

СМЕШАННАЯ ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ

М. Л. Акимов, П. А. Поляков, Н. Н. Усманов*

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 26 июня 2001 г.

В пленках феррит-гранатов состава $(\text{Bi}_{0.7}\text{Lu}_{0.3})_3(\text{Fe}_{0.8}\text{Ga}_{0.2})_5\text{O}_{12}$ получена устойчивая статическая смешанная доменная структура, состоящая из полосовых доменов и цилиндрического магнитного домена. Построена аналитическая теория смешанной доменной структуры. Получено аналитическое решение для формы искаженного полосового домена, имеющее хорошее согласие с экспериментальными результатами.

PACS: 75.60.Ch, 75.70.Kw

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что в ферромагнитных пленочных материалах магнитное доменное упорядочение энергетически выгодно [1, 2]. Равновесная доменная структура определяется балансом многих факторов, важнейшими из которых являются обменное взаимодействие, величина намагниченности, анизотропия, форма магнитного образца, энергия доменных границ, величина и направление внешнего магнитного поля, температура, наличие дефектов, магнито-стрикция, особенности структуры поверхности. При конкретном наборе физических параметров в магнитном образце в равновесном состоянии возникает вполне определенный тип магнитных доменов. Например, наиболее распространенным видом магнитного упорядочения в магнитных пленках с перпендикулярной анизотропией является полосовая, или лабиринтная, доменная структура или решетка цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) [3].

Возникновение смешанной магнитной структуры в изотропном материале, по-видимому, энергетически невыгодно и при искусственной реализации такой структуры — она будет неустойчивой и преобразуется с течением времени в однородное равновесное магнитное упорядочение. Тем не менее существование неравновесной нестационарной смешанной магнитной структуры вполне возможно, и она была, по всей видимости, получена в экспериментальных

работах [4, 5]. В этих работах на равновесную полосовую структуру в пленке феррита-граната состава $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ воздействовали сфокусированным лазерным пучком, который локально нагревал цилиндрическую область внутри полосового домена выше температуры Кюри и тем самым разрушал ферромагнитную среду в этой области, что эквивалентно возникновению смешанной магнитной структуры: цилиндрического домена внутри полосового домена. Эта смешанная нестационарная структура эволюционировала с течением времени по мере нагрева новых областей пленки, увеличивая радиус эффективного цилиндрического домена, что создавало неоднородное магнитостатическое поле рассеяния. Далее, магнитное поле вызывает неупорядоченное движение различных участков доменных границ и приводит к искажению исходной полосовой доменной структуры, к увеличению изгиба доменных границ полосового домена. Спустя некоторое время при уменьшении температуры перегретой области происходил обратный процесс уменьшения искривления формы полосового домена и восстановление равновесной полосовой структуры [4, 5]. Несмотря на то что результаты экспериментов [4, 5] количественно и качественно хорошо согласуются с модельными представлениями [6] об эффективном возникновении под действием сфокусированного лазерного импульса смешанной доменной структуры, непосредственно существование данной структуры в работах [4, 5] не было выявлено.

*E-mail: polyakov@magnetic.phys.msu.su

В данной работе показана (экспериментально и теоретически) возможность существования квазиравновесной смешанной доменной структуры, представляющей собой систему полосовых доменов и ЦМД, причем эта структура устойчива и может существовать бесконечно долго. Построенная аналитическая теория, описывающая данную смешанную структуру, хорошо согласуется с экспериментальными результатами, приведенными в этой работе.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Цель проводимого эксперимента — получить конкретную смешанную доменную структуру, состоящую из ориентированной полосовой структуры и расположенного внутри полосового домена одного ЦМД. Смешанная доменная структура иного типа рассматривалась в работе [1]. В ней были представлены результаты исследования процессов намагничивания эпитаксиальных пленок феррит-гранатов с ориентацией (210) и диаграмма фазовых состояний квазиодноосных магнитных пленок, ось легкого намагничивания которых отклонена от нормали к поверхности пленки. К основным магнитным состояниям относились однодоменное состояние, ориентированная полосовая структура и решетка наклонных ЦМД гексагонального типа. При определенных значениях свободной энергии в этих пленках с ромбической анизотропией реализуется совокупность магнитных структур, состоящих из наклонных ЦМД, гантелевидных доменов и полосовых доменов с единым согласованным периодом. Однако эти структуры были локализованы в различных областях магнитной пленки.

В настоящей работе для экспериментального обнаружения смешанной статической доменной конфигурации использовалась пленка состава $(\text{Bi}_{0.7}\text{Lu}_{0.3})_3(\text{Fe}_{0.8}\text{Ga}_{0.2})_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (210). Для эксперимента был выбран образец со следующими параметрами: толщина пленки $h \approx 13$ мкм, угол наклона оси легкого намагничивания $\theta \approx 30^\circ$, намагниченность насыщения $4\pi M_s \approx 60$ Гс, безразмерный параметр затухания Гильберта $\alpha \approx 0.01$ (безразмерный параметр затухания определялся по ширине линии ферромагнитного резонанса), поле ромбической анизотропии $H \approx 1400$ Э. Образец был изготовлен в лаборатории А. М. Балбашова МЭИ.

Наблюдение магнитной структуры осуществлялось в белом свете на поляризационном микроскопе с помощью эффекта Фарадея при амплитудном контрасте. Для создания магнитного поля смещения H_b , перпендикулярного поверхности образца,

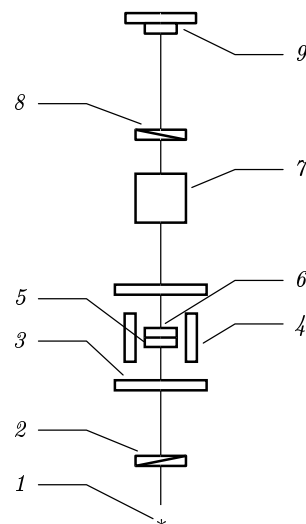


Рис. 1. Схема наблюдения: 1 — источник света, 2 — поляризатор, 3 — катушки поля смещения H_b , 4 — катушки плоскостного поля H_x , 5 — образец, 6 — катушка импульсного поля H_z , 7 — объектив микроскопа, 8 — анализатор, 9 — фотоаппарат

использовались катушки Гельмгольца. Плоскостное импульсное поле также создавалось с помощью катушек Гельмгольца. Импульсное магнитное поле H_z , перпендикулярное поверхности пленки, создавалось плоской катушкой. Минимальная длительность нарастания и убывания импульса составляла соответственно 7 нс и 40 нс. Образец помещался в центр катушек. Для импульсного воздействия использовался генератор Г5-67. В качестве источника синусоидальных сигналов использовался генератор Г3-33. Схема наблюдения магнитной структуры приведена на рис. 1.

В работе [1] указывалось на возможность управления доменной структурой данного типа пленок и магнитным полем, направленным перпендикулярно поверхности пленки, и плоскостным полем.

Заданное магнитное состояние достигалось воздействием только магнитного поля при учете особенностей поведения полосовых динамических доменов при намагничивании. В начале эксперимента образец находился в размагниченном состоянии и имел полосовую доменную структуру. Затем прикладывалось поле смещения $H_b = 15$ Э. После уменьшения ширины полосовых доменов с ориентацией вектора намагниченности противоположно направлению внешнего поля образец подвергался воздействию пяти одиночных прямоугольных импульсов магнитного поля H_z с минимальной длительностью нараста-

Рис. 2. Цилиндрический магнитный домен в полосовой доменной структуре

ния и убывания импульса. Амплитуда импульсного поля $H_z = 5$ Э, длительность импульсов 7 мкс. После описанного воздействия в пленке наблюдались ЦМД. Затем прикладывались одиночные импульсы магнитного поля H_x , направленного вдоль проекции оси легкого намагничивания на плоскость пленки. Импульсы треугольной формы с длительностью нарастания и убывания импульса 10 мкс и с амплитудой $H_x = 7$ Э способствовали «прорастанию» ЦМД в полосовые домены. Однако прорастанию некоторых ЦМД в полосовой домен мешало наличие соседних, несколько ранее проросших из ЦМД, полосовых доменов. В результате воздействия тех же одиночных импульсов проросли все, кроме одного ЦМД. Таким образом, была создана структура из полосовых доменов и одного ЦМД. Далее, величина поля смещения уменьшалась до $H_b = 6$ Э. При этом созданная структура сохранялась.

Затем подавалась серия синусоидальных импульсов поля, перпендикулярного поверхности пленки, с частотой 30 Гц, и при уменьшении амплитуды от 1 Э до нуля получалась окончательная конфигурация доменов. Поскольку пленки исследуемого типа могут иметь большие времена установления состояния после внешнего воздействия, фотографирование созданной структуры проводилось через промежутки времени, необходимый для возникновения устойчивой доменной конфигурации. На рис. 2 приведена фотография полученной смешанной домен-

ной структуры. Ширина полосового домена (на рисунке этот домен темный), в котором дислоцируется ЦМД, равна 16 мкм. Средний радиус ЦМД составляет 6.75 мкм.

Расположенный внутри полосового домена ЦМД создает изгиб доменных стенок. Доменная структура является устойчивой, величина прогиба сохраняется в течение всего времени наблюдения, которое составляет более восьми часов. Известно, что пленки данного типа при наличии в исходном состоянии полосовой доменной структуры сохраняют ее и при небольших вариациях внешних условий, при этом сохраняется и период полосовой структуры [7]. Исследуемая магнитная структура также оказалась устойчивой к небольшим изменениям внешних магнитных полей. Поскольку рассматриваемая конфигурация получена без локальных изменений параметров пленки, устойчивость ее определена магнито-статическими полями. Величина изгиба находится в хорошем соответствии с теоретическими расчетами, приведенными в данной работе.

3. ТЕОРИЯ СМЕШАННОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ

Для описания смешанной доменной структуры будем исходить из общих представлений микромагнетизма. Для простоты рассмотрения ограничимся одним полосовым доменом с цилиндрическим маг-

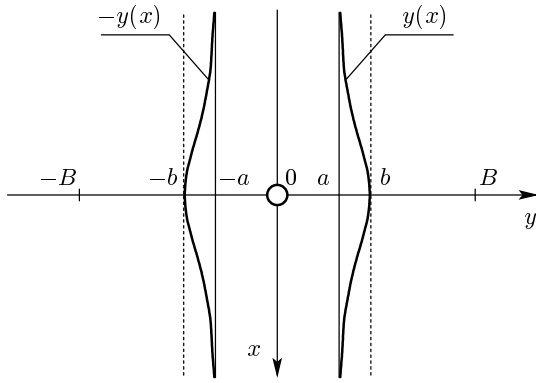


Рис. 3. Изолированный полосовой домен с цилиндрическим магнитным доменом в центре (вид сверху)

нитным доменом внутри. Такое ограничение оправдано тем, что, как видно из эксперимента, влияние следующих полосовых доменов несущественно. Указанное допущение позволяет построить в этом случае аналитическое решение данной смешанной доменной структуры.

Рассмотрим изолированный полосовой домен при наличии внутри него цилиндрического магнитного домена радиуса R . На рис. 3 изображен изолированный полосовой домен шириной $w = 2a$, расположенный вдоль координатной оси x в бесконечной пленке толщиной h . Координатная ось z направлена перпендикулярно плоскости пленки, а ось y — перпендикулярно доменной стенке. Начало системы координат помещено в центр цилиндрического домена. Магнитостатическое поле рассеяния цилиндрического домена искажает форму полосового домена и приводит к зависимости его ширины от координаты x .

Пусть функция $y(x)$ описывает изгиб доменной стенки полосового домена. Тогда магнитостатическую энергию, рассматриваемую как функционал от неизвестной функции $y(x)$, можно представить в виде

$$W = W_1 + W_2 + W_3 + W_4 + W_5. \quad (1)$$

Рассмотрим члены функционала (1):

$$W_1 = -8\sigma^2 \int_{-A}^A dx \int_a^{y(x)} dy \int_{-A}^A dx' \int_{y(x')}^b dy' H(x, y, x', y') -$$

$$- 8\sigma^2 \int_{-A}^A dx \int_a^{y(x)} dy \int_{-A}^A dx' \int_{-b}^{-y(x')} dy' H(x, y, x', y')$$

— изменение магнитостатической энергии, обусловленное искривлением доменных границ в двух пря-

молинейных полосах, обрамляющих изогнутые доменные границы и параллельных оси x , а также изменение энергии взаимодействия магнитных зарядов между поверхностными зарядами выделенных полос, обусловленное искривлением доменных границ. Здесь b — максимальное значение функции $y(x)$, описывающей форму искажения доменной границы полосового домена вследствие магнитостатического поля рассеяния цилиндрического домена, σ — поверхностная плотность магнитостатических зарядов, равная нормальной составляющей вектора намагниченности, A — параметр регуляризации,

$$H(x, y, x', y') = \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} -$$

$$- \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + h^2}},$$

$$W_2 = -4\sigma^2 \int_{-R}^R dx_1 \int_{-\sqrt{R^2-x_1^2}}^{\sqrt{R^2-x_1^2}} dx_2 \times$$

$$\times \left[\int_{-A}^A dx \int_a^{y(x)} dy \tilde{H}(x, x_1, y, x_2) - \int_{-A}^A dx \int_{y(x)}^b dy \tilde{H}(x, x_1, y, x_2) \right]$$

— энергия взаимодействия магнитных зарядов цилиндрического домена с наведенными за счет изгиба доменных границ поверхностными магнитными зарядами полосового домена (здесь и далее искажением формы самого цилиндрического домена пренебрегается), где

$$\tilde{H}(x, x_1, y, x_2) = \frac{1}{\sqrt{(x-x_1)^2 + (y-x_2)^2}} -$$

$$- \frac{1}{\sqrt{(x-x_1)^2 + (y-x_2)^2 + h^2}},$$

$$W_3 = 8\sigma^2 \int_{-A}^A dx \int_{-a}^a dy \int_{-A}^A dx' \int_a^{y(x')} dy' H(x, y, x', y') -$$

$$- 8\sigma^2 \int_{-A}^A dx \int_b^B dy \int_{-A}^A dx' \int_a^{y(x')} dy' H(x, y, x', y') -$$

$$- 8\sigma^2 \int_{-A}^A dx \int_{-B}^{-b} dy \int_{-A}^A dx' \int_a^{y(x')} dy' H(x, y, x', y')$$

— изменение магнитостатической энергии взаимодействия верхней и нижней поверхностей неискривленного полосового домена с прилегающими к ним

прямолинейными полосками, обрамляющими изогнутые доменные границы и параллельные оси x , а также изменение энергии взаимодействия прямолинейных полубесконечных плоскостей с полосками, обрамляющими изогнутые доменные границы полового домена, где B — параметр регуляризации,

$$W_4 = 2\sigma^2 \int_{-R}^R dx_1 \int_{-\sqrt{R^2-x_1^2}}^{\sqrt{R^2-x_1^2}} dx_2 \times$$

$$\times \left[2 \int_{-A}^A dx \int_b^B dy \tilde{H}(x, x_1, y, x_2) - \right.$$

$$- \int_{-A}^{-R} dx \int_{-a}^a dy \tilde{H}(x, x_1, y, x_2) -$$

$$- \int_{-R}^R dx \int_{-a}^{-\sqrt{R^2-x_1^2}} dy \tilde{H}(x, x_1, y, x_2) -$$

$$- \left. \int_{-R}^R dx \int_{\sqrt{R^2-x_1^2}}^a dy \tilde{H}(x, x_1, y, x_2) - \int_R^A dx \int_a^{-a} dy \tilde{H}(x, x_1, y, x_2) \right]$$

— энергия взаимодействия магнитных зарядов цилиндрического домена с поверхностными зарядами верхней и нижней частей неискривленного полосового домена и с полубесконечными плоскостями, ограничивающими изолированный полосовой домен в тонкой ферромагнитной пленке,

$$W_5 = 2\sigma h H_z \int_{-A}^A dx \left(\int_{-y(x)}^{-a} dy + \int_a^{y(x)} dy \right) + \text{const}$$

— изменение магнитостатической энергии полосового домена во внешнем магнитном поле смещения, где H_z — магнитное поле, параллельное оси z , const — члены, не зависящие от изгиба доменной границы.

Вычисляя вариационную производную функционала изменения магнитостатической энергии (1) и приравнявая ее нулю, получаем нелинейное функциональное интегральное уравнение для функции

$y(x)$, которое при относительно малых искривлениях доменных границ можно линеаризовать. Раскладывая функцию $y(x)$ в пределах интегрирования в ряд относительно точек a и b , имеем уравнение

$$\int_{-A}^A dx' [P_1(x') + P_2(x')] (y(x') - a) - (y(x') - a) f =$$

$$= \int_{-R}^R dx_1 \int_{-\sqrt{R^2-x_1^2}}^{\sqrt{R^2-x_1^2}} dx_2 \times$$

$$\times \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x_1)^2 + (a-x_2)^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x-x_1)^2 + (a-x_2)^2 + h^2}} \right), \quad (2)$$

где $\psi = b - a$, $\nu = b + a$, $f = 4 \ln(1 + h^2/4a^2)$,

$$P_1(x') = \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + \psi^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + \psi^2 + h^2}},$$

$$P_2(x') = \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + \nu^2}} + \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + \nu^2 + h^2}}.$$

Уравнение (2) является линейным интегральным уравнением типа свертки и может быть решено методом преобразования Фурье [8]. Проводя косинус-преобразование Фурье уравнения (2), получим

$$\left\{ K_0(y\psi) - K_0\left(y\sqrt{\psi^2 + h^2}\right) + \right.$$

$$\left. + K_0(y\nu) - K_0\left(y\sqrt{\nu^2 + h^2}\right) + f \right\} (\tilde{y}(x') - a) =$$

$$= \int_0^\infty dx' \int_{-R}^R dx_1 \int_{-\sqrt{R^2-x_1^2}}^{\sqrt{R^2-x_1^2}} dx_2 \times$$

$$\times \left(\frac{1}{\sqrt{(x'-x_1)^2 + (a-x_2)^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x'-x_1)^2 + (a-x_2)^2 + h^2}} \right) \cos(x'y), \quad (3)$$

где $(\tilde{y}(x') - a)$ — фурье-образ функции $(y(x') - a)$.

Решая алгебраическое уравнение (3) и выполняя обратное преобразование Фурье, для деформации доменной границы, обусловленной воздействием магнитостатического поля рассеяния цилиндрического домена, получим следующее выражение:

$$y(x) = a + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty \frac{N(y) \cos(xy) dy}{K_0(y\psi) - K_0\left(y\sqrt{\psi^2 + h^2}\right) + K_0(y\nu) - K_0\left(y\sqrt{\nu^2 + h^2}\right) + f}, \quad (4)$$

где

$$N(y) = \int_0^\infty dx' \int_{-R}^R dx_1 \times \\ \times \int_{-\sqrt{R^2-x_1^2}}^{\sqrt{R^2-x_1^2}} dx_2 [P(x', x_1, x_2)] \cos(x'y),$$

$$P(x', x_1, x_2) = \frac{1}{\sqrt{(x' - x_1)^2 + (a - x_2)^2}} - \\ - \frac{1}{\sqrt{(x' - x_1)^2 + (a - x_2)^2 + h^2}}.$$

В полученном решении (4) для малых изгибов доменной границы знаменатель в подынтегральном выражении можно считать постоянной величиной, соответствующей разложению функции Макдональда $K_0(y)$ при малых значениях аргумента [9]. В результате получим следующее аналитическое решение для функции $y(x)$, описывающей форму искажения доменной границы изолированного полосового домена магнитостатическим полем цилиндрического домена:

$$y(x) = a + \left\{ \ln \frac{h}{b-a} + \ln \frac{\sqrt{(b+a)^2 + h^2}}{b+a} + f \right\}^{-1} \times \\ \times \int_{-R}^R dx_1 \int_{-\sqrt{R^2-x_1^2}}^{\sqrt{R^2-x_1^2}} dx_2 \times \\ \times \left[\frac{1}{\sqrt{(x-x_1)^2 + (a-x_2)^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x-x_1)^2 + (a-x_2)^2 + h^2}} \right]. \quad (5)$$

Подставляя в уравнение (5) значение $x = 0$, получим уравнение для определения величины максимального изгиба b доменной границы полосового домена. Таким образом, развитая теория решает поставленную задачу.

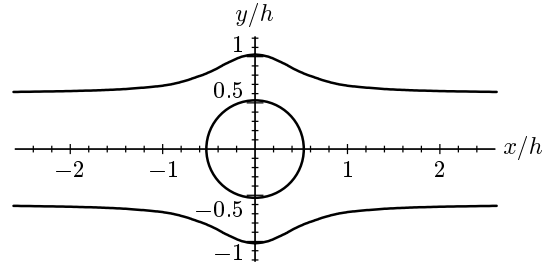


Рис. 4. Форма полосовой доменной структуры при наличии цилиндрического магнитного домена в тонкой ферромагнитной пленке

4. ВЫВОДЫ И СРАВНЕНИЯ С ИМЕЮЩИМИСЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ

Сравнение формы изгиба доменной границы полосового домена, полученного в эксперименте рис. 2, с теоретической кривой рис. 4, вычисленной на основании приведенной выше теории, дает хорошее соответствие эксперимента и теории и показывает, что данная теоретическая модель пригодна для описания поведения квазиравновесной смешанной конфигурации магнитных доменов (полосовых доменов и ЦМД).

Теоретический расчет величины максимального изгиба доменной границы полосового домена по формуле (4) на рис. 4 при параметрах, соответствующих экспериментальным данным ($w = 16$ мкм — ширина полосового домена, $h = 13$ мкм — толщина магнитной пленки, $R = 6.75$ мкм — средний радиус ЦМД), дает значение 5.1 мкм. Максимальное значение величины изгиба доменной границы полосового домена, полученное в эксперименте для этих параметров, составило 3.9 мкм. Таким образом, значение, вычисленное по формуле (4), находится в хорошем соответствии с полученной экспериментально величиной изгиба доменной границы полосового домена, обусловленного влиянием поля рассеяния цилиндрического домена.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1992).
2. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).

3. А. Эшенфельдер, *Физика и техника цилиндрических магнитных доменов*, Мир, Москва (1983).
4. А. С. Логгинов, А. В. Николаев, В. Н. Онищук, П. А. Поляков, *Письма в ЖЭТФ* **66**, 398 (1997).
5. А. С. Логгинов, А. В. Николаев, Е. П. Николаева, В. Н. Онищук, *ЖЭТФ* **117**, 571 (2000).
6. М. Л. Акимов, Ю. В. Болтасова, П. А. Поляков, *Радиотехн. и электрон.* **46**, 504 (2001).
7. Е. Н. Ильичева, А. В. Клушина, Н. Н. Усманов, Н. Б. Широкова, А. Г. Шишков, *Вестник МГУ, серия 3, «Физика, астрономия»* **35**, 59 (1994).
8. Г. Бейтмен, А. Эрдейи, *Таблицы интегральных преобразований*, Наука, Москва (1969).
9. М. Абрамовиц, И. Стиган, *Справочник по специальным функциям*, Наука, Москва (1979).