

## ПОЛИМОРФИЗМ БИПЕРИОДИЧЕСКИХ ПОЛОСОВЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР

Г.В.Арзамасцева, Ф.В.Лисовский<sup>1)</sup>, Е.Г.Мансветова

Институт радиотехники и электроники РАН

141120 Фрязино, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 9 апреля 1998 г.

Обнаружено индуцируемое магнитным полем явление полиморфизма бипериодических полосовых доменных структур пленок с положительной константой анизотропии и с осью легкого намагничивания, параллельной нормали к поверхности. Выполнена симметричная классификация наблюдаемых типов доменных структур и определен вид диаграммы состояний пленок на плоскости  $(H_{\perp}, H_{\parallel})$ , где  $H_{\perp}$  и  $H_{\parallel}$  – компоненты вектора напряженности магнитного поля, перпендикулярные и параллельные нормали к поверхности.

PACS: 75.70.Kw

Известно, что в одноосных пленках магнетиков с положительной константой анизотропии  $\beta_u$  и с осью легкого намагничивания (ОЛН) вдоль нормали  $\mathbf{n}$  к поверхности (далее – ось  $z$ ) в определенном интервале изменения толщины  $L_{cr}^* < L < L_{cr}^{(1)}$ , где  $L_{cr}^*$  и  $L_{cr}^{(1)}$  – некоторые критические значения, в исходной равновесной полосовой доменной структуре (ДС) наблюдаются приповерхностные квазигармонические искажения профиля доменных границ (ДГ), в результате чего распределение вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  становится бипериодическим (см., например, [1–6]). Подобные структуры вплоть до настоящего времени оставались практически не исследованными.

Нами были изучены ДС одноосных пленок магнитных гранатов состава  $\text{Lu}_{2,1}\text{Bi}_{0,9}\text{Fe}_{5-x}\text{Mg}_x\text{O}_{12}$  ( $x = 0 \div 0.17$ ) толщиной  $L = 1 \div 40$  мкм, выращенных методом жидкофазной эпитаксии (с использованием растворителей  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  или  $\text{PbO} - \text{Bi}_2\text{O}_3$ ) на подложках из  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  с (111)-ориентацией. Режим роста был аналогичен использованному авторами работ [7, 8]. Температура Нееля  $T_N$  пленок была равна 560 К, намагниченность насыщения  $4\pi M$  составляла 1800 Гс. Для намагничивания образцов до насыщения при  $T = 293$  К полями вдоль ( $H_{\parallel} = H_z$ ) и перпендикулярно ( $H_{\perp} = H_y$ ) нормали  $\mathbf{n}$  к поверхности требовались напряженности  $H_{\parallel}^* = (1500 \div 1750)$  Э и  $H_{\perp}^* = (25 \div 500)$  Э, соответственно. Необходимые поля создавались электромагнитом с двумя парами ортогонально расположенных катушек. Значения константы одноосной анизотропии исследуемых пленок при комнатной температуре находились в пределах  $0.72 \div 0.98$ . При  $H_{\perp} = 0$  в пленках толщиной менее 5 мкм существовала простая (монопериодическая) полосовая ДС с ровными (немодулированными) ДГ, а в более толстых пленках – бипериодическая полосовая ДС с синфазной гармонической приповерхностной модуляцией распределения вектора  $\mathbf{M}$  во всех ДГ.

Эксперименты проводились при  $T = 293$  К,  $H_{\perp} = \text{var}$  и  $H_{\parallel} = \text{const}$ . При выбранном значении  $H_{\parallel}$  устанавливалось насыщающее значение напряженности поля  $H_{\perp} > H_{\perp}^*$ , затем ток в соответствующей паре катушек электромагнита плавно

<sup>1)</sup> e-mail: lisl@dataforce.net

уменьшался до нуля, изменялась полярность тока и пленка опять переводилась в состояние магнитного насыщения полем  $H_{\perp}$  противоположного исходному направлению. После этого все наблюдения повторялись для восходящей ветви петли гистерезиса. Во всей области существования простых и бипериодических ДС последние были хорошо упорядочены, но содержали дефекты типа свободных и связанных магнитных дислокаций, то есть состояние магнетика соответствовало жидкокристаллической фазе или фазе Березинского – Костерлица – Таулиса [9].

При индуцируемом магнитным полем  $H_{\perp}$  фазовом переходе (ФП) из однородно намагниченного состояния в фазу с простой полосовой ДС с периодом  $d$  границы между доменами ориентировались параллельно вектору  $H_{\perp}$ , то есть характеризовались вектором обратной решетки  $\mathbf{b}_1 = (2\pi/d)\mathbf{e}_x$ . Для описания бипериодических ДС, помимо  $d$ , необходимо использовать еще два параметра:  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$  (в общем случае  $\Lambda_1 \neq \Lambda_2$ ), равные соответственно периодам поверхностной модуляции профиля ДГ на границах раздела пленки со свободным пространством и с подложкой. Пространство векторов обратной решетки при этом становится двумерным, причем  $\mathbf{b}_{2i} = (2\pi/\Lambda_i)\mathbf{e}_y$ , где  $i = 1, 2$ .

Распределение намагниченности в ДС любого типа было неоднородным как по толщине, так и в развитых плоскостях пленок. Наблюдения за поведением ДС показали, что область существования бипериодических структур на диаграмме состояний в координатах  $(H_{\perp}, H_{\parallel})$  всегда располагается внутри области устойчивости простых полосовых ДС<sup>2)</sup>. В зависимости от предыстории и значений компонент напряженности поля  $(H_{\perp}, H_{\parallel})$  реализуется несколько типов бипериодических ДС, которые поддаются симметричной классификации.

Типичный вид диаграммы состояний для одной из исследованных пленок (№1) толщиной 16 мкм приведен на рис. 1. Кривые ФП 1-го и 2-го родов показаны соответственно сплошными и штриховыми линиями, границы потери устойчивости – штрих-пунктиром, римскими цифрами обозначены различные устойчивые состояния пленки (I – однородно намагниченные состояния, II – простые полосовые ДС, III – VI – бипериодические полосовые ДС). На рис. 1 для состояний III–VI схематически изображены также результаты симметричной классификации, а именно: мотивообразующие элементы (в виде черно-белых фигур, оконтуренных жирной сплошной линией), доменные границы (штриховые линии) и прямоугольные ячейки Браве (тонкие сплошные линии). Вспомогательные пунктирные линии использованы с целью акцентирования отдельных операций симметрии. Черно-белое представление мотивообразующих элементов символически отображает неоднородное распределение вектора  $\mathbf{M}$  на любой из двух поверхностей пленки (или в любой параллельной им плоскости): черными показаны области с одним знаком проекции  $M_z$  (при любой величине последней), белыми – области с противоположным знаком  $M_z$ , а штриховые линии (ДГ) соответствуют множеству точек, где  $M_z = 0$ . В рамках принятой символики симметрия реализуемых бипериодических ДС описывается одной из шести двумерных пространственных групп прямоугольной сингонии с примитивной ( $Pam2$ ,  $Pa$ ,  $Pmm2$ ,  $Pm$ ) или центрированной ( $Cmm2$ ,  $Cm$ ) ячейкой Браве. Структу-

<sup>2)</sup> Если толщина пленок  $L \rightarrow L_{cr}^* + 0 \simeq 5$  мкм, то область существования доменов с модулированным профилем ДГ стягивается в точку, а амплитуда гармонических искажений профиля ДГ монотонно стремится к нулю.

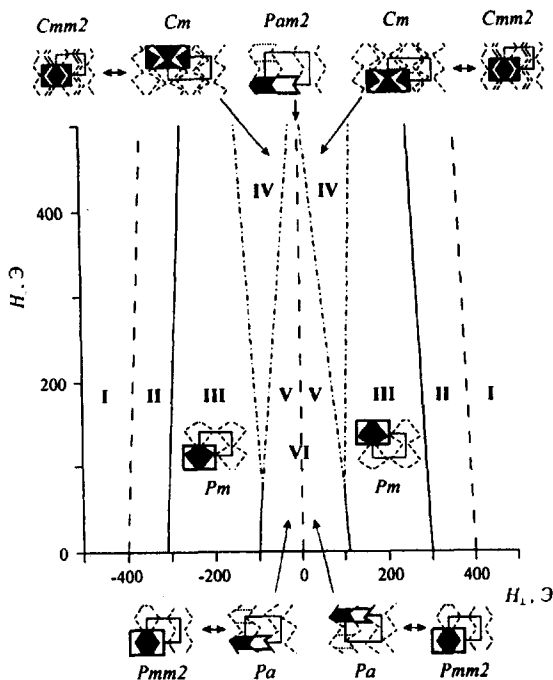


Рис.1. Диаграмма состояний пленки №1 толщины 16 мкм на плоскости  $(H_{\perp}, H_{\parallel})$

ры с симметрией  $Pa$ ,  $Pm$  и  $Cm$  могут существовать в дуальных модификациях, соответствующих двум антипараллельным направлениям вектора  $H_{\perp}$ .

Простейшей является симметричная синфазная бипериодическая ДС (рис.2a) с симметрией, описываемой пространственной группой  $Pam2$ , реализующаяся при  $H_{\perp} = 0$ , то есть в области VI на рис. 1. Любое сколь угодно малое поле  $H_{\perp}$  переводит такую структуру путем ФП 2-го рода в одну из двух модификаций несимметричной синфазной бипериодической ДС (рис.2b) с симметрией  $Pa$ , существующих в областях V на рис. 1. Дальнейшее увеличение напряженности поля  $H_{\perp}$  приводит (при  $H_{\parallel} < H_{\parallel}^{(cr)} \simeq 70$  Э) к трансформации таких структур в несимметричные<sup>3)</sup> противофазные бипериодические ДС (рис.2c) с симметрией  $Pm$ , существующие в областях III на рис. 1. С ростом  $H_{\perp}$  такие структуры переходят (ФП 1-го рода) в простые полосовые (области II на рис. 1).

При  $H_{\parallel} > H_{\parallel}^{(cr)}$  в цепочке ФП появляются новые звенья, а именно: трансформация противофазных бипериодических ДС в синфазные бипериодические при изменении  $H_{\perp}$  осуществляется через "буферные" ДС (рис.2d) с симметрией  $Cm$ , существующие в областях IV на рис. 1. Эти структуры, представляющие собой последовательность чередующихся участков синфазных и противофазных бипериодических ДС и обладающие удвоенным по отношению к соседним фазам периодом  $d' = 2d$ , можно назвать двойными зеркально-симметричными бипериодическими ДС. Если область

<sup>3)</sup> Симметричные модификации противофазных ДС могут существовать только при  $H_{\perp} = 0$ . Такая ситуация может реализоваться в достаточно тонких пленках при большой ширине петли гистерезиса для ФП 1-го рода между состояниями с симметрией  $Pm$  и  $Pa$ .

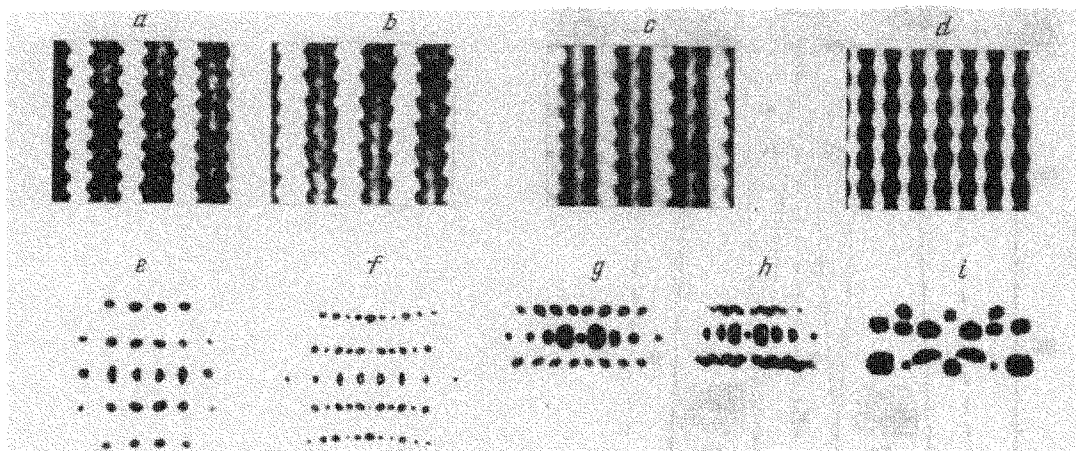


Рис.2. Фотографии некоторых из наблюдаемых ДС (а-д) и соответствующих им дифракционных картин (е-и) для пленки №1

их существования на диаграмме рис. 1 пересекает ось ординат, то при ( $H_{\perp} = 0$ ) они переходят в двойные бисимметричные бипериодические ДС с симметрией  $C_{2mm}$ .

Эволюцию наблюдаемых в эксперименте ДС для пленки №1 при  $H_{\parallel} = 0$  и  $H_{\perp} = var$  иллюстрирует рис. 3. При старте из области с простой полосовой ДС и снижении напряженности поля  $H_{\perp}$  при определенном критическом значении последней на поверхности раздела пленки со свободным пространством скачком происходит формирование противофазной бипериодической ДС (с максимально возможным для данной поверхности периодом модуляции профиля ДГ  $\Lambda_1 = \Lambda_{1max}$ ), которая, судя по виду наблюдаемых дифракционных картин, близка к симметричной. При несколько меньшей напряженности поля аналогичная изгибная неустойчивость ДГ возникает и на границе раздела пленки с подложкой (с минимально возможным для данной поверхности периодом  $\Lambda_2 = \Lambda_{2min} < \Lambda_{1max}$ ). В некоторой области изменения  $H_{\perp}$  обе поверхностные структуры существуют независимо и не влияют друг на друга; периоды модуляции профилей ДГ в обеих структурах  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$  остаются практически постоянными. Затем за счет увеличения глубины проникновения модуляции профилей ДГ между поверхностными бипериодическими структурами возникает связь, которая приводит к трансформации противофазной симметричной бипериодической ДС в одну из дуальных модификаций синфазной несимметричной бипериодической ДС. Кроме того, появляется ярко выраженная полевая зависимость периодов модуляции  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$ , скачкообразное изменение и сближение их значений. Затем достигается полная пространственная синхронизация<sup>4)</sup> квазигармонических искажений профиля на обеих поверхностях пленки ( $\Lambda_1 = \Lambda_2 = \Lambda$ , где  $\Lambda_{1min} < \Lambda < \Lambda_{2max}$ ) и формируется

<sup>4)</sup> В достаточно толстых пленках ( $L \gtrsim 20$  мкм) вообще не происходит формирования единой "синхронизированной" бипериодической ДС: во всем интервале существования наблюдаются две не связанные друг с другом системы ДГ с модулированным профилем, имеющие разные периоды модуляции  $\Lambda_1$  и  $\Lambda_2$ , но один и тот же период полосовых доменов  $d$ .

единая синфазная несимметричная бипериодическая ДС, сохраняющая устойчивость и при  $H_{\perp} = 0$ .

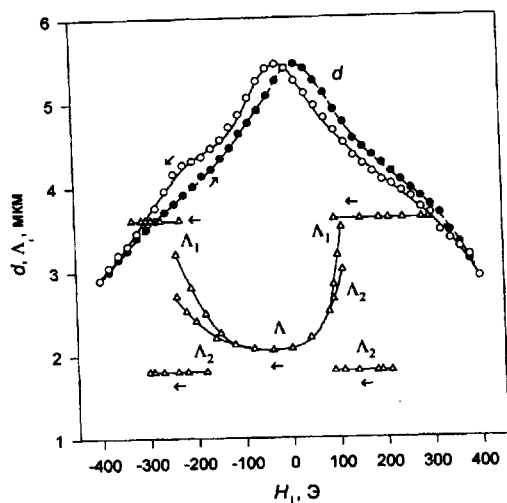


Рис.3. Зависимости геометрических параметров бипериодических полосовых ДС в пленке №1 от напряженности поля  $H_{\perp}$ .

После изменения знака поля и последующего небольшого ( $< 5$  Э) увеличения его напряженности происходило скачкообразное перемагничивание пленки (изменение знака проекции  $M_z$  во всех доменах на первоначальное направление вектора  $H_{\perp}$ ), сопровождающееся переходом исходной синфазной несимметричной бипериодической ДС в дуальную модификацию<sup>5)</sup>. При увеличении напряженности поля  $H_{\perp}$  с противоположным (по отношению к исходному) направлением все процессы протекали сходным образом в обратной последовательности с гистерезисом, характерным для ФП 1-го рода. Процессы зародышеобразования при этом реализовались через магнитные дислокации, которые приносили в исходный доменный массив не только другие значения периодов  $d$  и  $\Lambda$ , но и другую локальную симметрию. Фазовые превращения 2-го рода имели место только для переходов между симметричными и несимметричными модификациями синфазных (группы симметрии  $Pam2$  и  $Pa$ ) и противофазных (группы симметрии  $Pmm2$  и  $Pm$ ) бипериодических ДС, но и они при циклическом изменении поля  $H_{\perp}$  происходили в несовпадающих интервалах для различных направлений изменения поля из-за того, что полевая зависимость периода  $d$  "материнской" полосовой ДС также обладает гистерезисом (см. рис. 3).

Существование различных типов бипериодических ДС подтверждается экспериментами по дифракции света на двумерных доменных массивах. При рассеянии падающего на пленку вдоль оси  $z$  света дифракционные максимумы возникают в направлениях  $\mathbf{k}_{(p,q)} = \mathbf{k} + p\mathbf{b}_1 + q\mathbf{b}_2$ , где  $\mathbf{k}$  – волновой вектор первичного светового пучка,  $p$  и  $q$  – целые числа, а  $\mathbf{b}_1$  и  $\mathbf{b}_2$  – базисные векторы обратной решетки. Симметричный анализ показывает, что при  $\bar{d}_+ = \bar{d}_- = d/2$ , где  $\bar{d}_+$  и  $\bar{d}_-$  – средняя ширина доменов с  $M_z > 0$  и  $M_z < 0$ , соответственно, для синфазных симметричных бипериодических ДС будет наблюдаться гашение максимумов с  $p = 2n$  и любым  $q$  (кроме основного дифракционного максимума), а для противофазных симметричных бипе-

<sup>5)</sup> Обратным снижением напряженности поля  $H_{\perp}$  до нуля несимметричная синфазная бипериодическая ДС трансформировалась в симметричную.

риодических ДС – гашение максимумов с  $p = 2n + 1$  и любым  $q$  (кроме максимумов с  $(p, q) = (\pm 1, 0)$ ). При рассеянии света на бипериодических структурах с удвоением периода направления на дифракционные максимумы определяются соотношениями  $\mathbf{k}_{(p,q)} = \mathbf{k} + p\mathbf{b}'_1 + q\mathbf{b}_2$ , где  $\mathbf{b}'_1 \approx \mathbf{b}_1/2$ , а  $\mathbf{b}_1$  – соответствующий вектор обратной решетки для породившей данную двойную бипериодическую ДС “материнской” синфазной или противофазной структуры. Для бисимметричных двойных бипериодических ДС наблюдается гашение всех дифракционных максимумов с  $p = 2n$  и любым  $q \neq 0$ , где  $|n| \geq 1$ ; для зеркально-симметричных двойных бипериодических структур этого не происходит.

Негативные фотографии наблюдаемых в экспериментах дифракционных картин для пленки №1 приведены на рис.2е – и. Снимки е и f соответствуют симметричной и несимметричной синфазной бипериодической ДС, снимок g – двойной зеркально-симметричной, снимок h – сосуществованию синфазной несимметричной и двойной зеркально-симметричной и снимок i – сосуществованию синфазной несимметричной и противофазной симметричной бипериодической ДС (в последнем случае для устранения засветки заэкранированы центральный дифракционный максимум и нижняя часть дифракционной картины). Вид реально наблюдаемых дифракционных картин хорошо соответствует результатам качественного симметричного анализа.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, код проекта 96-02-16082-а.

- 
1. W.S.Paxton and T.G.Nilan, J. Appl. Phys. **26**, 65 (1955).
  2. Х.Вильямс, Р.Шервуд, в сб.: *Магнитные свойства металлов и сплавов*, пер. с англ., М.: ИЛ, 1961, с. 61.
  3. J.Kaczer and R.Gemperle, Czech. J. Phys. **B11**, 157 (1961).
  4. Г.С.Кандаурова, Изв. ВУЗов, физика **5**, 12 (1964).
  5. Л.С.Палатник, Л.И.Лукашенко, Ю.В.Золотницкий и др., ЖЭТФ **59**, 1177 (1970).
  6. С.Тикадзуми, *Физика ферромагнетизма: Магнитные характеристики и практические применения*, М.: Мир, (1987).
  7. H.Tamada and M.Kaneko, T.Okamoto, J. Appl. Phys. **64**, 554 (1988).
  8. H.Huahui, S. Jan, D.Hanming et al., IEEE Trans. on Magnetics **25**, 3497 (1989).
  9. И.Е.Дикштейн, Ф.В.Лисовский, Е.Г.Мансветова и др., ЖЭТФ **86**, 1473 (1984).