

# АМОРФИЗАЦИЯ БИПЕРИОДИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР В КВАЗИОДНООСНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ

*Г. В. Арзамасцева, М. Г. Евтихов, Ф. В. Лисовский\*, Е. Г. Мансветова, М. П. Темирязева*

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники Российской академии наук  
141190, Фрязино, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 12 февраля 2008 г.

Методами сканирующей магнитно-силовой микроскопии и магнитооптической дифракции изучено поведение бипериодических полосовых доменных структур в квазиодноосных магнитных пленках близкой к критической толщины. Установлено, что в таких пленках не реализуются противофазные и гибридные бипериодические доменные структуры, а фазовые переходы между монопериодическими и синфазными бипериодическими доменными структурами происходят через аморфизованные по расположению приповерхностных искажений профиля доменных границ двумерные доменные массивы.

PACS: 75.70.Kw

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что для одноосных пленок магнетиков с положительной константой анизотропии и с осью легкого намагничивания вдоль нормали  $\mathbf{n}$  (ось  $z$ ) к поверхности существует некоторое критическое значение толщины  $L = L_{cr}$ , такое, что при  $L < L_{cr}$  в пленках существуют простые полосовые (монопериодические) доменные структуры (ДС), а при  $L > L_{cr}$  — бипериодические полосовые ДС (БПДС) с квазигармоническими приповерхностными искажениями профиля границ доменов [1, 2]. Иными словами, при  $L = L_{cr}$  имеет место фазовый переход по толщине, в окрестности которого может наблюдаться разрушение порядка в расположении приповерхностных искажений профиля доменных границ. Возможность аморфизации упорядоченных доменных массивов в одноосных магнитных пленках при спонтанных и ориентационных фазовых переходах второго рода (или первого рода, близких ко второму) была теоретически предсказана и экспериментально подтверждена авторами ранее [3]. Хотя развитая в работе [3] теория допускает обобщение и на случай фазовых переходов по толщине пленок, экспериментальные доказательства разрушения поряд-

ка для данного случая вплоть до настоящего времени получены не были. Этот факт подтверждает актуальность исследований, о которых идет речь в настоящей работе.

В «закритических» пленках толщиной, значительно превышающей критическое значение ( $L = L_{cr} + \delta L$ , где  $\delta L \sim L_{cr}$ ), в зависимости от направления и напряженности внешнего магнитного поля  $\mathbf{H} = H_{\perp} \mathbf{e}_{\perp} + H_{\parallel} \mathbf{e}_z$  могут реализоваться три типа БПДС: синфазные, гибридные и противофазные [4–6]. В отсутствие магнитного поля устойчивыми являются синфазные бипериодические ДС. В присутствии направленного вдоль доменной границы поля  $H_{\perp}$  при постепенном увеличении напряженности последнего в определенной области изменения  $H_{\parallel}$  имеет место следующая цепочка фазовых переходов: синфазные БПДС  $\rightarrow$  гибридные БПДС  $\rightarrow$  противофазные БПДС  $\rightarrow$  монопериодические ДС  $\rightarrow$  однородно намагниченное состояние. При уменьшении напряженности поля переходы происходят в обратном порядке с небольшим гистерезисом [4–6]. При наличии заметной кубической компоненты магнитной анизотропии переход из синфазных БПДС в монопериодическую ДС в общем случае происходит через низкосимметричные структуры, обладающие косоугольной элементарной ячейкой [6].

\*E-mail: lisf@rambler.ru

В данной работе приведены результаты исследования процессов перемагничивания магнитных пленок толщиной, близкой к критической ( $L = L_{cr} + \delta L$ , где  $\delta L \ll L_{cr}$ ), методами сканирующей магнитно-силовой микроскопии и магнитооптической дифракции. В тех случаях, когда интенсивность дифракционных максимумов была настолько малой, что их непосредственное наблюдение было затруднено, использовался метод компьютерного моделирования дифракции с использованием изображений ДС, полученных с помощью магнитно-силового микроскопа.

## 2. ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Объектами исследования являлись квазиодноосные пленки магнитных гранатов состава  $\text{Lu}_2\text{BiFe}_{5-x}\text{Mg}_x\text{O}_{12}$  ( $x = 0-0.17$ ) (тип 1), и  $\text{Lu}_2\text{BiFe}_5\text{O}_{12}$  (тип 2), выращенные методом жидкофазной эпитаксии из расплавов соответственно  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  и  $\text{PbO-Bi}_2\text{O}_3$  на подложках из  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  с (111)-ориентацией, для которых критическое значение толщины при  $T = 293$  К составляло примерно  $4$  мкм<sup>1</sup>). Значение  $L_{cr}$  зависело от температуры, возрастая при увеличении последней, что давало возможность для одной и той же пленки реализовать (путем соответствующего выбора толщины и рабочей температуры) условия  $L < L_{cr}$ ,  $L \approx L_{cr}$  и  $L > L_{cr}$ .

Температуры Нееля  $T_N$  пленок были равны  $590-600$  К, намагниченность насыщения  $4\pi M_s$  при  $T = 293$  К составляла  $1800$  Гс. Значения нормированной константы одноосной анизотропии  $\beta_u = K_u/2\pi M_s^2$  исследуемых пленок при комнатной температуре находились в пределах от  $0.88$  до  $0.98$  для пленок типа 1 и от  $0.72$  до  $0.83$  для пленок типа 2. В пленках типа 2 кубическая анизотропия, характеризующая константой  $K_c$ , была очень мала ( $K_c \ll K_u$ ) и приводила лишь к незначительной асимметрии диаграммы состояний на плоскости  $(H_\perp, H_\parallel)$  относительно оси ординат; в пленках типа 1 кубическая анизотропия была сопоставима с одноосной, в связи с чем асимметрия диаграм-

мы состояний в общем случае была довольно значительной.

Исследуемые пленки из-за высокого содержания висмута имели достаточно большое удельное фарадеевское вращение  $\vartheta_F \approx 2$  град/мкм, что давало возможность визуально наблюдать ДС в режиме «на просвет» с помощью обычного поляризационного микроскопа. Этот способ, однако, в тонких ( $L \approx L_{cr}$ ) пленках дает лишь приближенное представление о фазовых переходах между различными ДС из-за малого пространственного разрешения и невысокой контрастности изображения приповерхностных искажений профиля доменных границ. Тем не менее метод поляризационной микроскопии оказывается полезным для оперативного контроля за степенью упорядоченности системы полосовых доменов и для определения ориентации последних относительно опорного направления в плоскости пленки.

Эксперименты по наблюдению магнитооптической дифракции на ДС проводились в режиме «на просвет» при нормальном падении света на образцы. Использовался гелий-неоновый лазер ( $\lambda = 0.63$  мкм) с угловой расходимостью луча около  $1$  мрад и диаметром луча примерно  $1$  мм (подробное описание методики см. в работе [7]).

Если контраст дифракционных картин был недостаточным для визуального наблюдения или фотографирования, применялся метод компьютерного моделирования дифракции, использующий двумерное фурье-преобразование изображений ДС (фотографических или полученных с помощью магнитно-силового микроскопа). Предварительно выбранное изображение программными методами преобразовывалось к черно-белому виду (без градаций черного), после чего производилось выделение доменных границ в виде тонких черных линий. Затем прямоугольный фрагмент изображения аппроксимировался сеточной функцией на равномерной сетке с числом узлов  $2^n \times 2^n$ . Значение  $n$  должно быть достаточно большим, для того чтобы гарантировать адекватную аппроксимацию доменных границ на участках с минимальным радиусом кривизны. Далее для оцифрованного таким образом изображения границ вычислялись амплитуды фурье-компонент.

Использование описанной методики предварительной обработки изображений позволяло усилить в дифракционной картине максимумы, обусловленные наличием искажений профиля доменных границ, и, соответственно, ослабить максимумы, обусловленные наличием регулярного массива полосовых доменов. При графическом отображении ре-

<sup>1</sup>) Вплоть до настоящего времени попытки установить аналитическую зависимость  $L_{cr}$  от параметров пленки (намагниченности насыщения, констант анизотропии, константы неоднородного обменного взаимодействия и др.) к успеху не привели. Анализ имеющихся экспериментальных данных показывает, что критическая толщина возрастает при увеличении константы одноосной анизотропии и уменьшении намагниченности насыщения.

зультатов двумерного фурье-анализа на плоскости векторов обратной решетки амплитуды фурье-компонент представлялись черными кругами, радиус которых был пропорционален амплитуде. Такое представление облегчало сопоставление модельных дифракционных картин с реальными картинками, получаемыми методом магнитооптической дифракции.

Программа компьютерного моделирования дифракции была опробована на тестовых объектах, в качестве которых выбирались простые (монопериодические) и бипериодические полосовые ДС, существующие в пленках, толщина которых позволяла наблюдать дифракцию при нормальном падении света на образец непосредственно в эксперименте. Полученные в ходе моделирования дифрактограммы сопоставлялись как с экспериментально наблюдаемыми в пленках различной толщины дифракционными картинками, так и с результатами теоретического расчета [7]. Наблюдалось хорошее соответствие модельных, экспериментальных и теоретических дифракционных картин, свидетельствующее о том, что приводимые далее данные компьютерного моделирования являются достаточно надежными.

В экспериментах с использованием поляризационной микроскопии и магнитооптической дифракции для создания магнитных полей  $H_{\perp}$  и  $H_{\parallel}$  с максимальной напряженностью соответственно 500 и 600 Э применялся электромагнит с двумя парами ортогонально расположенных катушек.

Определение распределения  $z$ -компоненты вектора намагниченности на поверхности пленок с помощью магнитно-силового микроскопа проводилось по резонансной двухпроходной методике [8] с использованием консольного магнитного микророзонда, сканирующая игла которого была покрыта тонким слоем ферромагнитного материала. Резонансные колебания упругой консоли возбуждались пьезоэлектрическим преобразователем. При сканировании объектов регистрировались изменения амплитуды и фазы колебаний, данные о которых затем обрабатывались с помощью служебных (для используемого типа микроскопа) программ для получения конечной информации. При первом проходе в квазиконтактном режиме определялся и заносился в память компьютера рельеф поверхности исследуемой пленки, при втором (бесконтактном) проходе зонд перемещался на эквидистантном расстоянии от поверхности [8]. При формировании изображений ДС положительные и отрицательные значения  $z$ -компоненты вектора намагниченности отображались различными градациями в интервале между белым и черным.

Конструкция используемого магнитно-силового микроскопа позволяла проводить исследования в создаваемых электромагнитом внешних постоянных магнитных полях  $H_{\perp}$  напряженностью не более 100 Э, что было значительно меньше коэрцитивной силы используемого в качестве покрытия микророзонда ферромагнитного материала и не приводило к перемагничиванию последнего. Слабые магнитные поля  $H_{\perp}$  не искажали получаемые изображения БПДС, что было подтверждено дополнительными экспериментами на толстых магнитных пленках, в которых ДС можно было уверенно наблюдать визуально методом поляризационной микроскопии.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ

Методом магнитооптической дифракции было установлено, что в пленках, толщина которых лишь незначительно превышает критическое значение  $L_{cr}$ , наблюдаемая при изменении напряженности поля  $H_{\perp}$  цепочка превращений ДС существенно отличается от цепочки, существующей в пленках толщиной  $L \gg L_{cr}$ . Переход от синфазной БПДС к монопериодической полосовой ДС происходит не через гибридные и противофазные БПДС, а через аморфизованный по расположению квазигармонических приповерхностных искажений профиля границ двумерный доменный массив. На дифракционной картине это проявляется в размытии соответствующих рефлексов или даже в их слиянии в сплошную полосу, причем характер разупорядочения зависит от соотношения между константами одноосной  $K_u$  и кубической  $K_c$  анизотропии.

Представление о профиле распределения  $z$ -компоненты вектора намагниченности в аморфизованных структурах дает рис. 1, на котором представлены фотографии магнитооптических дифракционных картин для двух пленок с  $L \approx L_{cr}$  (направление выстраивания доменов, определяемое ориентацией компоненты  $H_{\perp}$ , совпадает с вертикалью плоскости чертежа). Фотографии на рис. 1а,б относятся к пленке №1 ( $L = 3.9$  мкм,  $d = 2.3$  мкм,  $\Lambda = 1$  мкм, где  $d$  — период полосовой ДС, а  $\Lambda$  — период модуляции доменных границ при  $H = 0$ ) с  $K_c \ll K_u$  (без ионов магния, тип 2), а фотографии на рис. 1в,г — к пленке №2 ( $L = 4.6$  мкм,  $d = 2.5$  мкм,  $\Lambda = 1.1$  мкм) с  $K_c \approx K_u$  (с большим содержанием ионов магния, тип 1). В первом случае при переходе из синфазной БПДС (рис. 1а) в аморфизованную структуру (рис. 1б) элементарная

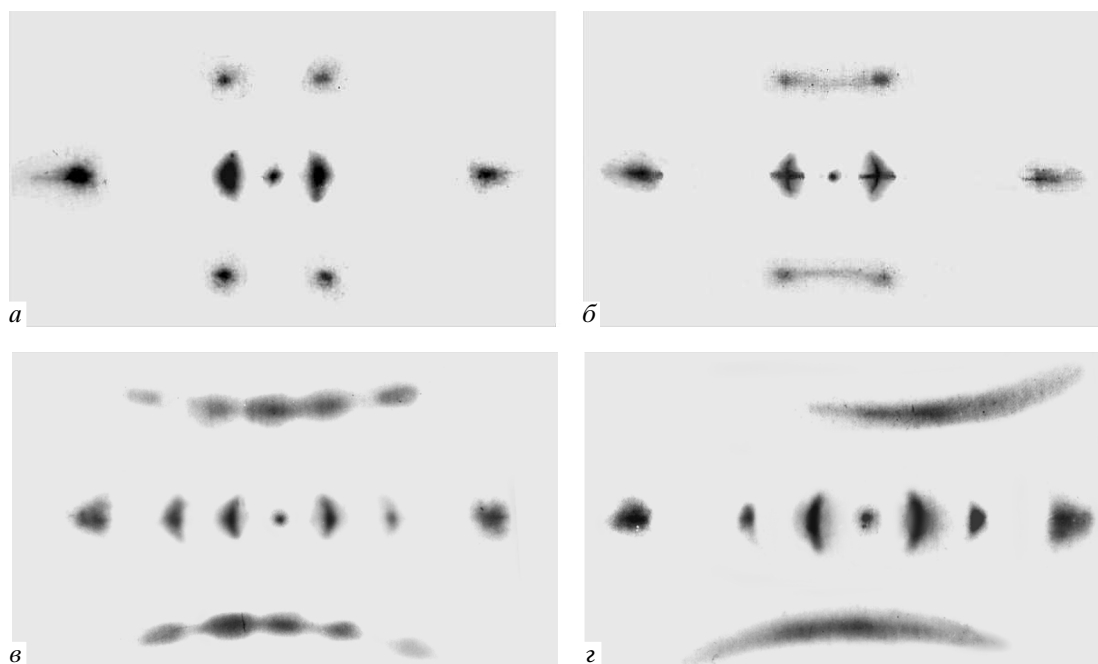


Рис. 1. Фотографии магнитооптических дифракционных картин для пленки № 1 при  $H_{\parallel} = 0$  и  $H_{\perp} = 5$  Э (а) и  $H_{\perp} = 12$  Э (б) и пленки № 2 при  $H_{\parallel} = 250$  Э и  $H_{\perp} = 8$  Э (в) и  $H_{\perp} = 12$  Э (г)

ячейка БПДС сохраняла прямоугольную форму; во втором элементарная ячейка являлась прямоугольной только при  $H_{\perp} = 0$ , а при  $H_{\perp} \neq 0$  становилась косоугольной (рис. 1в,г)<sup>2)</sup>.

Характер размытия дифракционных рефлексов при аморфизации доменных массивов свидетельствует о том, что период  $d$  ДС и период модуляции  $\Lambda$  профиля доменных границ практически не меняются в пределах апертуры лазерного пучка, но нарушается корреляция между расположением квазигармонических приповерхностных искажений профиля в соседних доменных границах. Это явление можно также интерпретировать как существование пространственных флуктуаций угла при вершине элементарной ячейки двумерного доменного массива. Рисунки 1б,в относятся к начальному этапу процесса аморфизации, когда эти флуктуации невелики; ситуация на рис. 1г — к сильно аморфизованному состоянию. Видно, что в последнем случае (рис. 1г) флуктуации угла при вершине элементарной ячейки становятся настолько значительными, что дифракционные рефлексы, обусловленные модуляцией про-

филя доменных границ, сливаются в сплошную полосу<sup>3)</sup>.

Методом магнитооптической дифракции была определена диаграмма состояний пленки № 1 на плоскости  $(H_{\perp}, H_{\parallel})$  при  $T = 293$  К (рис. 2). Линии на диаграмме были получены следующим образом. При выбранном значении  $H_{\parallel}$  устанавливалось значение насыщающей напряженности поля  $H_{\perp}$ , затем поле  $H_{\perp}$  плавно уменьшалось до нуля, изменялась полярность тока и пленка опять переводилась в состояние магнитного насыщения полем  $H_{\perp}$  противоположного исходному направлению. Различные состояния пленки и переходы между ними фиксировались по дифракционным картинам. Условия эксперимента подробно описаны в работе [4].

Области существования упорядоченных БПДС, которым соответствует дифракционная картина на рис. 1а, на рис. 2а ограничены линиями 3 и 3'; стрелками указано направление изменения магнит-

<sup>2)</sup> Подушкообразные искажения (дисторсия) изображения на рис. 1в,г обусловлены особенностями оптической системы, используемой в данном случае для получения фотографий дифракционной картины.

<sup>3)</sup> Фотография на рис. 1г была получена для значений  $H_{\parallel} = 250$  Э и  $H_{\perp} = 12$  Э, при которых эффект размытия дифракционных рефлексов, обусловленных модуляцией профиля доменных границ, был наиболее сильно выражен. Однако наблюдать этот эффект можно было при любом значении напряженности поля  $H_{\parallel}$ , создаваемой используемым электромагнитом (до 600 Э), при соответствующем выборе значения  $H_{\perp}$ .

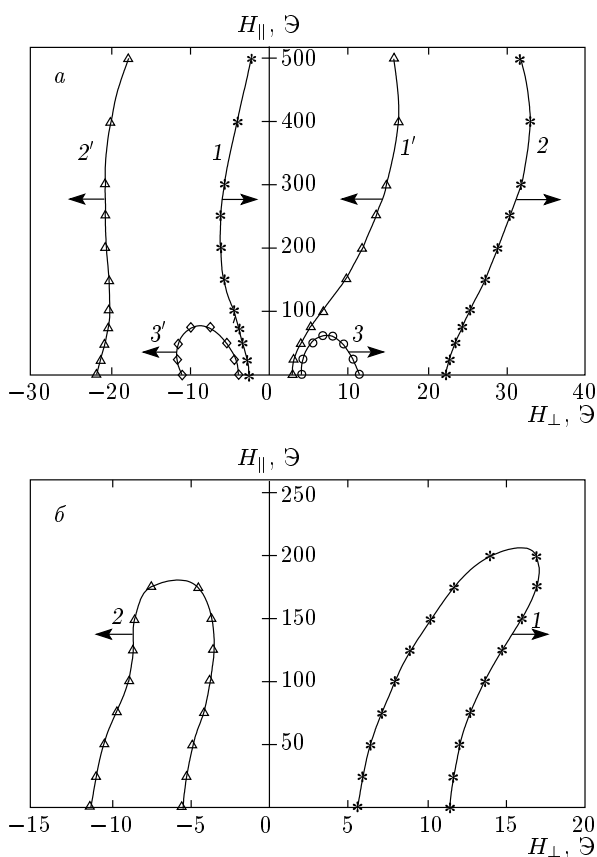


Рис. 2. Диаграммы состояний пленки №1 на плоскости  $(H_{\perp}, H_{\parallel})$  при  $T = 293$  К (а) и  $T = 427$  К (б)

ного поля. Ширина этих областей по полю  $H_{\perp}$  при  $H_{\parallel} = 0$  не превышала 7 Э; в полях  $|H_{\parallel}| > 100$  Э упорядоченные БПДС в данной пленке вообще не наблюдались.

Цифрами 1 и 1' на рис. 2а обозначены линии перехода из монопериодических ДС в аморфизованные БПДС, а цифрами 2 и 2' — линии обратного перехода. Таким образом, области существования аморфизованных БПДС, дифракция на которых дает картины, аналогичные показанной на рис. 1б, на рис. 2а располагаются между кривыми 1 и 2 или (при другом направлении изменения поля  $H_{\perp}$ ) между кривыми 1' и 2' (за вычетом областей, ограниченных кривыми 3 и 3'). Поля перехода из монопериодической полосовой ДС в монодоменное состояние и обратно (фазовый переход, близкий ко второму роду) слабо зависели от поля  $H_{\parallel}$  при  $|H_{\parallel}| \leq 600$  Э и составляли около 390 Э.

Аналогичным методом были получены диаграммы состояний и для более толстых пленок №2

( $L = 4.6$  мкм, тип 1) и №3 ( $L = 6.12$  мкм, тип 1). В пленке №2 область существования аморфизованных БПДС по полю  $H_{\perp}$  была несколько уже, чем для пленки №1, а ширина области существования упорядоченных БПДС в два раза превышала таковую для пленки №1 и при  $H_{\parallel} = 0$  составляла примерно 20 Э. При изменении поля  $H_{\parallel}$  упорядоченные БПДС можно было наблюдать (при соответствующем выборе  $H_{\perp}$ ) в интервале  $|H_{\parallel}| \leq 400$  Э. В пленке №3 при  $|H_{\parallel}| \leq 350$  Э магнитооптическим методом наблюдались только упорядоченные БПДС; аморфизованные появлялись лишь при  $|H_{\parallel}| > 350$  Э. Таким образом, увеличение толщины пленок приводит к расширению области существования упорядоченных БПДС и к сильному сужению области существования аморфизованных БПДС на плоскости  $(H_{\perp}, H_{\parallel})$ .

Методом магнитооптической дифракции исследовалось также влияние температуры на область существования упорядоченных и аморфизованных БПДС в пленке №1. С ростом температуры область существования БПДС, упорядоченных по полю подмагничивания, сужалась и практически все они становились аморфизованными. Это было связано с тем, что с ростом температуры значение  $L_{cr}$  монотонно возрастало, стремясь к  $L$ . Диаграмма состояний пленки на плоскости  $(H_{\perp}, H_{\parallel})$  при  $T = 427$  К приведена на рис. 2б. Аморфизованные БПДС существовали в полях до  $H_{\parallel} \approx 200$  Э, а ширина области их существования по полю  $H_{\perp}$  не превышала 10 Э. При  $T \geq 433$  К в пленке №1 существовали только простые (монопериодические) ДС. Это подтверждает справедливость высказанного выше утверждения о том, что критическая толщина для пленок используемого в данных экспериментах состава является монотонно возрастающей функцией температуры.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАГНИТНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Изучение поведения ДС в магнитоодноосных пленках толщиной  $L \approx L_{cr}$  с помощью сканирующего магнитно-силового микроскопа позволило выявить новые детали в процессе аморфизации при поверхностных искажениях профиля доменных границ. Сформированные методом магнитно-силовой микроскопии (МСМ) изображения были получены при  $H_{\parallel} = 0$  и  $|H_{\perp}| < 100$  Э. Такие изображения доменных структур пленки №1 для трех значений поля  $H_{\perp}$  (в режиме уменьшения последнего) представлены на рис. 3а-в. Для наглядности

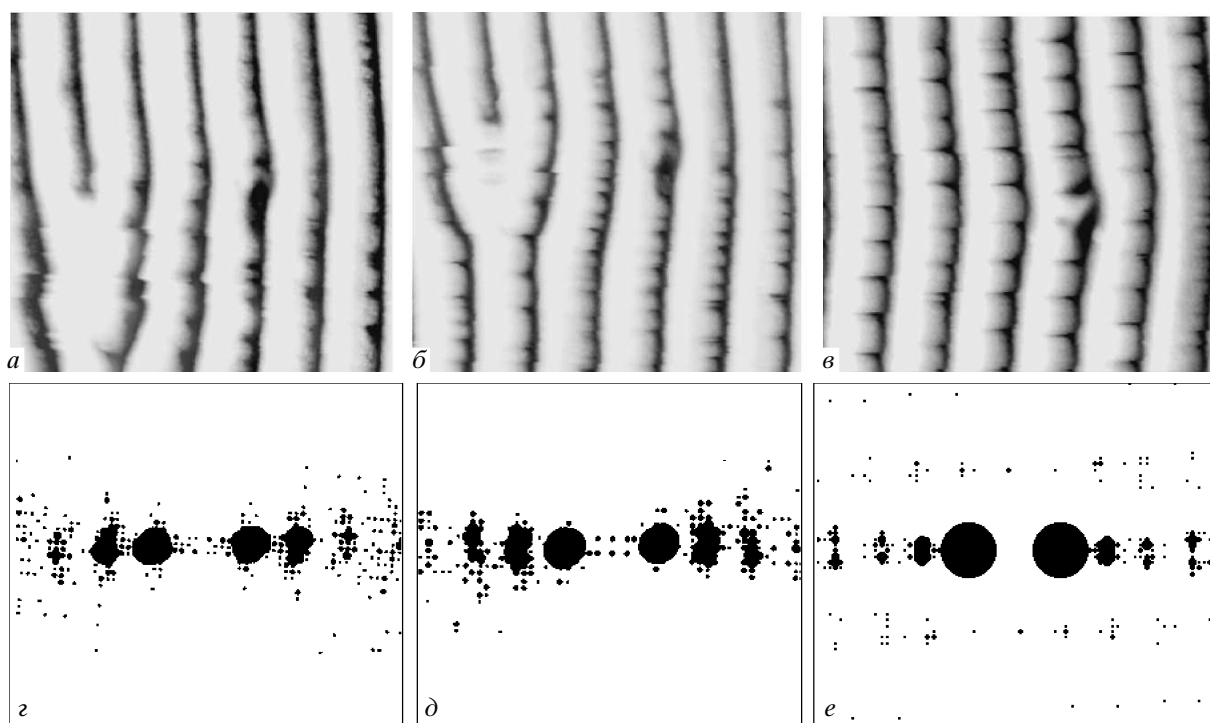


Рис. 3. МСМ-изображения ДС в пленке №1 при  $H_{\parallel} = 0$  и  $H_{\perp} = 30$  Э (а), 24 Э (б), 4 Э (в) и соответствующие им модельные дифракционные картины (z, д, e)

при компьютерной обработке этих изображений контрастность и яркость преднамеренно были выбраны таким образом, чтобы с максимально достигаемой четкостью выделить искажения профиля доменных границ. При этом кажущаяся ширина «белых» доменов становилась существенно больше ширины «черных» доменов<sup>4</sup>). При компьютерном моделировании дифракции на изображениях рис. 3а–в последние дополнительно подвергались операции выделения контуров, о чем уже упоминалось в разд. 2; полученные после этого модельные дифрактограммы приведены на рис. 3z–e.

Доменная структура на рис. 3а относится к начальной стадии зарождения искажений профиля доменных границ. Видно, что эти искажения возникают хаотическим образом и периодичность в их расположении отсутствует. На соответствующей модельной дифрактограмме (рис. 3z) можно заметить лишь некоторое размытие дифракционных максимумов,

связанных с дифракцией на полосовой ДС<sup>5</sup>); рефлекссы, связанные с искажениями профиля доменных границ, отсутствуют. Именно поэтому данная фаза не наблюдалась в экспериментах по магнитооптической дифракции. С уменьшением поля амплитуда искажений увеличивается, но хаотичность в их расположении сохраняется (рис. 3б) вплоть до значений поля  $H_{\perp} = 4$  Э, после чего устанавливается четко выраженная периодичность в расположении искажений профиля каждой доменной границы, однако глобальная «синхронизация» этих искажений для всех границ отсутствует (см. рис. 3в). При этом на соответствующей модельной дифрактограмме становятся видны размытые полосы, обусловленные дифракцией на аморфизованных искажениях профиля доменных границ (рис. 3e)<sup>6</sup>). При дальнейшем уменьшении напряженности поля до нуля и изменении полярности в поле  $H_{\perp} \approx -4$  Э про-

<sup>5</sup>) Альтернативной причиной такого размытия может служить магнитная дислокация в системе полосовых доменов на выбранном для наблюдения участке ДС.

<sup>6</sup>) Эта стадия фазового перехода уверенно обнаруживается и в экспериментах по прямому наблюдению магнитооптической дифракции, где она также проявляется в размытии соответствующих дифракционных рефлекссов (см. рис. 1б).

<sup>4</sup>) Такая же процедура компьютерной обработки исходных данных применялась и для МСМ-изображений, помещенных на рис. 4, что также приводило к нарушению равенства ширины соседних доменов.

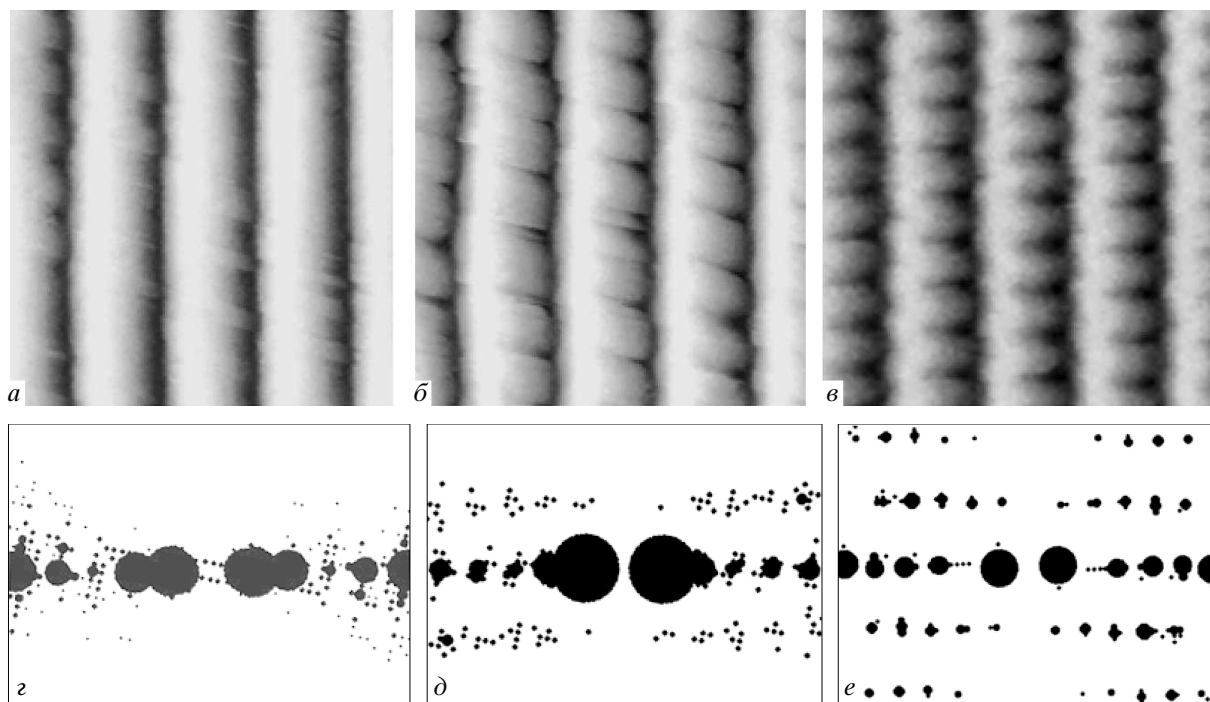


Рис. 4. МСМ-изображения ДС в пленке № 3 при  $H_{\parallel} = 0$  и  $H_{\perp} = 37$  Э (а), 22 Э (б), 0 (в) и соответствующие им модельные дифракционные картины (z, д, е)

исходит синхронизация профиля искажений доменных границ и они становятся синфазными; этой стадии соответствует магнитооптическая дифракционная картина на рис. 1а.

Интервал магнитных полей  $\Delta H_{\perp}$ , в котором существуют упорядоченные синфазные БПДС, для пленки № 1 при  $H_{\parallel} = 0$  не превышает 7 Э (см. рис. 2а), в то время как соответствующий интервал для аморфизованных БПДС (включая фазу с хаотическим расположением искажений профиля всех доменных границ и фазу с упорядочением таких искажений в пределах каждой доменной границы без глобальной синхронизации по всему массиву) составляет более 30 Э.

Методом МСМ исследовалось также перемагничивание пленки № 3 толщиной  $L = 6.12$  мкм при  $H_{\parallel} = 0$ . На рис. 4 приведены МСМ-изображения пленки для различных значений поля  $H_{\perp}$  и соответствующие модельные дифрактограммы. В этой пленке при уменьшении поля  $H_{\perp}$  от насыщающих значений также наблюдались слабо выраженные хаотические искажения доменных границ (рис. 4а), но ширина области их существования по полю  $H_{\perp}$  (от 43 до 33 Э) была меньше, чем в пленке № 1. Наличие таких искажений практически никак не проявлялось на модельной дифрактограмме (рис. 4z), где видны только дифракционные максимумы от поло-

совой ДС. В интервале полей  $15 \text{ Э} < H_{\perp} < 33 \text{ Э}$  расположение искажений профиля в каждой доменной границе становится периодическим, но синхронизация этих искажений по всему массиву отсутствует (рис. 4б). При этом на модельной дифрактограмме (рис. 4д) появляются соответствующие дифракционные максимумы, образующие размытые полосы. Полное упорядочение БПДС происходит в полях  $H_{\perp} < 15$  Э. Для примера на рис. 4в приведено МСМ-изображение такой БПДС, полученное при  $H_{\perp} = 0$  Э; соответствующая модельная дифрактограмма показана на рис. 4е. Эта дифрактограмма практически полностью совпадала с дифракционной картиной, регистрируемой магнитооптическим методом.

Анализ МСМ-изображений ДС на рис. 3 и 4 показывает, что искажения профиля соседних доменных границ несимметричны. Видно, что левые границы черных доменов модулированы гораздо сильнее правых границ, причем структура доменных границ повторяется через одну<sup>7)</sup>. Этот эффект объясняется тем, что анизотропия эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов практически никогда не бы-

<sup>7)</sup> Ранее о наблюдении этого явления в пленках с сильной (сравнимой с одноосной) кубической анизотропией сообщалось в работе [6].

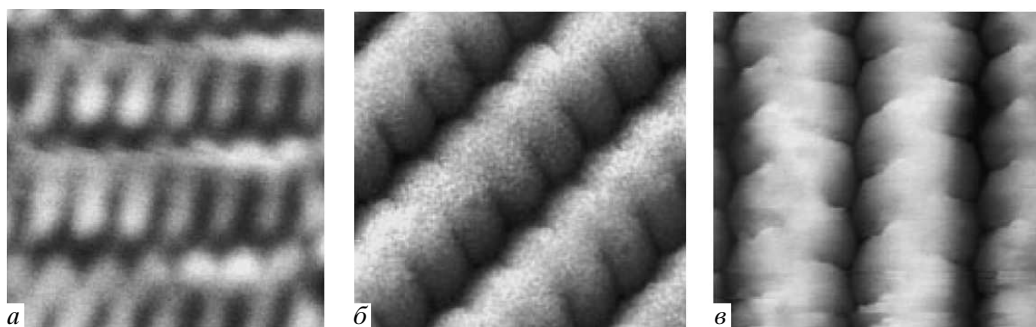


Рис. 5. МСМ-изображения синфазных упорядоченных БПДС в пленке № 1 при различной ориентации доменных границ в неподвижной пленке:  $\varphi_H = 0^\circ$  (а),  $45^\circ$  (б),  $90^\circ$  (в)

вает чисто одноосной: присутствуют кубическая и ромбическая компоненты анизотропии, а также отклонение оси легкого намагничивания от нормали к поверхности. Для идеально одноосных пленок с осью легкого намагничивания вдоль нормали соседние доменные границы абсолютно равноправны и профиль их модулируется одинаково; любое отклонение от одноосности делает соседние доменные границы неэквивалентными. Однако, намагничивая квазиодноосную пленку в разных направлениях, т. е. изменяя направление выстраивания доменных границ относительно некоторого опорного положения, можно сделать разницу модуляции профиля соседних границ максимальной или минимальной. Это иллюстрирует рис. 5, на котором показаны МСМ-изображения упорядоченных синфазных БПДС в пленке № 1 для трех значений угла  $\varphi_H$ , характеризующего направление выстраивания доменных границ. Видно, что при варьировании  $\varphi_H$  происходит существенное уменьшение степени асимметрии соседних доменных границ. Асимметрия практически полностью исчезает для значения  $\varphi_H = 90^\circ$ . Амплитуда искажений профиля (для одной из границ) максимальна в том случае, когда соседние доменные границы больше всего отличаются друг от друга (рис. 5а) и минимальна в противном случае (рис. 5в).

Наглядное представление об асимметрии модуляции профиля соседних доменных границ дает полученный методом МСМ рис. 6, на котором в произвольных единицах изображен трехмерный график распределения  $z$ -компоненты вектора намагниченности на поверхности пленки № 1 для случая, относящегося к рис. 5а. Светлые области (горбы) на рис. 6 соответствуют положительным значениям  $z$ -компоненты намагниченности, темные (впадины) — отрицательным; промежуточные значения

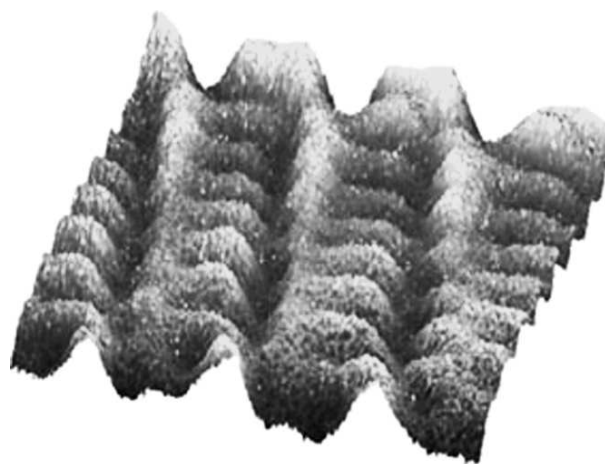


Рис. 6. Трехмерный график распределения  $z$ -компоненты вектора намагниченности на поверхности пленки № 1 для случая, относящегося к рис. 5а

отображаются различными уровнями черного.

Асимметрия модуляции профиля соседних доменных границ особенно заметна в пленках типа 1 (с сильной кубической компонентой магнитной анизотропии); она усиливается при уменьшении толщины пленок, а также в присутствии поля подмагничивания.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов исследования процессов перемангничивания квазиодноосных магнитных пленок толщиной, близкой к критической ( $L = L_{cr} + \delta L$ , где  $\delta L \ll L_{cr}$ ), показывает, что эти процессы существенно отличаются от наблюдаемых в «закритических» пленках толщиной, значительно превы-



шающей критическое значение ( $L = L_{cr} + \delta L$ , где  $\delta L \sim L_{cr}$ ). Во-первых, в пленках толщиной, близкой к критической, вообще не реализуются противofазные и гибридные БПДС. Во-вторых, при фазовом переходе из состояния с простой (монопериодической) ДС с плоскими доменными границами в состояние с БПДС наблюдается частичная аморфизация последней, проявляющаяся в отсутствии упорядоченности в расположении приповерхностных искажений профиля доменных границ.

Конкретные сценарии перемагничивания в этом случае зависят от значения  $\delta L$ , т. е. от того, сколько велико отличие толщины пленки  $L$  от критического значения  $L_{cr}$ . Можно выделить два характерных значения  $\delta L$ , а именно  $\delta L_{cr1} < \delta L_{cr2} \ll L_{cr}$ , определяющих переход от одного сценария к другому. Обсудим все реализующиеся на практике варианты для ситуации, когда поле  $H_{\parallel} = \text{const}$ , а напряженность поля  $H_{\perp}$  циклически изменяется между положительным и отрицательным насыщающими значениями.

В пленках, толщина которых лишь незначительно превышает критическое значение ( $\delta L < \delta L_{cr1}$ ), возникающие при уменьшении (для нисходящей ветви петли гистерезиса) или увеличении (для восходящей ветви петли гистерезиса) поля  $H_{\perp}$  в плоских доменных границах приповерхностные искажения профиля всегда имеют только хаотическое распределение. Области существования таких аморфизованных ДС на плоскости  $(H_{\perp}, H_{\parallel})$  имеют вид, аналогичный показанному на рис. 2б. При  $\delta L \rightarrow 0$  эти области схлопываются, т. е. в таких пленках существуют только упорядоченные монопериодические структуры с немодулированным профилем доменных границ. Напротив, в более толстых пленках ( $\delta L_{cr1} < \delta L < \delta L_{cr2}$ ) эти области расширяются, и внутри них появляются зоны, в которых существуют ДС, различающиеся наличием строгой периодичности расположения искажений профиля для каждой доменной границы и отсутствием синхронизации таких искажений по всему доменному массиву. Если величина  $\delta L$  превышает второе критическое значение  $\delta L_{cr2}$ , то внутри этих зон возникают узкие области, в которых существуют уже полностью упорядоченные синфазные БПДС. При этом диаграммы состояния таких пленок на плоскости  $(H_{\perp}, H_{\parallel})$  приобретают вид, аналогичный показанному на рис. 2а. При дальнейшем увеличении  $\delta L$  области существования упорядоченных БПДС на диаграмме состояний резко расширяются за счет областей существования аморфизованных структур. В достаточно толстых пленках аморфизация ДС наблю-

дается в чрезвычайно узком диапазоне изменения направления и напряженности внешнего магнитного поля.

Наблюдаемая в экспериментах аморфизация БПДС является специфическим проявлением общей закономерности, согласно которой в любой системе свободная энергия  $F = U - TS$ , где  $U$  — внутренняя энергия,  $T$  — абсолютная температура, а  $S$  — энтропия, может быть уменьшена за счет увеличения энтропии путем разрушения порядка в системе. Конечно, появление дефектов в упорядоченном двумерном доменном массиве, приводящее к росту энтропии, т. е. к уменьшению свободной энергии, одновременно увеличивает внутреннюю энергию, так что в результате свободная энергия может и возрасти. Однако в окрестности линий фазового перехода второго рода (или первого рода, близкого ко второму), энергия образования определенных дефектов становится пренебрежимо малой, так как соответствующие эффективные модули жесткости системы стремятся к нулю, и энтропийный вклад в свободную энергию является доминирующим [3].

Отдельные результаты выполненных исследований ранее были кратко опубликованы в работе [9].

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. W. Roberts and C. P. Bean, *Phys. Rev.* **96**, 1494 (1954).
2. J. Goodenough, *Phys. Rev.* **102**, 356 (1956).
3. И. Е. Дикштейн, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, В. В. Тарасенко, *ЖЭТФ* **86**, 1473 (1984).
4. Г. В. Арзамасцева, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, *Письма в ЖЭТФ* **67**, 701 (1998).
5. Г. В. Арзамасцева, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, *ЖЭТФ* **114**, 2089 (1998).
6. Г. В. Арзамасцева, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, *ЖЭТФ* **118**, 1167 (2000).
7. Г. В. Арзамасцева, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, *Радиотехника и электроника* **51**, 1129 (2006).
8. D. Sarid, *Scanning Force Microscopy with Application to Electric, Magnetic and Atomic Forces*, New York, Oxford University Press (1991).
9. Г. В. Арзамасцева, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, М. П. Темиряева, в сб. *Труды X Международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники»*, МГУ, Москва (2006), с. 506.