

УДК 537.611.3
 © 1996

СТРУКТУРА ПЛОСКОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В ОДНООСНОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ ПРИ НАЛИЧИИ СЛОЖНОЙ РОМБИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ

Е. Б. Кротенко, Ю. А. Кузин

Методом прямого интегрирования уравнений Эйлера—Лагранжа в приближении большого фактора качества рассчитано изменение структуры плоской доменной границы в одноосном ферромагнетике под влиянием сложной ромбической анизотропии. Получены точные (в рамках рассматриваемой модели) аналитические выражения, описывающие распределение намагниченности и плотность энергии как для случая изолированной линии Блоха, так и для случая, когда в стенке полосового домена имеется несколько блоховских линий.

В настоящее время актуальной проблемой физики магнитных пленок является изучение доменных границ (ДГ) с блоховскими линиями (БЛ). Структура ДГ с БЛ описана в [1, 2], в работе [3] построена полная симметричная классификация плоских 180°-ных границ с линиями Блоха в ферромагнетиках и ферритах. Однако математически строгая запись распределения намагниченности в ДГ с линией Блоха отсутствует, а число случаев, в которых возможна приближенная аналитическая запись такого распределения, ограничено. В этой связи важной проблемой представляется распределение класса приближенных решений задачи о линии Блоха — решений, учитывающих дополнительные факторы, а также поиск адекватных модельных представлений. В предлагаемой работе рассмотрена задача о влиянии на структуру ДГ с линией Блоха сложной ромбической анизотропии достаточно общего вида, возникающей, например, в связи с ростовыми особенностями пленки — дефектами и неоднородностями, обусловленными локальными изменениями постоянной решетки, а также состава пленки [4].

1. Постановка задачи. Уравнения Эйлера—Лагранжа

Рассмотрим одноосный ферромагнетик (ФМ) с осью легкого намагничивания, перпендикулярной его плоскости, и большим фактором качества $Q_0 \gg 1$. Компоненты намагниченности \mathbf{M} представим в полярной системе координат обычным образом

$$\mathbf{M} = M_0 \{ \sin \theta \cos \varphi \mathbf{e}_x + \sin \theta \sin \varphi \mathbf{e}_y + \cos \theta \mathbf{e}_z \}. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ — направляющие орты вдоль соответствующих осей: z — ось ФМ, y — нормаль к ДГ, x — координата вдоль ДГ, $x \perp y, z$; θ, φ — полярный и азимутальный углы; θ отсчитывается от оси z , φ — от оси x . Плотность энергии плоской 180°-ной ДГ с БЛ, нормированную на M_0^2 , где M_0 — намагниченность насыщения ФМ, запишем в виде

$$w = w_{ex} + w_a + w_m + w_0. \quad (2)$$

Здесь, как обычно [2],

$$w_{ex} + w_a + w_m = \alpha [(\nabla\theta)^2 + \sin^2\theta (\nabla\varphi)^2] + k_0 \sin^2\theta + 2\pi \sin^2\theta \sin^2\varphi, \quad (3)$$

где α — константа неоднородного обменного взаимодействия, $k_0 = 2\pi Q_0$ — константа одноосной анизотропии. Слагаемое w_0 представим как

$$w_0 = \beta_1 \sin^2\theta \sin^2\varphi + \beta_2 \sin^2\theta \cos^2\varphi, \quad (4)$$

где β_1, β_2 — непрерывно дифференцируемые функции, характеризующие сложную ромбическую анизотропию: $\beta_i = \beta_i[\theta(x, y), \varphi(x, y)]$, $i=1, 2$. В рассматриваемом приближении большого фактора качества, как известно, можно положить

$$\theta = \theta(y), \quad \varphi = \varphi(x), \quad (5)$$

поэтому $\beta_i = \beta_i[\theta(y), \varphi(x)]$. В зависимости от конкретных особенностей пленки функции β_i могут принимать различный вид. Для получения точного (в рамках рассматриваемого приближения) решения задачи разумно ограничиться следующими случаями:

- 1) $\beta_1 = \beta_1[\varphi(x), \theta(y)]$, $\beta_2 = \text{const}$, $|\beta_1| \ll \beta_2$, $\beta_2 < 2\pi$,
- 2) $\beta_1 = \beta_1[\varphi(x)]$, $\beta_2 = \beta_2[\theta(y)]$, $|\beta_2| \ll \beta_1$, $\beta_1 > -2\pi$,
- 3) $\beta_1 = \text{const}$, $\beta_2 = \beta_2[\varphi(x), \theta(y)]$, $|\beta_2| \ll \beta_1$, $-\beta_1 < 2\pi$,
- 4) $\beta_1 = \beta_1[\theta(y)]$, $\beta_2 = \beta_2[\varphi(x)]$, $|\beta_1| \ll |\beta_2|$, $-\beta_2 < 2\pi$.

При этом, разумеется, предполагается, что добавочная анизотропия в плоскости ФМ позволяет оставить в силе исходные предположения: о возможности применения винтеровского приближения магнитодипольной энергии, а также соотношения (5). Необходимые для этого ограничения будут получены ниже.

Минимизируя плотность энергии w обычным образом, получаем

$$\alpha \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \sin\theta \cos\theta \left[\alpha \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + k_0 + (2\pi + \beta_1) \sin^2\varphi + \beta_2 \cos^2\varphi \right] - \frac{1}{2} \sin^2\theta \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)^{-1} \left(\frac{\partial \beta_1}{\partial y} \sin^2\varphi + \frac{\partial \beta_2}{\partial y} \cos^2\varphi \right) = 0, \quad (7a)$$

$$\alpha \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \sin\varphi \cos\varphi (2\pi + \beta_1 - \beta_2) - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^{-1} \times \times \left(\frac{\partial \beta_1}{\partial x} \sin^2\varphi + \frac{\partial \beta_2}{\partial x} \cos^2\varphi \right) = 0. \quad (7b)$$

Первые интегралы данных уравнений запишутся как

$$\alpha (\partial\theta/\partial y)^2 - g \sin^2\theta = C, \quad (8a)$$

$$\alpha (\partial\varphi/\partial x)^2 + (2\pi + \beta_1) \sin^2\varphi - \beta_2 \cos^2\varphi = D, \quad (8b)$$

где $g = \alpha (\partial\varphi/\partial x)^2 + k_0 + (2\pi + \beta_1) \sin^2\varphi + \beta_2 \cos^2\varphi$; C, D — постоянные интегрирования, причем из граничных условий [1]

$$\theta(-\infty) = 0, \quad \theta(+\infty) = \pi, \quad \partial\varphi/\partial x|_{x=\pm\infty} = 0 \quad (9)$$

получаем $C=0$.

2. Решения для изолированной БЛ

Этому случаю соответствуют граничные условия [1]

$$\varphi(-\infty) = 0, \quad \varphi(+\infty) = \pi, \quad \partial\varphi/\partial x|_{x=\pm\infty} = 0, \quad (10a)$$

$$\varphi(-\infty) = -\pi/2, \quad \varphi(+\infty) = 3\pi/2. \quad (10b)$$

Граничные условия (10б) описывают ДГ нееловского типа, в центре которой имеется БЛ в форме блоховского участка. Тогда интегрирование уравнений (8) приводит к выражениям

$$\psi = 2 \operatorname{arctg} \exp \left[\int (\beta/\alpha)^{1/2} dx \right], \quad \theta = 2 \operatorname{arctg} \exp \left[\int (g/x)^{1/2} dy \right], \quad (11), (12)$$

где $\psi = \varphi$, $\beta = 2\pi + \beta_1 - \beta_2$ при условиях (10а), что соответствует случаям «1» и «2» соотношений (6); $\psi = \varphi + \pi/2$, $\beta = -2\pi - \beta_1 - \beta_2$ при условиях (10б), что соответствует случаям «3» и «4» соотношений (6).

Исходя из записи распределения намагниченности для $w_0 = 0$ [2]

$$\varphi = 2 \operatorname{arctg} \exp (x/\Lambda_0), \quad (13)$$

введем эффективную ширину блоховской линии

$$\Lambda(x, y) = \Lambda_0 x \left[\int (\beta/2\pi)^{1/2} dx \right]^{-1}, \quad (14)$$

где $\Lambda_0 = (\alpha/2\pi)^{1/2}$ — статическая ширина БЛ в отсутствие ромбической анизотропии.

Запись $\Lambda(x, y)$ означает ширину блоховской линии с центром в точке (x, y) ; такая запись возможна благодаря тому, что в минимуме энергии, которому соответствует искомое $w(\theta, \varphi)$, зависимости $\theta(y)$ и $\varphi(x)$ строго однозначны. Аналогично вводятся эффективная ширина ДГ и эффективный фактор качества

$$\Delta(x, y) = \Delta_0 y \left[\int (1 + 2 \sin^2 \varphi Q^{-1})^{1/2} dy \right]^{-1}, \quad (15)$$

$$Q(x, y) = k_0/\beta, \quad (16)$$

где $\Delta_0 = (\alpha/k_0)^{1/2}$ — статическая ширина ДГ в отсутствие ромбической анизотропии. Для справедливости полученных результатов необходимо выполнение условия $Q \gg 1$. Следует отметить, что аналогичным образом находится первый интеграл любого дифференциального уравнения вида

$$\alpha \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{\partial f(\varphi)}{\partial \varphi} \beta(x, y) - f(\varphi) \frac{\partial \beta(x, y)}{\partial x} \left(\frac{\partial x}{\partial \varphi} \right)^{-1} = 0, \quad (17)$$

где f, β — непрерывно дифференцируемые функции от своих аргументов; при этом интегрирующим множителем является $\partial \varphi / \partial x$.

Если $\beta = \text{const}$, формулы (11), (12) соответствуют известным результатам Слоузуски [1] для однородной анизотропии. Причем для граничных условий вида (10а) при β_1 и $\beta_2 \rightarrow 0$ происходит предельный переход $\Lambda \rightarrow \Lambda_0$, $\Delta \rightarrow \Delta_0$, $Q \rightarrow Q_0$, а для условий (10б), соответствующих ДГ нееевского типа, таковой осуществить невозможно (наличие подобной структуры связано со значительной ромбической анизотропией); если величины β_1 и β_2 выходят за пределы, задаваемые случаями «3» и «4» в (6), ДГ уже не может являться нееевской.

Наличие ромбической анизотропии определенным образом изменяет ширину изолированной БЛ, находящейся в ДГ. Так, для случая граничных условий (10а) $\Lambda(x_0, y_0) < \Lambda_0$, если $\beta(x_0, y_0) > 2\pi$ (т. е. $\beta_1 > \beta_2$). В свою очередь, записывая плотность энергии ДГ аналогично [2]

$$\sigma(x, y) = \sigma_0 \Delta_0 / \Delta(x, y), \quad (18)$$

где $\sigma_0 = 4(\alpha k_0)^{1/2}$, для граничных условий (10а) получим $\Delta(x_0, y_0) < \Delta_0$, а $\sigma(x_0, y_0) > \sigma_0$, если $\beta(x_0, y_0) > 2\pi$.

Таким образом, определенная ромбическая анизотропия может приводить к повышению плотности энергии ДГ.

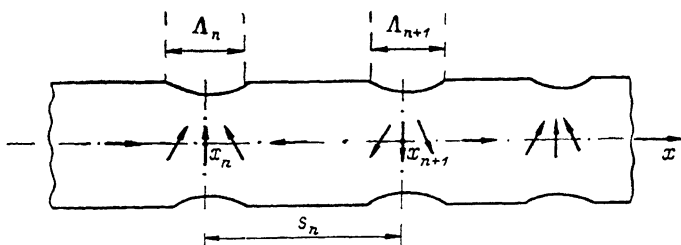
3. Решение для нескольких БЛ в ДГ

Если в стенке домена имеется более чем одна линия Блоха, сложная ромбическая анизотропия, согласно предыдущим рассуждениям, должна изменять их ширину и квазипериоды (равновесные расстояния между

соседними БЛ) на разную величину. Условия квазипериодичности для данной ситуации запишутся как

$$\psi(x + s_n) = \psi(x) + \pi, \quad \psi(x + s_n + s_{n+1}) = \psi(x), \quad (19)$$

где s_n — расстояние между n -й и $(n+1)$ -й БЛ (n -й квазипериод; см. рисунок); $\psi(s_n) = 0$, $\pi/2$ соответственно для условий «1», «2» из (6) и «3», «4» из (6) аналогично задаче об изолированной БЛ.



Неравномерное распределение БЛ.

Λ_n, Λ_{n+1} — ширина n -й и $(n+1)$ -й БЛ; s_n — n -й квазипериод.

В этом случае решение уравнения (7а) удобно искать на n -м участке ДГ $x \in [x_n, x_{n+1}]$, где x_n, x_{n+1} — точки расположения n -й и $(n+1)$ -й БЛ

$$\alpha (\partial\psi/\partial x)^2 - \beta \sin^2 \psi = D_n, \quad (20)$$

$$\psi(x_n + s_n) = \psi(x_n) + \pi, \quad \psi(x_n + s_n + s_{n+1}) = \psi(x_n), \quad (21)$$

$$\partial\psi/\partial x|_{x_n} = 0$$

для любого n .

Распределение намагниченности по углу ψ на n -м участке ДГ имеет вид

$$\psi_n(x) = 2 \operatorname{arctg} \exp \left[A_n + \int (\beta/\alpha)^{1/2} dx \right], \quad (22)$$

A_n — n -я константа интегрирования, суммарное распределение по углу ψ запишется как

$$\psi(x) = \sum_{n=1}^N [\eta(x - x_n) - \eta(x - x_{n+1})] \psi_n, \quad (23)$$

где N — общее число БЛ в границе, η — единичная функция Хэвисайда [5]. При названных выше условиях решение для угла θ сохраняет прежнюю форму. Роль эффективной ширины n -й квазипериодически распределенной БЛ в данном случае играет величина

$$\Lambda_n = \Lambda_0 \left[B_n + \int (\beta/2\pi)^{1/2} dx \right]^{-1}, \quad (24)$$

где $B_n = A_n \Lambda_0^{-1}$.

Квазипериод БЛ соотносится с периодом их равномерного расположения в отсутствие ромбической анизотропии следующим образом:

$$s_n > s, \quad \Lambda_n > \Lambda; \quad s_n < s, \quad \Lambda_n < \Lambda. \quad (25)$$

Этот вывод справедлив в обоих предельных случаях: 1) для малой плотности БЛ аналогично [1]

$$s_n = \ln(8Q^{1/2}s_n/\pi\Lambda_n) \Lambda_n, \quad s = \ln(8Q^{1/2}s/\pi\Lambda) \Lambda, \quad (26)$$

2) для большой плотности БЛ (см. рисунок)

$$s_n = (\Lambda_n + \Lambda_{n+1})/2, \quad (27)$$

где соотношения между Λ и Λ_n определяются из формул (6), (13), (24) в зависимости от величин β_1, β_2 и B_n .

Плотность энергии ДГ с квазипериодически распределенными БЛ записывается как

$$\tau_n = \sigma_n (\Delta_n / \Delta_n(x, y)), \quad (28)$$

где Δ_n — эффективная ширина ДГ с учетом формул (15), (22).

Эффективная ширина БЛ и ДГ, а также плотность энергии стенки с квазипериодически распределенными БЛ соотносятся с соответствующими величинами для стенки с одной БЛ следующим образом:

$$\Delta_n(x, y) < \Delta(x, y), \quad \Delta_n < \Delta(x, y), \quad \sigma_n(x, y) > \sigma(x, y), \quad (29)$$

если $B_n > 0$.

Следует отметить, что решение для случая нескольких блоховских линий в ДГ можно получить и в терминах эллиптических функций Якоби аналогично [4]. Причем при $k \rightarrow 0$, где k — модуль эллиптической функции Якоби [5], получается решение (22). Однако указанный подход неудобен тем, что при этом приходится решать самосогласованное интегральное уравнение для каждой ширины Δ_n .

Таким образом, в случае нескольких БЛ в ДГ ферромагнетика сложная ромбическая анизотропия приводит к появлению участков с различной плотностью линий Блоха и разной плотностью энергии. Последнее обстоятельство может существенно влиять как на статические свойства указанных участков ДГ, так и на динамические процессы, происходящие, например, в структуре ДГ под действием импульсного магнитного поля. Так, при формировании решетки ЦМД из лабиринтной доменной структуры в эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов подобное неравномерное распределение БЛ может приводить к локальному перемагничиванию («разрыву») полосовых доменов под действием импульсов однородного магнитного поля, амплитуда которых гораздо ниже величины $4\pi M_0$ [6].

С точки зрения практики, значительный интерес представляет величина добавочной анизотропии, которая не вызывает заметного искажения параметров ДГ. Так, для ширины изолированной БЛ из (14) имеем

$$(\Delta(x, y)) / \Delta_0 \simeq 1 - (\beta_1 - \beta_2) / 2\pi, \quad (30)$$

т. е. для $\Delta \simeq \Delta_0$ величина анизотропии в плоскости $K_1 = (\beta_1 - \beta_2) M_0^2$ должна удовлетворять условию $K_1 \ll 2\pi M_0^2$.

Таким образом, результаты данной работы расширяют класс возможных модельных представлений, для которых существует аналитическое приближение решений уравнений Эйлера—Лагранжа для ДГ с БЛ при общепринятых ограничениях. Данная модель, принимаемая для описания структурных и магнитных неоднородностей ферромагнитной пленки, позволяет объяснить возможность возникновения кластерного упорядочения блоховских линий и изменения ширины отдельной линии Блоха. Естественно, что этот факт представляет интерес с точки зрения создания элементной базы запоминающих устройств, использующих БЛ [4].

В заключение авторы выражают благодарность В. Г. Барьяхтару, Ю. И. Горобцу, Ю. В. Мелихову и В. Л. Соболеву за полезные дискуссии по вопросам, затронутым в данной работе.

С п и с о к } л и т е р а т у р ы

- [1] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М., 1982. 382 с.
- [2] Лисовский Ф. В. Физика цилиндрических магнитных доменов. М., 1979. 192 с.
- [3] Барьяхтар В. Г., Кротенко Е. Б., Яблонский Д. А. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. № 3 (9). С. 924—933.
- [4] Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах / Под ред. Евтихиева, Б. Н. Наумова. М., 1987. 488 с.
- [5] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М., 1977. 831 с.
- [6] Барьяхтар В. Г., Дорман В. Л., Кузин Ю. А., Мелихов Ю. В., Ходосов Е. Ф. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 21. С. 1306—1309.

Донецкий государственный университет
Донецк

Поступило в Редакцию
28 сентября 1989 г.