

05.08.13

Особенности поведения зародышей перемагничивания в магнитном поле в одноосных пленках

© Р.М. Вахитов¹, Р.В. Солонецкий¹, И.Б. Ларионов²

¹ Башкирский государственный университет,
Уфа, Россия

² Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,
Омск, Россия

E-mail: VakhitovRM@rambler.ru

(Поступила в Редакцию 23 августа 2016 г.
В окончательной редакции 16 ноября 2016 г.)

Теоретически исследуется влияние магнитного поля на структуру и свойства магнитных неоднородностей, образующихся на дефектах типа „потенциальная яма“ в магнитоодноосных пленках. Показано, что поведение высокоамплитудной и малоамплитудной неоднородностей в магнитном поле существенно различается, и выявлены причины таких различий. Установлено, что в некоторых случаях, когда данные неоднородности в отсутствие поля не существуют, они могут индуцироваться в ненулевом поле. Рассмотрены возможности идентификации обоих типов неоднородностей при их экспериментальном обнаружении.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект № 15-32-51255).

DOI: 10.21883/FTT.2017.06.44481.334

1. Введение

Известно, что дефекты, присутствующие в магнитных материалах, существенно сказываются на их свойствах [1–3]. В частности, их наличие влияет на фазовые переходы типа спиновой переориентации [4,5], на процессы перемагничивания [1–3,6,7], на динамику доменных границ (ДГ) [8–10], а также на характеристики материалов: на ширину и подвижность ДГ [8,9], на коэрцитивную силу [3,7] и т.п. Кроме того, при определенных условиях дефекты могут генерировать магнитные неоднородности различной топологии: цилиндрические магнитные домены [11], треугольные домены [12], спиральные домены [13], вертикальные блоховские линии [14], а при взаимодействии с движущимися ДГ могут трансформировать их структуру [15,16]. При этом структурные неоднородности материала, проявляющие себя как дефекты, могут иметь как естественное происхождение, связанные с несовершенной технологией получения образцов [1], так и быть индуцированными в результате внешнего воздействия, например, импульсным оптическим излучением [14], неоднородными магнитным [12,17] или электрическим [14,18] полями и т.д.

В то же время дефекты различаются не только природой возникновения, но и конфигурацией, размерами и другими характеристиками, а по типу взаимодействия с магнитной системой они могут представлять „потенциальный барьер“ или „потенциальную яму“ [3,19]. В последнем случае на дефектах при некоторых условиях [19, 20] возможно возникновение связанных состояний с магнитной системой, что приводит к образованию на них микромагнитных структур, подстраивающихся под профиль дефектов и соответствующих 0-градусной

ДГ (0° ДГ). Эти неоднородности играют важную роль во многих явлениях, в частности, они могут стать зародышами новой фазы при спин-переориентационных фазовых переходах [4,5], либо доменами обратной намагниченности в процессах перемагничивания материалов [1–3,21]. В последнем случае именно с ними связан один из основных механизмов возникновения магнитного гистерезиса, который проявляется в виде задержки и роста зародышей перемагничивания [3]. Однако данный механизм, как и все, что связано со свойствами подобных дефектов, еще мало изучен, несмотря на многочисленные исследования в этой области [1–3,6–8]. Здесь существует множество вопросов, связанных с топологией магнитных неоднородностей, возникающих на такого рода дефектах [13–16], с их особенностями и условиями их образования, дальнейшей их эволюцией, влиянием различных факторов и т.д. В этом плане следует отметить работу [20], в которой были рассмотрены некоторые из них и, в частности, было показано, что 0° ДГ, зарождающиеся на таких дефектах, могут быть двух типов: малоамплитудные (0° ДГ(I)) и высокоамплитудные (0° ДГ(II)). Они различаются по условиям зарождения и по структуре, причем характеристики 0° ДГ(I), к которым можно отнести его энергию E , ширину Δ и амплитуду θ_m (максимальный угол отклонения вектора намагниченности \mathbf{M} от однородного состояния), по значениям существенно меньше таковых 0° ДГ(II). Последнее означает, что 0° ДГ(II) энергетически менее выгодны, чем 0° ДГ(I). Однако согласно расчетам 0° ДГ(II), образующиеся на достаточно крупных дефектах (когда $L > 10\Delta_0$, где L — размер дефекта, Δ_0 — характерный размер ДГ [6,20]), становятся энергетически более выгодными, чем однородное состояние магнетика.

В этом случае они будут представлять метастабильные образования, которые могут внести весомый вклад в магнитный гистерезис исследуемых материалов [2,3]. С другой стороны, если учесть размагничивающие поля, обусловленные конечностью образца, то при определенных значениях материальных параметров 0° ДГ(II) могут стать устойчивыми образованиями [22]. Кроме того, есть определенные экспериментальные данные [23,24], указывающие на реальность их существования. Имеются также достаточные основания считать, что 0° ДГ(II), зарождающиеся на двумерных дефектах [24], могут образовывать и спиральные структуры [13]. В свете сказанного становится актуальным продолжение исследований особенностей микромагнитной структуры, возникающей на дефектах типа „потенциальная яма“ одноосного ферромагнетика, и, в частности, выявление ее вклада в процессы перемагничивания образца, что, в свою очередь, представляет и практический интерес [1–3,21].

2. Основные уравнения

Рассмотрим одноосный ферромагнетик в виде пластины конечной толщины (D), содержащей дефект. Система координат выбирается так, что Oz совпадает с осью симметрии кристалла, перпендикулярной поверхности пластины, а ось Oy — с направлением, вдоль которого магнетик неоднороден. Соответственно будем считать, что материальные параметры (A — обменный параметр, K_u — константа одноосной анизотропии, M_s — намагниченность насыщения) зависят только от переменной y . Предположим также, что на образец действует внешнее однородное магнитное поле $\mathbf{H} \parallel Oz$. Нетрудно показать, что магнитные неоднородности, возникающие в данном магнетике, будут иметь блоховскую структуру [25]. В этом случае распределение намагниченности \mathbf{M} в образце будет определяться лишь одной функцией $\theta = \theta(y)$, где θ — угол между \mathbf{M} и осью Oz . Тогда энергию магнетика, приведенную к площади S сечения пластины плоскостью xOz , можно записать в виде

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} [A(y)(\theta')^2 + K_u(y) \sin^2 \theta - HM_s(y) \cos \theta - \varepsilon_0] dy, \quad (1)$$

где подынтегральное выражение есть плотность энергии за вычетом энергии однородного состояния ε_0 и учитывает вклады обменного взаимодействия, одноосной анизотропии и зеемановского взаимодействия в пренебрежении размагничивающими полями пластины ($D \gg \Delta_0$). Здесь θ' — производная от угла θ по переменной y .

Уравнение Эйлера–Лагранжа, соответствующее минимуму выражения (1), примет вид

$$2 \frac{d}{dy} (A(y)\theta') - 2K_u(y) \sin \theta \cos \theta - HM_s(y) \sin \theta = 0. \quad (2)$$

В дальнейшем для определенности рассмотрим дефект типа пластинчатого магнитного включения [19,20,22], в области которого параметры материала меняются скачком

$$A(y) = \begin{cases} A_1, & |y| > L/2 \\ A_2, & |y| \leq L/2 \end{cases}, \quad K_u = \begin{cases} K_{u1}, & |y| > L/2 \\ K_{u2}, & |y| \leq L/2 \end{cases},$$

$$M_s = \begin{cases} M_{s1}, & |y| > L/2 \\ M_{s2}, & |y| \leq L/2 \end{cases}, \quad (3)$$

где L — размер дефекта. Следует отметить, что, несмотря на простоту выбранной модели дефекта, основные закономерности зарождения магнитных неоднородностей на нем здесь также имеют место [19].

Для того чтобы дефект в одноосном ферромагнетике ($K_{u1} > 0$) представлял собой „потенциальную яму“, необходимо выполнение условия: $K_{u2} < 0$. Тогда структура магнитных образований на таких дефектах будет отвечать 0° ДГ. Соответствующие ей решения уравнения (2), согласно (3), будем искать в виде [20]

$$\theta = \begin{cases} \theta_1(y), & |y| > L/2 \\ \theta_2(y), & |y| \leq L/2 \end{cases}, \quad (4)$$

где θ_i — четные функции от y (в силу симметрии задачи), удовлетворяющие уравнениям

$$A_i \frac{d^2 \theta_i}{dy^2} - K_{ui} \sin \theta_i \cos \theta_i - \frac{1}{2} HM_{si} \sin \theta_i = 0, \quad i = 1, 2. \quad (5)$$

Исходя из свойств функций $\theta_i = \theta_i(y)$, решения уравнений (5) достаточно искать в области $y \geq 0$. В этом случае граничные условия для $\theta_i(y)$ можно записать в виде

$$\theta_i(y), \theta'_i(y) \rightarrow 0 \text{ при } y \rightarrow \infty, \quad \theta'_i(0) = 0. \quad (6)$$

Кроме того будут выполняться условия их „сшивки“ [20]

$$\theta_1(L/2) = \theta_2(L/2), \quad A_1 \theta'_1(L/2) = A_2 \theta'_2(L/2). \quad (7)$$

3. Трансформация структуры 0° ДГ в магнитном поле

Первый интеграл уравнений (5) имеет вид

$$A_i \left(\frac{d\theta_i}{dy} \right)^2 - [K_{ui} \sin^2 \theta_i - HM_{si} \cos \theta_i] = C_i, \quad (8)$$

где C_i — константы интегрирования ($i = 1, 2$). Из условий (6) следует

$$C_1 = HM_{s1}, \quad C_2 = -K_{u2} \sin^2 \theta_2(0) + HM_{s2} \cos \theta_2(0). \quad (9)$$

После интегрирования (8) с учетом (9) для области $y > L/2$ получим

$$\theta_1(y) = 2 \operatorname{arccctg}(\sqrt{h_1/(1+h_1)} \operatorname{sh}(\sqrt{1+h_1}(y-y_0)/\Delta)), \quad (10)$$

которое по виду отвечает распределению намагниченности в 360° ДГ [26]. Здесь $h_1 = HM_{s1}/K_{u1}$, $\Delta_1 = \sqrt{(A_1/K_{u1})}$ — характерная ширина ДГ в основном объеме кристалла (по существу она совпадает с Δ_0), y_0 — некоторая постоянная. Соответственно, для области $0 < y < L/2$ имеем

$$\int_{\theta_2(y)}^{\theta_2(0)} \frac{d\theta}{\sqrt{\sin^2 \theta_2(0) - \sin^2 \theta + h_2[\cos \theta_2(0) - \cos \theta]}} = \frac{|K_{u2}|}{A_2} y, \quad (11)$$

где $h_2 = HM_{s2}/|K_{u2}|$. Соотношение (11) можно свести к выражению

$$F(\varphi(y), k) - F(\varphi(0), k) = y \sqrt{\frac{(1+h_2\gamma + C_2\gamma)|K_{u2}|}{(1-\gamma^2)A_2}}, \quad (12)$$

где $F(\varphi, k)$ — неполный эллиптический интеграл I рода, аргумент (φ) и модуль (k) которого определяются соотношениями

$$\begin{aligned} \sin \varphi(y) &= \frac{\sqrt{1-\gamma^2} \sin \theta(y)}{k(1-\gamma \cos \theta(y))}, \\ k &= \frac{(1+C_2)(1+\gamma^2) - 2h_2\gamma}{1-h_2\gamma + C_2\gamma^2}, \\ \gamma &= \frac{(1+C_2 - \sqrt{(1+C_2)^2 - (h_2)^2})}{h_2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Кроме того из условий (7) и соотношений (8) и (9) вытекает еще одно равенство вида

$$\begin{aligned} \sqrt{A_2|K_{u2}|[\sin^2 \theta_2(0) - \sin^2 \theta_2(L/2) + h_2(\cos \theta_2(0) - \cos \theta_2(L/2))]} = \\ = |A_1K_{u1}[\sin^2 \theta_2(L/2) + h_1(1 - \cos(L/2))]|, \end{aligned} \quad (14)$$

которое связывает значения $\theta_2(y)$ на границе и в центре дефекта.

Полученные соотношения позволяют полностью решить задачу по нахождению распределения намагниченности в области дефекта. Однако из-за их громоздкости такой анализ осуществить крайне сложно, и потому соответствующая задача решалась в основном численно. При этом отметим, что структура 0° ДГ обоих типов полностью определяется заданием их энергии E_s (величина E , приведенная к выражению $K_{u1}\Delta_1$), амплитуды θ_m (здесь $\theta_m = \theta_2(0)$) и ширины Δ_s . Последняя находится из выражения [27]

$$\Delta_s = 2[y_1 - \theta(y_1)]/\theta'(y_1), \quad (15)$$

где y_1 — точка перегиба функции $\theta = \theta(y)$, наиболее удаленная от центра дефекта.

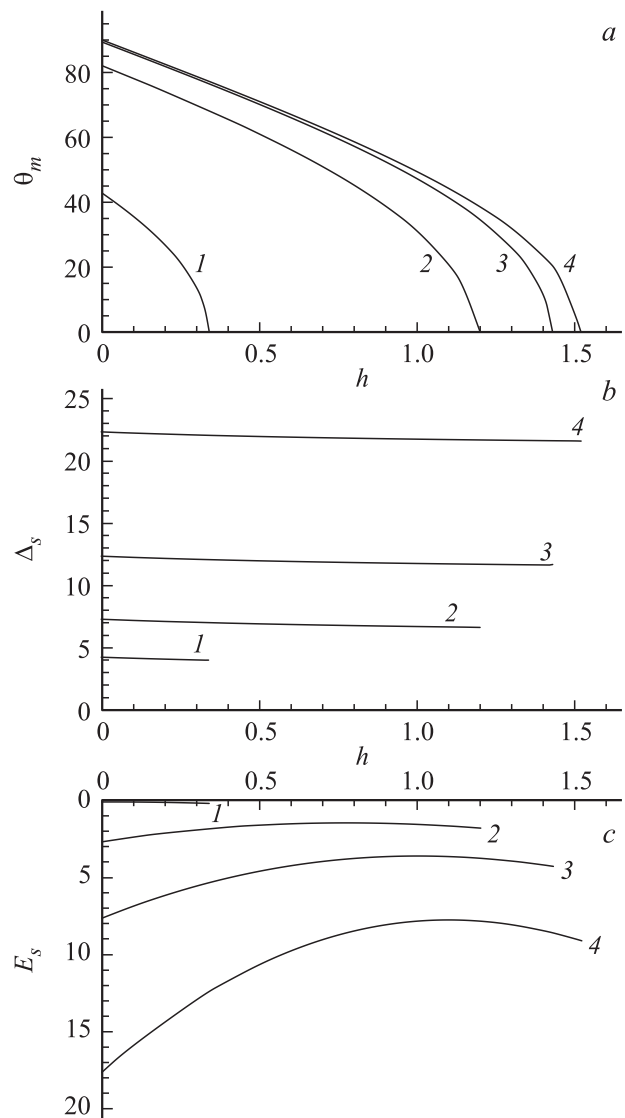


Рис. 1. Зависимости амплитуды θ_m (a), ширины Δ_s (b) и энергии E_s (c) 0° ДГ(I) от поля при следующих значениях материальных параметров: $K_{u2} = -K_{u1}$, $A_2 = A_1$, $M_{s2} = 1.3M_{s1}$. Линия 1 соответствует $L = 2\Delta_1$, линия 2 — $L = 5\Delta_1$, линия 3 — $L = 10\Delta_1$, линия 4 — $L = 20\Delta_1$.

Согласно расчетам магнитные неоднородности, образующиеся на дефектах, в магнитном поле ведут себя неодинаковым образом. С возрастанием величины h (здесь и далее $h = h_1$) 0° ДГ(I) уменьшается в размерах (рис. 1) вплоть до исчезновения при значениях h , превышающих некоторое критическое h_c . При этом ее ширина Δ_s также уменьшается, но незначительно, в то время как ее амплитуда θ_m уменьшается до нуля ($\theta_m \rightarrow 0$). 0° ДГ(I) как бы „испаряется“ (ведет себя подобно капле воды в процессе ее испарения). Процессу перемангничивания 0° ДГ(II) на дефекте существенно отличаются от рассмотренного сценария. Это связано с тем, что в ее структуре имеется область $\pi/2 < \theta < 3\pi/2$, в которой магнитные моменты находятся в наиболее невыгодном

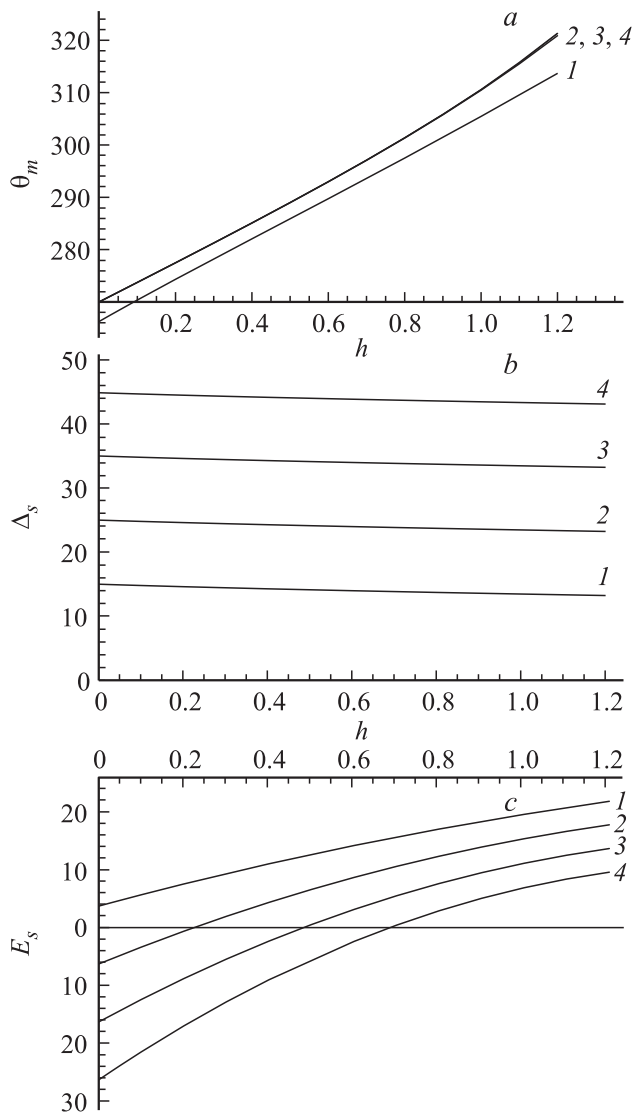


Рис. 2. Зависимости амплитуды θ_m (a), ширины Δ_s (b) и энергии E_s (c) 0° ДГ(II) от поля при следующих значениях материальных параметров: $K_{u2} = -K_{u1}$, $A_2 = A_1$, $M_{s2} = 1.3M_{s1}$. Линия 1 соответствует $L = 10\Delta_1$, линия 2 — $L = 20\Delta_1$, линия 3 — $L = 30\Delta_1$, линия 4 — $L = 40\Delta_1$.

положении по отношению к направлению магнитного поля \mathbf{H} ($\varepsilon_H = -\mathbf{HM} > 0$). Соответственно магнитные моменты в 0° ДГ(II), принадлежащие данной области, под действием поля \mathbf{H} будут поворачиваться к направлению поля, что приведет к увеличению θ_m (рис. 2, a) с одновременным уменьшением ширины 0° ДГ(II) (рис. 2, b). В пределе, при больших h , амплитуда $\theta_m \rightarrow 2\pi$. Отсюда следует (с учетом характера распределения вектора \mathbf{M} вне дефекта, определяемого выражением (10)), что 0° ДГ(II) по структуре будет приближаться к неоднородности, представляющей собой связанное состояние двух 360° ДГ с противоположными значениями киральности. Последнее, однако, означает, что переход такого связанного состояния в 720° ДГ (или, по-другому, слияние двух 360° ДГ) топологически невозможен. В то же время

с увеличением h возрастает и энергия E_s 0° ДГ(II) (рис. 2, c), которая при $h > h_c$, где $E_s(h_c) = 0$, становится положительной. В этом случае однородное состояние магнетика становится энергетически более выгодным, чем его неоднородное состояние. В результате 0° ДГ(II) становится неустойчивым образованием и коллапсирует.

Однако трансформация 0° ДГ(II) в поле $\mathbf{H} \parallel Oz$, как показано в [28], может произойти и по другому сценарию, связанному с неустойчивостью структуры 0° ДГ(II) относительно „нелевских“ флуктуаций вектора \mathbf{M} . Это приведет к выходу намагниченности из плоскости стенки, т.е. к ее трансформации в 0° ДГ(II) с квазиблоховской структурой [25,29]. Детальный анализ данного механизма перемagnичивания 0° ДГ(II) требует отдельного исследования. Тем не менее, можно показать, что при реализации первого механизма процессы перемagnичивания

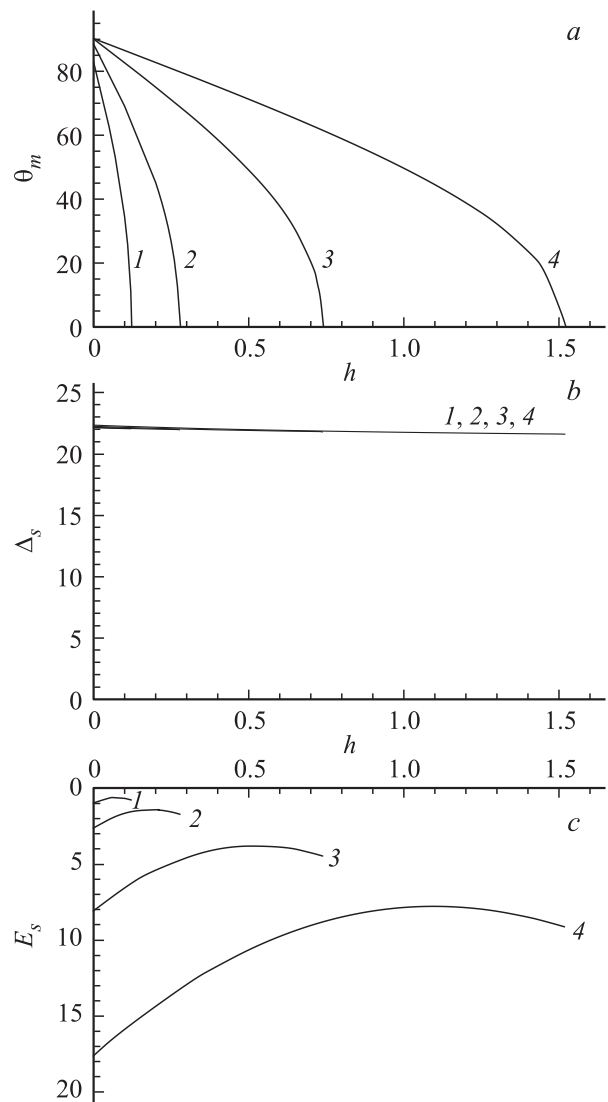


Рис. 3. Зависимости амплитуды θ_m (a), ширины Δ_s (b) и энергии E_s (c) 0° ДГ(I) от поля при следующих значениях материальных параметров: $L = 20\Delta_1$, $A_2 = A_1$, $M_{s2} = 1.3M_{s1}$. Линия 1 соответствует $K_{u2} = -0.1K_{u1}$, линия 2 — $K_{u2} = -0.2K_{u1}$, линия 3 — $K_{u2} = -0.5K_{u1}$, линия 4 — $K_{u2} = -K_{u1}$.

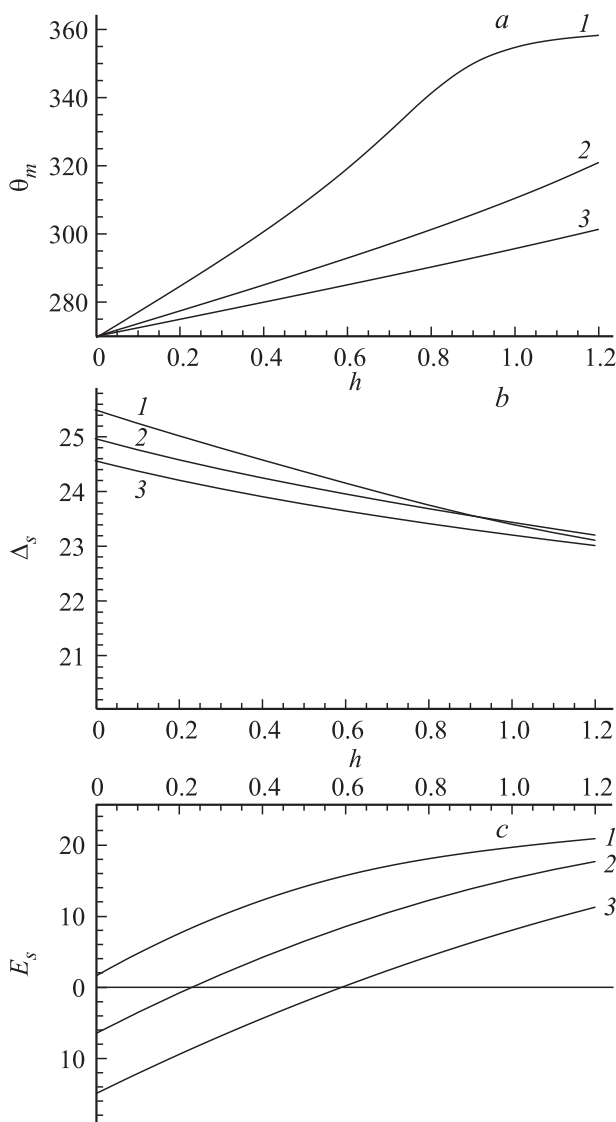


Рис. 4. Зависимости амплитуды θ_m (a), ширины Δ_s (b) и энергии E_s (c) 0° ДГ(II) от поля при следующих значениях материальных параметров: $L = 20\Delta_1$, $A_2 = A_1$, $M_{s2} = 1.3M_{s1}$. Линия 1 соответствует $K_{u2} = -0.5K_{u1}$, линия 2 — $K_{u2} = -K_{u1}$, линия 3 — $K_{u2} = -1.5K_{u1}$.

ничивания будут происходить с гистерезисом, а при реализации второго — без гистерезиса. Кроме того, поле h_c , при котором может иметь место коллапс 0° ДГ(II) (рис. 2, c), значительно меньше поля исчезновения h_c 0° ДГ(I) (рис. 1, a).

Следует отметить, что характеристики 0° ДГ обоих типов и критические поля их существования h_c сильно зависят от параметров дефекта. В частности, ширина и амплитуда 0° ДГ обоих типов, а также h_c , увеличиваются с возрастанием размеров дефекта L (рис. 1, 2). Причем, если их ширина увеличивается пропорционально величине L (что согласуется с [20,22]), то амплитуда увеличивается, асимптотически быстро приближаясь к величине $\pi/2$ для 0° ДГ(I) или к величине $3\pi/2$ для

0° ДГ(II). Это связано с тем, что область дефекта представляет собой „легкоплоскостной“ магнетик, который создает вращательный момент, заставляющий магнитные моменты повернуться в сторону плоскости xOy : чем значительней размер этой области, тем на больший угол они повернутся. Соответственно требуется большее поле h для преодоления воздействия данного вращательного момента. С другой стороны, используя энергетический подход, можно заметить, что энергия дефекта (которая представляет собой работу, совершаемую магнитным полем по перемагничиванию магнитной неоднородности, закрепленной на дефекте) прямо пропорциональна размерам дефекта: чем больше L , тем больше энергия дефекта и, следовательно, тем при больших полях происходит исчезновение 0° ДГ обоих типов на дефекте.

Аналогичная картина поведения 0° ДГ обоих типов в магнитном поле имеет место при уменьшении величины K_{u2} , т.е. при увеличении глубины потенциальной ямы. В этом случае с уменьшением K_{u2} также увеличивается и вращательный момент, заставляющий магнитные моменты „лечь“ в плоскость пластины, что приводит к возрастанию ширины Δ_s и амплитуды θ_m 0° ДГ(I) (рис. 3). Кроме того, для 0° ДГ(I) увеличивается h_c , что также связано с возрастанием энергии дефекта по абсолютной величине: чем глубже потенциальная яма, тем большая зеемановская энергия нужна для перемагничивания 0° ДГ(I), закрепленной на дефекте.

Магнитные неоднородности второго типа при уменьшении K_{u2} ведут себя несколько иначе (рис. 4). В этом случае увеличивающийся вращательный момент будет поворачивать магнитные моменты к плоскости пластины тем сильнее, чем больше $|K_{u2}|$. В итоге амплитуда θ_m для 0° ДГ(II) будет уменьшаться, так как $\theta_m > 3\pi/2$ и $\theta_m \rightarrow 2\pi$ в результате действия магнитного поля. В то же время уменьшение θ_m с увеличением $|K_{u2}|$ приводит в результате к уменьшению ширины 0° ДГ(II), что согласуется с рис. 4, a.

4. Устойчивые состояния 0° ДГ в магнитном поле

Очевидно, для рассмотрения устойчивых состояний 0° ДГ в зависимости от материальных параметров и приложенного поля необходимо учесть влияние размагничивающих полей образца, обусловленных его конечностью. Для магнитных неоднородностей блоховского типа вклад размагничивающих полей в энергию магнетика (приведенную к площади S) (1) определяется выражением вида

$$E_{ms} = D^{-1} \iint_{-\infty}^{\infty} |M_s(y)M_s(y') \cos \theta(y) \cos \theta(y') - M_{s1}^2 \cos^2 \theta_0 \ln \left(1 + \frac{D^2}{(y-y_0)^2} \right)| dy dy', \quad (16)$$

где θ_0 — угол, определяющий ориентацию вектора \mathbf{M} в доменах ($y \rightarrow \infty$). Соответствующее уравнение

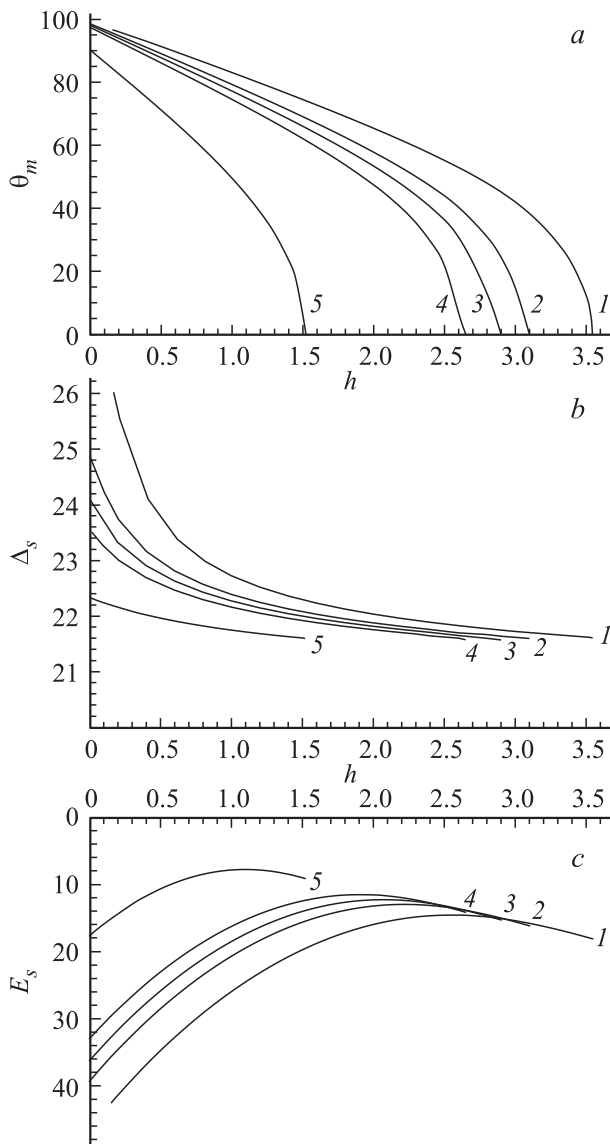


Рис. 5. Зависимости амплитуды θ_m (a), ширины Δ_s (b) и энергии E_s (c) 0° ДГ(I) от поля при следующих значениях материальных параметров: $L = 20\Delta_1$, $A_2 = A_1$, $M_{s2} = 1.3M_{s1}$, $D = 10\Delta_1$. Линия 1 соответствует $Q = 1$, линия 2 — $Q = 1.3$, линия 3 — $Q = 1.5$, линия 4 — $Q = 1.8$, линия 5 — без учета магнитостатики.

Эйлера–Лагранжа будет содержать дополнительное слабое, представляющее собой „вариационную“ производную [30] от выражения (16)

$$\frac{\delta E_{ms}}{\delta \theta} = -2D^{-1}M_s(y) \sin \theta(y) \times \int_{-\infty}^{\infty} M_s(y') \cos \theta(y') \ln \left(1 + \frac{D^2}{(y - y')^2} \right) dy'. \quad (17)$$

В этом случае уравнение, описывающее структуру магнитных неоднородностей в рассматриваемом

магнетике, будет являться уже нелинейным интегродифференциальным уравнением второго порядка с переменными коэффициентами. Решение данного уравнения аналитически через известные функции не представляется возможным, поэтому для его решения использовался метод численного интегрирования, в котором применялся метод прогонки с использованием итерационной процедуры по Ньютону [31]. Соответствующая программа вычислений позволила не только найти распределение намагниченности \mathbf{M} в области дефекта, но и определить характеристики 0° ДГ. Из численных расчетов следует, что вклад размагничивающих полей весом и сказывается как на структуре обоих типов

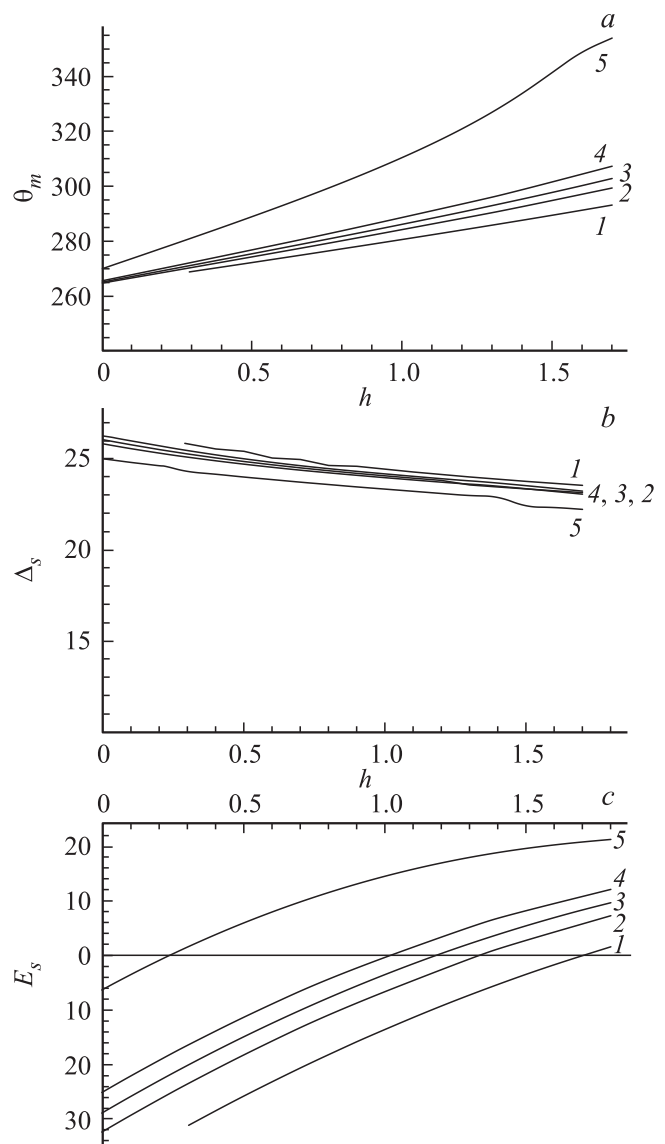


Рис. 6. Зависимости амплитуды θ_m (a), ширины Δ_s (b) и энергии E_s (c) 0° ДГ(II) от поля при следующих значениях материальных параметров: $L = 20\Delta_1$, $A_2 = A_1$, $M_{s2} = 1.3M_{s1}$, $D = 10\Delta_1$. Линия 1 соответствует $Q = 1$, линия 2 — $Q = 1.3$, линия 3 — $Q = 1.5$, линия 4 — $Q = 1.8$, линия 5 — без учета магнитостатики.

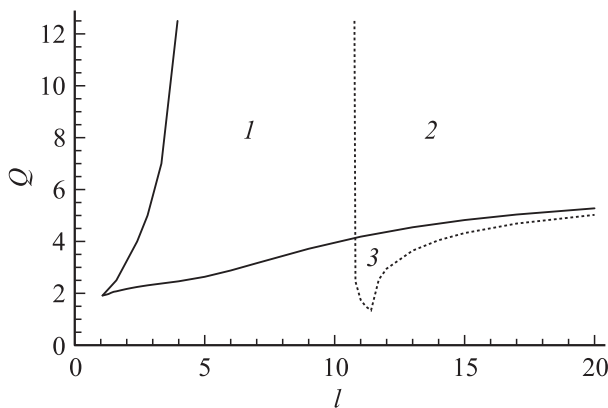


Рис. 7. Диаграмма области существования магнитных неоднородностей типа 0° ДГ(I) и 0° ДГ(II) при $K_{u2} = -0.15K_{u1}$, $A_2 = A_1$, $M_{s2} = 1.3M_{s1}$, $D = 10\Delta_1$. Штриховые линии обозначают границу области существования 0° ДГ(II), а сплошные — границу области существования 0° ДГ(I). Область 1 — это область, в которой существует только 0° ДГ(I), 2 — существуют 0° ДГ(I) и 0° ДГ(II), 3 — существует только 0° ДГ(II).

0° ДГ (рис. 5,6), так и на их устойчивых состояниях. В частности, в малых полях амплитуда θ_m 0° ДГ обоих типов в незначительной степени зависит от фактора качества Q ($Q = K_{u1}/2\pi M_{s1}^2$), а в больших полях — существенно. Однако ширина 0° ДГ в зависимости от ее типа ведет себя по-разному: поведение ширины 0° ДГ(I) противоположно поведению ее амплитуды, а ширина 0° ДГ(II) мало зависит от Q во всем интервале полей. В тоже время с уменьшением величины Q размеры 0° ДГ(I) (ширина Δ_s и амплитуда θ_m) и критическое поле существования увеличиваются. Аналогичные зависимости от Q имеют место и для характеристик 0° ДГ(II). Такая зависимость характеристик обоих типов 0° ДГ от Q объясняется тем, что размагничивающие поля, энергия которых обратно пропорциональна Q [22], стремятся развернуть магнитные моменты в плоскость пластины: чем меньше Q , тем сильнее такое воздействие. При $Q = 1$ оба типа 0° ДГ в нулевом поле не существуют, так как равновесное направление \mathbf{M} в доменах в этом случае является неустойчивым. Более того, они не существуют и при включении поля $\mathbf{H} \parallel Oz$; 0° ДГ становятся устойчивыми лишь при достижении полем некоторого порогового значения h_l . В этом случае область существования 0° ДГ обоих типов ограничена значениями поля h , лежащими в интервале $h_l < h < h_r$. Здесь h_r — верхнее значение критического поля, при котором 0° ДГ исчезают. При этом 0° ДГ(I) исчезает посредством непрерывного уменьшения амплитуды ($\theta_m \rightarrow 0$), она как бы „испаряется“, а 0° ДГ(II) — путем коллапсирования либо путем перестройки своей структуры с образованием 0° ДГ(II) с квазиблочковым распределением намагниченности [28]. Следует отметить, что нижнее значение фактора качества Q , при котором в нулевом поле 0° ДГ еще существует (при

данных значениях материальных параметров), согласно расчетам соответствует $Q = 1.143$. Другие пороговые значения Q , при которых 0° ДГ обоих типов существуют, можно определить из диаграммы устойчивых состояний 0° ДГ в координатах $Q - l$, где $l = L/\Delta_1$ (рис. 7).

Очевидно, что критические поля h_c , при которых исчезают 0° ДГ обоих типов, можно ассоциировать с коэрцитивной силой h_c исследуемого образца [2,32]. С учетом того, что поле h_c , при котором исчезают 0° ДГ(I), значительно больше соответствующего поля коллапсирования 0° ДГ(II), основной вклад в коэрцитивную силу будут вносить 0° ДГ(I). Однако из диаграммы устойчивых состояний 0° ДГ (рис. 7) видно, что при некоторых значениях материальных параметров доминирующий вклад в коэрцитивную силу может внести и 0° ДГ(II). В то же время 0° ДГ(I) по своим свойствам и поведению в магнитном поле полностью совпадает с 0° ДГ, используемой для модельного представления доменов обратной намагниченности [32].

5. Заключение

Таким образом, из приведенных расчетов следует, что два вида магнитных образований на дефектах типа „потенциальная яма“ различаются по структуре и по свойствам. Было установлено, что наличие области, в которой $\varepsilon_H = -\mathbf{M}\mathbf{H} > 0$ в плоскости вращения магнитных моментов 0° ДГ(II), приводит к тому, что 0° ДГ(II), во-первых, существенно отличаются от 0° ДГ(I) по размерам [20,22,24]. Во-вторых, при определенных значениях параметров материала 0° ДГ(II) становятся устойчивыми образованиями, т.е. энергетически более выгодными, чем 0° ДГ(I). В-третьих, при магнитооптическом наблюдении поверхности магнитоодноосных пленок в поляризационном микроскопе в случае, когда присутствующие в них дефекты имеют округлую форму сквозного типа, 0° ДГ(II), образующиеся на них, будут иметь изображение, повторяющее его профиль и имеющее ореол [24]. В-четвертых, при наложении магнитного поля, параллельного оси симметрии, 0° ДГ(II), закрепленные на дефектах, перемagnичиваются в полях, значительно меньших, чем 0° ДГ(I). И наконец, в некоторых случаях (когда значения параметров материала таковы, что 0° ДГ на подобного рода дефектах не образуются) данные неоднородности могут быть индуцированы в ненулевых магнитных полях и существовать в определенном диапазоне значений этих полей. В этом случае их зарождением, эволюцией и уничтожением можно управлять с помощью внешних магнитных полей, что аналогично поведению цилиндрических магнитных доменов в одноосных пленках [30]. Последнее позволяет говорить о возможности технических применений вышеуказанных неоднородностей.

Список литературы

- [1] Д.Д. Мишин. Магнитные материалы. Высш. шк., М. 1991. 386 с.
- [2] D. Gall. In: Handbook of magnetism and advanced magnetic materials. V. 2. Micromagnetism / Eds H. Kronmuller, S. Parkin. John Wiley & Sons. N.Y. (2007). P. 1023.
- [3] Г.С. Кандаурова. Сорос. образоват. журнал **1**, 100 (1997).
- [4] В.К. Власко-Власов, М.В. Инденбом. ЖЭТФ **86**, 1084 (1984).
- [5] Р.М. Вахитов, А.Р. Юмагузин. ФТТ **43**, 65 (2001).
- [6] H. Kronmuller. In: Handbook of magnetism and advanced magnetic materials. V. 2. Micromagnetism / Eds H. Kronmuller, S. Parkin. John Wiley & Sons. N.Y. (2007). P. 733.
- [7] Y. Sun, R. Gao. Solid State Commun. **149**, 393 (2009).
- [8] E.A. Périgo, I. Titov, R. Weber, D. Honecker, E.P. Gilbert, M.F. De Campos, A. Michels. J. Alloys Comp. **677**, 139 (2016).
- [9] Е.Б. Магадеев, Л.С. Успенская, Р.М. Вахитов. Изв. РАН. Сер. физ. **77**, 1406 (2013).
- [10] И.Ю. Джежеря, М.В. Сорокин. ФТТ **41**, 1231 (1999).
- [11] Д.П. Куликова, А.П. Пятаков, Е.П. Николаева, А.С. Сергеев, Т.Б. Косых, З.А. Пятакова, А.В. Николаев, А.К. Звездин. Письма в ЖЭТФ **104**, 196 (2016).
- [12] Л.П. Иванов, А.С. Логгинов, Г.А. Непокойчицкий, И.И. Никитин. ЖЭТФ **88**, 260 (1985).
- [13] В.В. Федотова, А.П. Гесь, Т.А. Горбачевская. ФТТ **37**, 2835 (1995).
- [14] А.С. Логгинов, Г.А. Мешков, А.В. Николаев, А.П. Пятаков. Письма в ЖЭТФ **86**, 124 (2007).
- [15] E.G. Ekomasov, R.R. Murtazin, O.B. Bogomazova, A.M. Gumerov. J. Magn. Magn. Mater. **339**, 133 (2013).
- [16] Б.Н. Филиппов, М.Н. Дубовик. ФТТ **56**, 931 (2014).
- [17] M.V. Logunov, S.F. Nikitov, M.V. Gerasimov, F.V. Spirin, A.V. Balyasov. Ultrafast Magnetism I. Proc. Int. Conf., Springer Int. Publ. Switzerland (2015). P. 98.
- [18] Г.В. Арзамасцева, А.М. Балбашов, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, А.Г. Темиряев, А.Г. Темиряева. ЖЭТФ **147**, 793 (2015).
- [19] Е.Б. Магадеев, Р.М. Вахитов. ТМФ **184**, 134 (2015).
- [20] Р.М. Вахитов, Е.Б. Магадеев. ФММ **115**, 906 (2014).
- [21] Y. Zhang, X. Li, X. Zhang, Y. Zhao. J. Magn. Magn. Mater. **408**, 228 (2016).
- [22] Р.М. Вахитов, Е.Б. Магадеев, А.Р. Юмагузин, Р.В. Солонецкий. ФТТ **57**, 1462 (2015).
- [23] М.В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, Т.Б. Шапаева. ФТТ **52**, 1795 (2010).
- [24] Р.М. Вахитов, Т.Б. Шапаева, Р.В. Солонецкий, А.Р. Юмагузин. Докл. АН Сер. физ. химия **470**, 674 (2016).
- [25] Е.Б. Магадеев, Р.М. Вахитов. ФТТ **53**, 944 (2011).
- [26] М.Я. Ширококов. ЖЭТФ **15**, 57 (1945).
- [27] A. Hubert, K. Schäfer. Magnetic domains. Springer-Verlag. Berlin (2009). 696 p.
- [28] H.E. Khodenkov, N.N. Kudelkin, V.V. Randoshkin. Phys. Status Solidi A **84**, K135 (1984).
- [29] В.В. Плавский, М.А. Шамсутдинов, Б.Н. Филиппов. ФММ **88**, 22 (1999).
- [30] А. Малоземов, Дж. Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. Мир, М. (1982). 382 с.
- [31] Н.С. Бахвалов, Н.П. Жидков, Г.М. Кобельков. Численные методы. Наука, М. (1987). 600 с.
- [32] Р.М. Вахитов, А.Р. Юмагузин. ФММ **106**, 477 (2008).