta = \ln(k + \sqrt{k^2 - 1})$, k — максимальный корень кубического уравнения

$$k^3 + pk + q = 0, \\ p = -\left(2 + \frac{1 + c^2}{a^2}\right), \quad q = 2\frac{c}{a}, \quad k > 1. \quad (6)$$

Для БАС имеем $E/E_0 \approx 1.4$, где $E = 4\sqrt{AK_u}$, $\Theta_s \approx 160-170^\circ$, а для МАС $E/E_0 \leq 10^{-2}$, $\Theta_s \approx 10^\circ$; при $\varkappa \rightarrow 3/2$ ширина МАС неограниченно возрастает ($\Delta_s \rightarrow \infty$), что приводит к его расплыванию, а для БАС $\Delta_s \rightarrow 8.54\Delta_0$ [3]. Анализ их устойчивости, определяемый условием (3), показывает, что 0° -ДГ, как одномерная неоднородность, является неустойчивой в рамках идеализированной модели [7]. Однако, как показывают расчеты [4], учет таких факторов, как конечность образца и наличие дефектов в структуре кристаллической решетки, приводит к тому, что они становятся стабильными образованиями и могут существовать в области дефектов в широких пределах изменения материальных параметров. Такая ситуация подтверждается многочисленными экспериментальными исследованиями [1,8,9], из которых следует, что, действительно, на дефектах в отсутствие полей насыщения зарождаются уединенные магнитные неоднородности, способствующие выявлению структурных несовершенств кристаллов [10–12]. Распределение намагниченности в области дефектов имеет, как правило, сложный характер [13], однако в одномерном приближении оно по сути соответствует 0° -ДГ.

Из результатов, полученных в [4], следует также, что фактором, наиболее благоприятствующим устойчивости 0° -ДГ, является наличие дефектов, которые приводят к пространственной неоднородности магнитных параметров образца. В данном случае в качестве такого "дефекта" рассмотрим неоднородное магнитное поле \mathbf{H} , которое лежит в плоскости $(\bar{1}10)$ и образует угол Ψ с осью [111]. Зависимость величины \mathbf{H} от координат возьмем в виде

$$H(y) = \begin{cases} H, & |y| \leq \frac{L}{2}, \\ 0, & \text{при } |y| > \frac{L}{2}, \end{cases} \quad (7)$$

где L — участок пластины, на который действует локальное поле вида (7), т.е. размер неоднородности поля.

Соответственно энергия взаимодействия "дефекта" с 0° -ДГ будет определяться выражением вида

$$E_d = - \int_V (\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}) dV = -M_s H L_x D \\ \times \int_{-L/2}^{L/2} \cos(\Theta(y) - \Psi) dy. \quad (8)$$

Из выражения для E_d видно, что взаимодействие 0° -ДГ с полем дает отрицательный вклад в (1), причем этот вклад будет наибольшим (по абсолютной величине) в случае, когда $\Theta(y) = \Psi$. Таким образом, природа взаимодействия (8) такова, что 0° -ДГ будет стремиться подстроиться под профиль неоднородности поля.

Учет конечности пластины приводит к тому, что в энергии (1) необходимо учесть вклад размагничивающих полей неоднородно распределенных поверхностных зарядов (объемные заряды для блоховских ДГ не дают вклада) вида

$$E_{ms} = M_s^2 L_x \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\cos \Theta(y) \cos \Theta(y') - 1) \\ \times \ln \left(1 + \frac{D^2}{(y - y')^2} \right) dy dy', \quad (9)$$

где L_x — размер пластины вдоль оси ОХ.

В работе [4] показано, что магнитостатический фактор существенно сужает область устойчивости 0° -ДГ, однако его учет в данном случае необходим.

Для количественного описания влияния неоднородного магнитного поля на структуру и устойчивость 0° -ДГ рассмотрим вариационный метод, в котором в качестве пробной функции возьмем закон изменения намагниченности в переходном слое вида (4), где a, b, c будут считаться вариационными параметрами задачи. Очевидно, значение этих параметров можно будет определить из минимума энергии (1) с учетом вкладов в нее (8) и (9), т.е. из энергии 0° -ДГ E_s вида

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

В данном случае вариационный подход является наиболее приемлемым, так как учитываемые факторы практически не влияют на структуру магнитных неоднородностей уединенного типа, а лишь изменяют ее параметры [4].

Статические свойства 0° -ДГ

Для определения устойчивых состояний 0° -ДГ в кристалле в неоднородном магнитном поле вида (7) необходимо решить соответствующую вариационную задачу, которая решалась методом численной минимизации

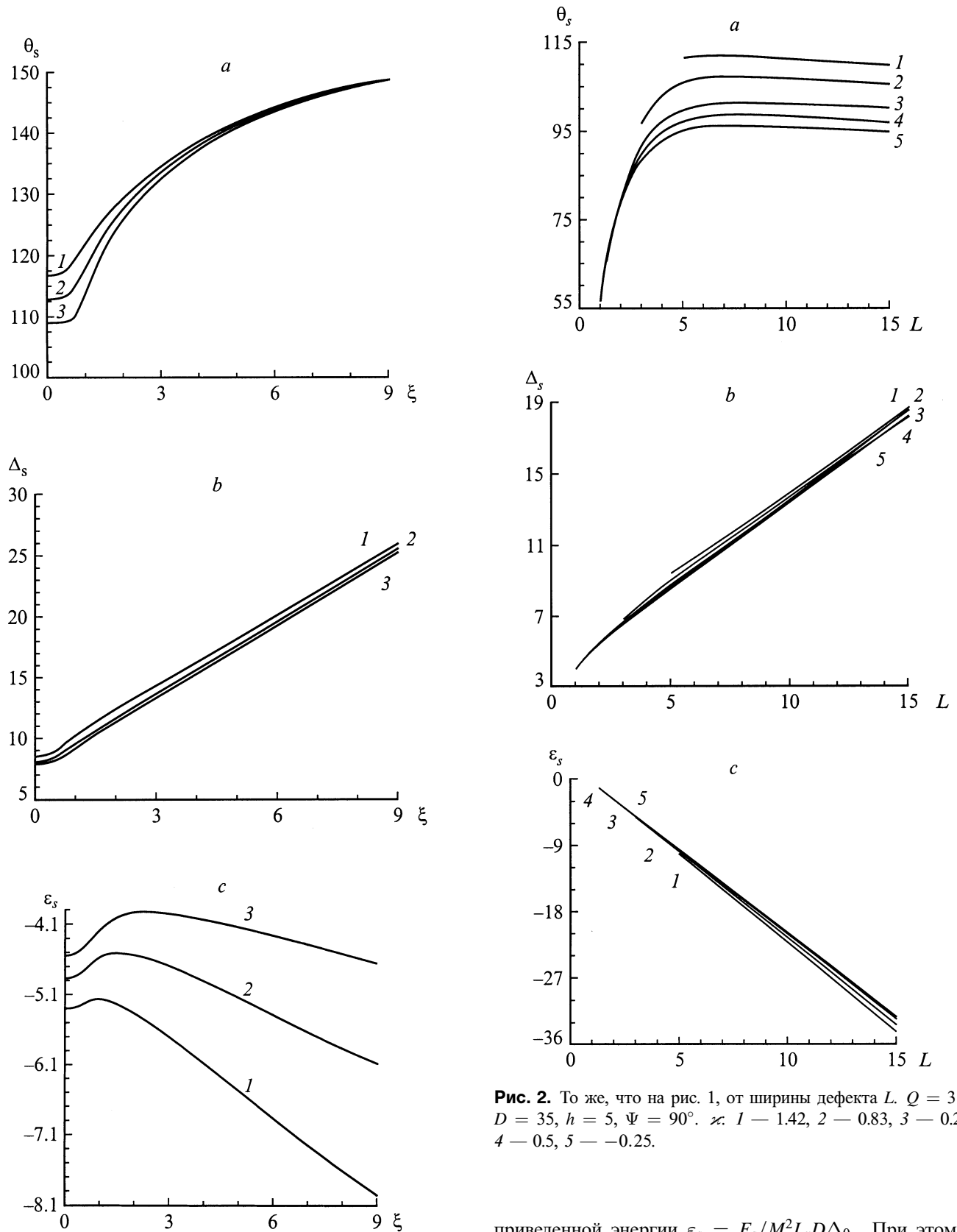


Рис. 1. Зависимости параметров 0° -ДГ θ_s (a), Δ_s (b), ε_s (c) от смещения ξ . $\varkappa = 1.42$, $D = 35$, $h = 3$, $\Psi = 90^\circ$, $L = 5$ ($h = HM_s/K_u$). Q : 1 — 5, 2 — 8, 3 — 15.

Рис. 2. То же, что на рис. 1, от ширины дефекта L . $Q = 3.5$, $D = 35$, $h = 5$, $\Psi = 90^\circ$. \varkappa : 1 — 1.42, 2 — 0.83, 3 — 0.25, 4 — 0.5, 5 — -0.25.

приведенной энергии $\varepsilon_s = E_s/M_s^2 L_x D \Delta_0$. При этом в модели принималось в учет и то, что центры 0° -ДГ и поля могут не совпадать и отличаться на величину ξ .

Полученные результаты представлены на рис. 1–5, в которых все величины, имеющие размерность длины,

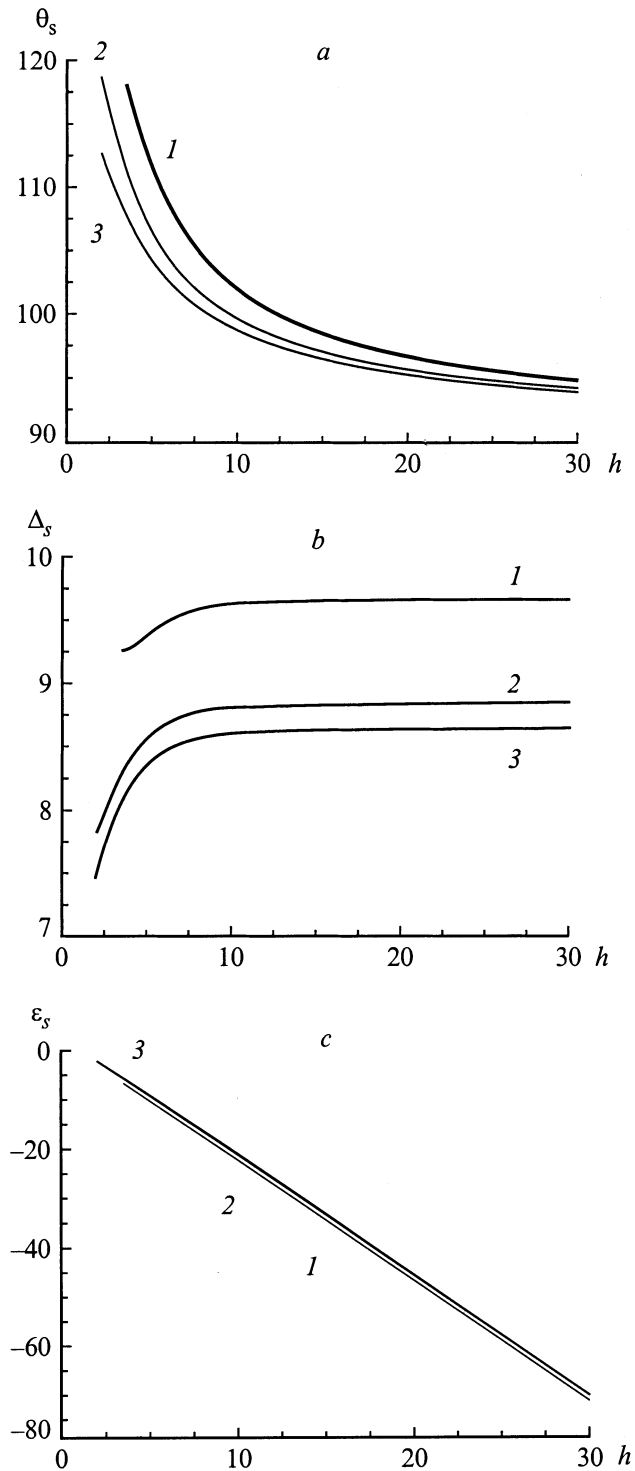


Рис. 3. То же, что на рис. 1, от величины h . $\kappa = 1.42$, $D = 35$, $\Psi = 90^\circ$, $L = 5$. Q : 1 — 3.5, 2 — 8, 3 — 15.

приведены к Δ_0 . Из них следует, что 0° -ДГ как устойчивое образование существует в определенных промежутках изменения параметров образца и неоднородного поля. Как видно из рис. 1, положение равновесия 0° -ДГ определяется центром "дефекта". Его смещение относительно центра вызывает появление квазиупругих

сил, для которых при малых ξ справедливо приближение закона Гука. Это означает, во-первых, что возможны гармонические колебания 0° -ДГ относительно положения равновесия, во-вторых, силы взаимодействия в области

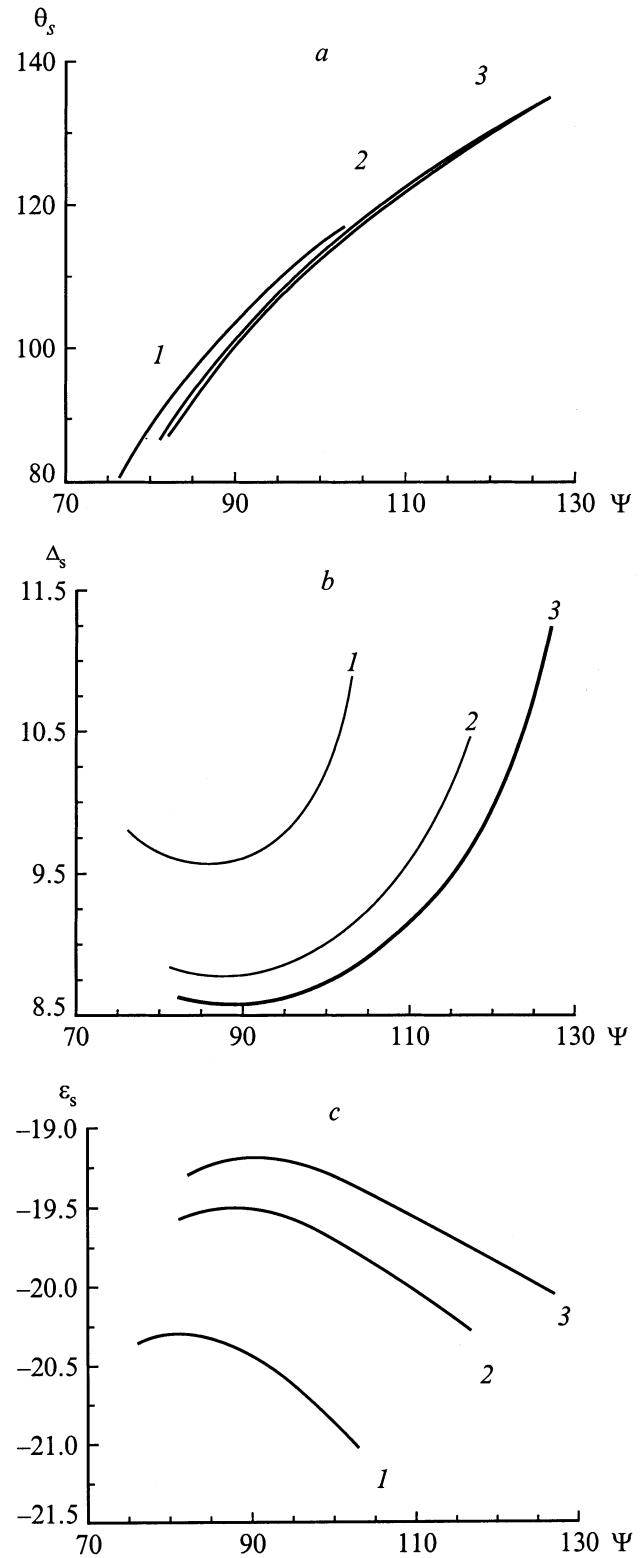


Рис. 4. То же, что на рис. 1, от угла Ψ для $h = 9$. Значения остальных материальных параметров те же, что и на рис. 3.

локализации 0° -ДГ на "дефекте" оказывают стабилизирующее влияние на его структуру и определяют в основном его параметры. Действительно, из рис. 2 видно, что ширина 0° -ДГ пропорциональна ширине "дефекта"; с возрастанием последней ширина 0° -ДГ увеличивается, а Θ_s асимптотически стремится к некоторому предельному значению, которое совпадает со значением полярного угла вектора \mathbf{M} в однородно намагниченной пластине [14]. Очевидно, такая ситуация будет иметь место при $L \rightarrow \infty$. В этом случае магнитное поле \mathbf{H} становится однородным и равновесная ориентация вектора \mathbf{M} будет определяться конкурирующим влиянием НОА, КА и магнитного поля. С другой стороны, из рис. 2 следует, что процесс зарождения 0° -ДГ в центре неоднородного поля носит пороговый характер, так как существует минимальный размер области неоднородного поля, при котором 0° -ДГ становится неустойчивым относительно его коллапса. Это согласуется с аналогичными зависимостями параметров 0° -ДГ от h и Ψ (рис. 3, 4). Более того, можно сделать вывод, что существует минимальная энергия взаимодействия 0° -ДГ с локальным полем, необходимая для возникновения 0° -ДГ с устойчивой структурой, причем она зависит как от размеров "дефекта", так и от других его параметров (рис. 3, 4). Из полученных зависимостей также следует, что 0° -ДГ стремится подстроиться под профиль "дефекта", причем при возрастании L эта тенденция становится доминирующей, т. е. подтверждает ранее сделанное утверждение.

Интересной особенностью обладает зависимость устойчивых состояний 0° -ДГ от \varkappa , представленной на рис. 5. Из нее видно, что область устойчивости 0° -ДГ по \varkappa достаточно широкая и превышает таковую, предсказанную в идеализированной модели, причем 0° -ДГ существует и при $\varkappa = 0$, т. е. в отсутствие КА. Это нетривиальный результат, так как именно наличие комбинированной анизотропии в кристалле является условием возникновения решений типа 0° -ДГ в идеализированной модели.

С другой стороны, область устойчивости 0° -ДГ по \varkappa , как видно из рис. 5, ограничена как сверху, так и снизу: на верхней границе 0° -ДГ расплывается ($\Delta_s \rightarrow \infty$, $\Theta_s \rightarrow \Theta_m$), на нижней границе коллапсирует. В обоих случаях пластина становится однородно намагниченной, однако в первом случае ее состояние будет соответствовать угловой фазе с $\mathbf{M} \parallel [uuv]$, а во втором — высокосимметричной с $\mathbf{M} \parallel [111]$. Аналогичным образом ведет себя 0° -ДГ и при изменении других параметров образца и дефекта (рис. 3, 4). Это лишний раз подтверждает сделанный в [4] вывод о том, что возникновение 0° -ДГ в кристалле является как бы промежуточным звеном при фазовом переходе магнетика из одного однородного состояния в другое, и можно рассматривать 0° -ДГ как зародыш новой фазы, локализованный на "дефекте", т. е. в области действия локального поля.

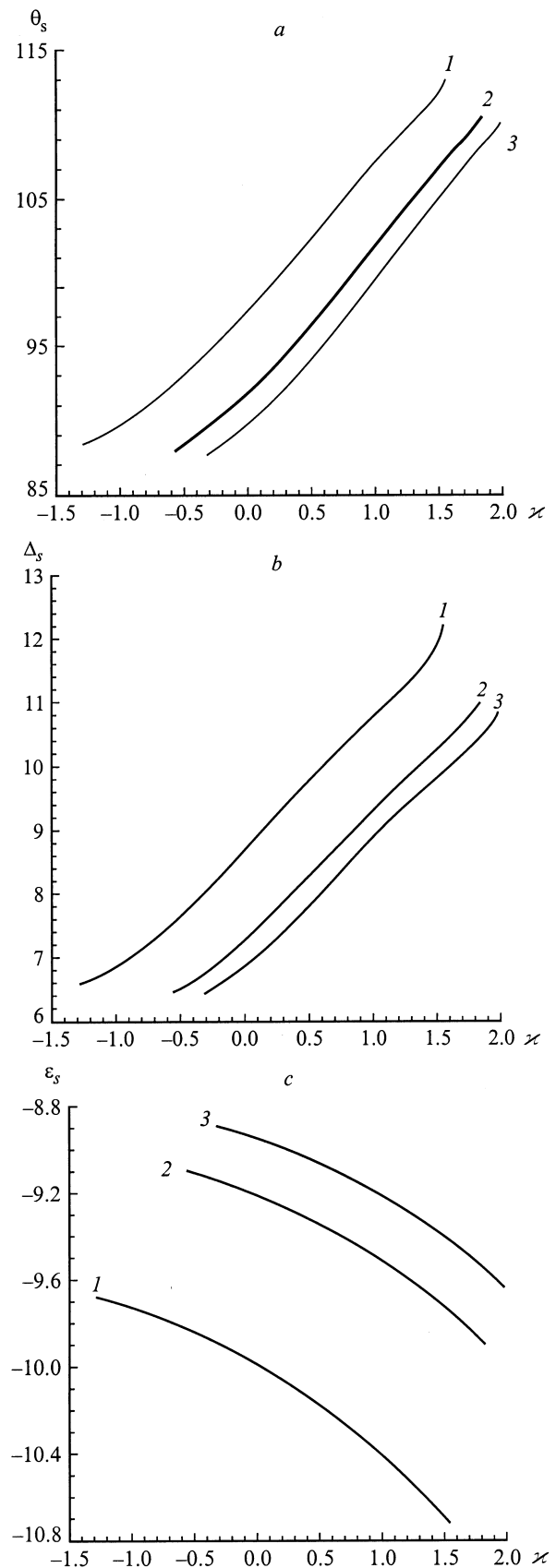


Рис. 5. То же, что и на рис. 1, от величины \varkappa для $h = 5$. Значения остальных материальных параметров те же, что и на рис. 3.

Обсуждение результатов

Из приведенного анализа следует, что локально действующие магнитные поля могут зарождать в пластине (111) с комбинированной анизотропией магнитные неоднородности с особой топологией — 0° -ДГ. Они обладают рядом интересных свойств, в частности, их размеры коррелируют с размерами неоднородности поля (рис. 2). Полученные результаты позволяют в некоторой степени прояснить картину перемагничивания (111)-ориентированных пленок ферритов-гранатов в импульсных полях [1,15]. В установившемся режиме (в конце действия импульса, когда процесс перемагничивания переходит в стационарную фазу) в центре аксиально-симметричного неоднородного поля наблюдались устойчивые треугольные домены. Характерной особенностью этих доменов было то, что их размеры были сравнимы с размерами неоднородности поля и значительно превышали размеры цилиндрических магнитных доменов, которые тоже имеют треугольную форму [15–17]. Форма этих доменов объясняется симметрией расположения легких осей КА [16,17]. В приведенных выше расчетах рассматривался одномерный случай уединенного домена. Однако распространить полученные результаты на двумерный случай не вызывает особого затруднения. Это связано с тем, что, во-первых, форма таких доменов будет также треугольной из-за симметрии, во-вторых, их размеры будут коррелировать с размерами поля вследствие того, что 0° -ДГ стремятся подстроиться под профиль "дефекта".

Заключение

Таким образом, приведенные исследования показывают, что 0° -ДГ как устойчивые образования могут зарождаться в области локальных полей. Их область устойчивости по параметрам образца и поля ограничена двумя критическими значениями: при одних они расплываются, а при других коллапсируют. Полученные свойства позволяют интерпретировать их как зародыши новой фазы, возникающие при фазовых переходах типа спиновой переориентации. В то же время эти неоднородности могут служить для интерпретации и других экспериментальных данных, где существенную роль играют неоднородные магнитные поля и различного рода дефекты, а также использовать их в практических целях.

Список литературы

- [1] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 305 с.
- [2] Кандаурова Г.С., Памятных Л.А. // ФТТ. 1989. Т. 31. С. 132.
- [3] Сабитов Р.М., Вахитов Р.М. // Изв. вузов. Физика. 1988. Т. 31. С. 51.
- [4] Vakhitov R.M., Yumaguzin A.R. // Proc. Moscow Intern. Symposium on Magnetism. Pt II. Moscow. 1999. P. 53–56.
- [5] Хуберт А. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977. С. 306.
- [6] Vakhitov R.M., Sabitov R.M., Gabbasova Z.V. // Phys. Stat. Sol. (B). 1991. Vol. 168. K87–K90.
- [7] Браун У.Ф. Микромагнетизм. М.: Наука, 1979. 160 с.
- [8] Власко-Власов В.К., Инденбом М.В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. Вып. 3. С. 1084.
- [9] Bernacki Bruce E., Wu Te-ho, Mansuripur M.J. // Appl. Phys. 1993. Vol. 73. N 10. P. 6838.
- [10] Рейдерман А.Ф., Гобов Ю.Г. // Дефектоскопия. 1989. № 3. С. 70.
- [11] Рандошкин В.В., Мартынов А.Ф., Михайлов Л.Н. // Электронная техника. Сер. Материалы. 1983. № 5. С. 77.
- [12] Дорман В.Л., Ковалев А.В., Никонцев И.В., Павлов В.Н., Соболев В.Л. // Микроэлектроника. 1988. № 17. С. 2. 133.
- [13] Dichenko A.B., Nicolaev V.V. // J. Magn. Magn. Mat. 1985. Vol. 53. P. 71.
- [14] Гриневич В.В., Вахитов Р.М. // ФТТ. 1995. Т. 32. Вып. 11. С. 3409.
- [15] Иванов Л.П., Логгинов А.С., Марченко А.Т., Непокойчицкий Г.А. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 6. С. 1246.
- [16] Сабитов Р.М., Вахитов Р.М. // ФТТ. 1980. Т. 22. Вып. 8. С. 2523.
- [17] Bonner W.A., LeCraw R.C., Pierce R.D., Uiter L.G. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. P. 1874.