

# СВОЙСТВА ОБЛАДАЮЩИХ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЭФФЕКТОМ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ С (210)-ОРИЕНТАЦИЕЙ

*Г. В. Арзамасцева<sup>a</sup>, А. М. Балбашов<sup>b</sup>, Ф. В. Лисовский<sup>a\*</sup>,  
Е. Г. Мансветова<sup>a</sup>, А. Г. Темирязев<sup>a</sup>, М. П. Темирязева<sup>a</sup>*

<sup>a</sup> Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук  
141190, Фрязино, Московская обл., Россия

<sup>b</sup> Московский энергетический институт  
117935, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 августа 2014 г.

Представлены результаты экспериментального исследования свойств обладающих магнитоэлектрическим эффектом эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов состава  $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ , выращенных на подложках с (210)-ориентацией. Получены данные об особенностях наведенной анизотропии и поведении доменной структуры пленок в однородных и неоднородных внешних полях. Выполнен критический анализ существующих гипотез о природе магнитоэлектрической связи в изучаемых объектах.

**DOI:** 10.7868/S0044451015040138

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно (см., например, [1, 2]), что эпитетаксиальные пленки смешанных редкоземельных ферритов-гранатов по ряду свойств заметно отличаются от массивных монокристаллов того же состава. В возникновении этого различия тривиальные причины, такие как рассогласование параметров решетки пленки и подложки, играют далеко не главную роль, поскольку приповерхностные области массивных монокристаллов магнитных гранатов также демонстрируют поведение, отличное от наблюдаемого в удаленных от поверхности областях [3, 4]. Это сходство не является удивительным, так как эпитетаксиальные пленки, по существу, представляют собой приповерхностные слои достаточно толстых монокристаллических подложек.

В любых реальных монокристаллических образцах наличие границы раздела со свободным пространством приводит к утрате в приповерхностных слоях определенных (или даже всех) элементов, присущих группе симметрии безграничного кристалла.

В пленках редкоземельных магнетиков со структурой граната это влечет за собой появление наведенной в процессе роста дополнительной некубической анизотропии, которая может быть обусловлена, например, особым упорядочением пар ионов  $\text{R}^{3+}-\text{Fe}^{3+}$  за счет анизотропного обмена или диполь-дипольного взаимодействия [5], избирательным заполнением додекаэдрических координаций редкоземельными ионами [6, 7], упорядочением кислородных вакансий [8] и др. Это обстоятельство и послужило причиной того, что эпитетаксиальные пленки магнитных гранатов в свое время широко использовались в качестве рабочих сред для запоминающих устройств на цилиндрических магнитных доменах (ЦМД). Необходимым условием существования последних является наличие одноосной анизотропии, вектор напряженности эффективного магнитного поля которой направлен вдоль нормали к поверхности пленки, а величина превышает индукцию насыщения материала.

В общем случае тип и параметры наведенной ростовой анизотропии зависят от кристаллографической ориентации подложки, используемой при эпитетаксии. Пленки, выращенные на подложках с (111)- или (100)-ориентацией, приобретают близкую к одноосной анизотропии с осью легкого намагничива-

---

\*E-mail: lisf@rambler.ru

ния (ОЛН) вдоль нормали к поверхности пленки  $\mathbf{n}$ , поскольку последняя совпадает с осью симметрии соответственно третьего или четвертого порядка. Именно такие пленки и являлись основными рабочими средами для ЦМД-устройств на начальном этапе их разработки [1, 2]. Заметим, что точное совпадение ОЛН с нормалью имеет место лишь в случае отсутствия отклонения осей [111] или [100] от  $\mathbf{n}$ . Если это условие не выполняется, то появляется слабая ромбическая компонента анизотропии, а ОЛН отклоняется от нормали на угол, который может значительно превышать угол между  $\mathbf{n}$  и этими осями [9–12]. Положение перпендикулярных ОЛН осей, характеризующих ромбическую анизотропию, в общем случае никак не связано с кристаллографическими осями.

Впоследствии выяснилось, что чисто одноосная анизотропия, обеспечивая статическую устойчивость ЦМД, в то же время оказывается неспособной поддерживать динамическую устойчивость доменных границ (ДГ) при больших скоростях движения доменов, что ставит предел для увеличения быстродействия запоминающих устройств. Было установлено, что подавить процессы динамического преобразования структуры ДГ можно с помощью ромбической компоненты анизотропии [13, 14], которая устраняет вращательную инвариантность ориентации вектора намагниченности относительно нормали и индуцируется, например, в пленках с (110)- или (210)-ориентацией [15, 16]. В таких пленках наблюдается также сильное отклонение ОЛН от нормали  $\mathbf{n}$  даже при условии строгой параллельности осей [110] или [210]; при разориентации этих осей и нормали направление такого отклонения может быть произвольным [11, 12, 15, 16].

Хотя проблематика, связанная с использованием устройств на ЦМД, довольно быстро полностью утратила актуальность в связи с впечатляющими успехами в области разработки быстродействующих электромеханических запоминающих устройств колоссальной емкости на жестких дисках, интерес к исследованию свойств эпитаксиальных пленок магнитных гранатов оставался устойчивым вплоть до настоящего времени, что привело к неожиданным последствиям. Был получен целый ряд результатов, свидетельствующих о том, что степень проявления различных физических эффектов в таких пленках гораздо выше, чем у объемных монокристаллов идентичного состава, причем это различие часто усиливается с понижением симметрии пленок в полном соответствии с принципом Кюри: «Асимметрия порождает явление» [17].

Об обнаружении гигантского линейного магнитоэлектрического эффекта в однородном электрическом поле в пленках гранатов состава  $(\text{YBiLaPr})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  с (210)-ориентацией сообщалось в работе [18]. Гигантским он был назван в связи с тем, что определенное по результатам экспериментов значение константы линейной магнитоэлектрической связи оказалось на порядок больше, чем у  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  [19], и на три порядка превосходило значение константы квадратичной магнитоэлектрической связи в массивных монокристаллах ферритов-гранатов. Тем не менее, оценка влияния электрического поля напряженностью 12 кВ/см на характеризующие наведенную анизотропию параметры показала, что последние испытывают ничтожно малые изменения: эффективное магнитное поле одноосной анизотропии изменилось на 0.00375%, а угол отклонения ОЛН от нормали — на 0.24 угловых секунды.

В работах [20, 21] и ряде других сообщалось о результатах исследования явления генерации второй оптической гармоники в эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов с различной кристаллографической ориентацией. Полученная информация позволила установить кристаллографические классы симметрии для выращенных на подложках с ориентацией (111), (100), (110) и (210) пленок, которые оказались принадлежащими соответственно к типам  $4mm$ ,  $mm2$ ,  $3m$  и т. Отклик на второй гармонике наблюдался для всех ориентаций, но самым сильным он был для (210)-пленок, которые в процессе эпитаксии испытывали понижение симметрии от кубической сингонии до моноклинной.

Наиболее ярко выраженный из всех экспериментально обнаруженных до сих пор магнитоэлектрических эффектов заключается в изменении положения и структуры ДГ в эпитаксиальных пленках магнитных гранатов состава  $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  под действием сильно неоднородного электрического поля, создаваемого системой электродов типа игла–плоскость [22]. Заметный эффект существовал только в пленках с (210)-ориентацией, гораздо более слабый — в пленках с (110)-ориентацией; в пленках с (111)-ориентацией он не наблюдался. В отсутствие магнитного поля во всех исследованных пленках, обнаруживающих наличие магнитоэлектрического эффекта, все ДГ всегда притягивались к положительно заряженному иглообразному электроду и всегда отталкивались от отрицательно заряженного. В присутствии достаточно сильного магнитного поля, вектор напряженности которого лежал в плоскости пленки и был ориентирован перпендикулярно ДГ,

влияние электрического поля на соседние границы становилось знакопеременным. Электрическое поле, создаваемое системой нанесенных непосредственно на поверхность образцов плоских ленточных электродов, вызывало наклон плоскости ДГ на угол до  $10^\circ$ . Воздействие на пленки ступенчатого электрического напряжения с амплитудой 500 В и длительностью фронта 10 нс приводило к эффектам, которые наблюдались бы при продвижении ДГ ступенчатым магнитным полем с амплитудой 50 Э [22–27].

Приведенный выше далеко не полный список неординарных явлений, наблюдавшихся в эпитаксиальных пленках магнитных гранатов с (210)-ориентацией, свидетельствует о необходимости дальнейшего изучения их физических свойств, чему и посвящена настоящая работа, где частично используются материалы статьи [28], а также препринта «Свойства пленок ферритов-гранатов с (210)-ориентацией» [16], который на момент опубликования был доступен лишь ограниченному кругу исследователей, а в настоящее время стал библиографической редкостью.

## 2. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ПЛЕНКАХ С (210)-ОРИЕНТАЦИЕЙ И НАБЛЮДАЕМЫХ В НИХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУРАХ

Исследовались пленки смешанных редкоземельных ферритов-гранатов состава  $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ , выращенные стандартным методом жидкофазной эпитаксии на подложках из немагнитного граната  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  с (210)-ориентацией. Использовался растворитель  $\text{PbO}-\text{Bi}_2\text{O}_3-\text{B}_2\text{O}_3$ ; температура роста  $T_G$  составляла приблизительно  $690^\circ\text{C}$ , значения безразмерного коэффициента относительного рассогласования параметров решетки пленки  $a_f$  и подложки  $a_s$ , определяемого выражением  $\Delta a/a_s = (a_f - a_s)/a_s$ , лежали в пределах от  $-0.34 \cdot 10^{-3}$  до  $0.63 \cdot 10^{-3}$ . Пленки выбранного состава за счет большого содержания висмута обладали высоким удельным фарадеевским вращением (приблизительно  $1^\circ/\text{мкм}$  в видимом диапазоне длин волн), что делало возможным наблюдение доменов в пленках методами поляризационной микроскопии и применение магнитооптической методики для определения параметров, характеризующих анизотропию.

Для контроля качества и точности ориентации подложек использовался метод Лауэ, заключающийся в анализе дифракционной картины от направляемого на неподвижный образец по нормали к поверхности рентгеновского излучения трубки с вольфрам-

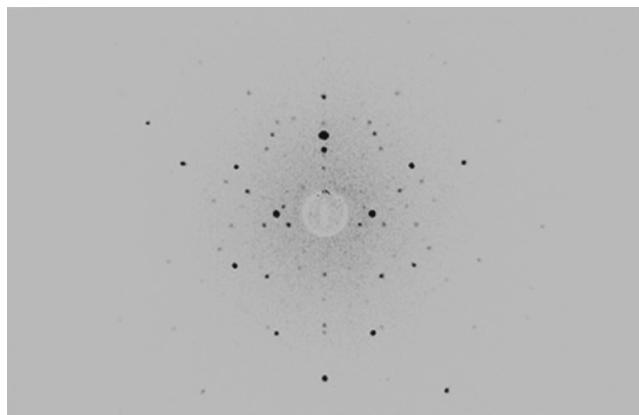


Рис. 1. Типичная лауэграмма системы эпитаксиальная пленка – подложка

мовым анодом с непрерывным белым спектром. По расположению дифракционных пятен на рентгенограммах (лауэграммах), зависящему от симметрии кристалла и его ориентации относительно падающего пучка, можно установить его принадлежность к одной из 11 лауэвских групп симметрии и определить направление кристаллографических осей с очень высокой (до нескольких угловых минут) точностью, а по форме и структуре пятен — определить дефекты кристаллической структуры [29–31].

Типичная лауэграмма системы эпитаксиальная пленка состава  $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  — подложка состава  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  с ориентацией (210), полученная на цифровой аппаратуре XR NTX Laue Photonic Science, приведена на рис. 1. Лауэграмма принадлежит ко второму дифракционному классу, поскольку имеет плоскость симметрии  $t$ , ориентация которой определяется положением кристаллографической оси [001]. Центр симметрии отсутствует, так как нормаль к поверхности образца не является главной осью симметрии. Ляуэграммы систем пленка — подложка практически неотличимы от лауэграмм, наблюдавшихся для подложек без пленок.

Выращенные пленки толщиной  $L$  от 7 мкм до 10 мкм имели гладкую поверхность и малую плотность дефектов. Для уничтожения доменов в пленках магнитным полем, направленным вдоль нормали, требовалась напряженность  $H_S$  в интервале от 20 до 50 Э; при  $H < H_S$  наблюдалась сквозная квазиупорядоченная полосовая доменная структура (ДС) (с выделенным направлением предпочтительной ориентации ДГ), содержащая магнитные дислокации. При большом отклонении ОЛН от нормали ДГ, перпендикулярные этому выделенному направлению, были наклонными.

Существующая в пленках ДС обладала чрезвычайно высокой чувствительностью как к однородным, так и к неоднородным внешним магнитным полям, о чем свидетельствуют результаты, полученные методами магнитооптической микроскопии (МОМ) и сканирующей магнитно-силовой микроскопии (МСМ). В экспериментах использовался атомно-силовой микроскоп SmartSPM (Аист-НТ), совмещенный с поляризационным оптическим микроскопом с разрешением около 1 мкм и оснащенный системой подсветки, позволяющей наблюдать и проводить видеосъемку МОМ-изображения доменов в проходящем свете непосредственно во время сканирования [32, 33]. Особенностью прибора является применение инфракрасного лазера в системе слежения атомно-силового микроскопа, что устранил паразитную засветку видеокамеры. Сигналом, используемым для формирования МСМ-изображений, служил сдвиг фазы  $\Delta\varphi$  между колебаниями консольного зонда и пьезопривода при сканировании. Исследовалось несколько пленок одного и того же состава, для которых обсуждаемые в настоящем разделе свойства были практически одинаковыми, что позволяет здесь приводить результаты только для одного из изучаемых объектов.

Известно (см., например, [34]), что МСМ-изображения полей рассеяния доменов могут значительно отличаться от реально существующего в исследуемых образцах распределения, причем степень этого различия сильно зависит как от формы, так и (в большей степени) от материала покрытия зонда. Магнитотвердое покрытие с большой индукцией насыщения при малых удалениях зонда от сканируемой поверхности может существенно искажать ДС. В исследуемых пленках этот эффект был чрезвычайно сильным, несмотря на то, что нами использовались зонды с очень слабыми собственными магнитными полями рассеяния (зонды типа PPP-LM-MFMR и SSS-MFMR фирмы Nanosensors).

На рис. 2 представлены МСМ-изображения ДС пленки, полученные при различных удалениях зонда от поверхности (справа на рис. 2 показаны полуточечные градационные шкалы для сдвига фаз  $\Delta\varphi$ ). Видно, что даже при сканировании на расстоянии 4 мкм от поверхности наблюдается значительное различие соседних доменов («темного» и «светлого») по ширине, а при удалении зонда от поверхности на 0.1 мкм ширина «темных» доменов становится пренебрежимо малой. Этот эффект практически не наблюдается при сканировании пленок аналогичного состава с любой другой ориентацией.

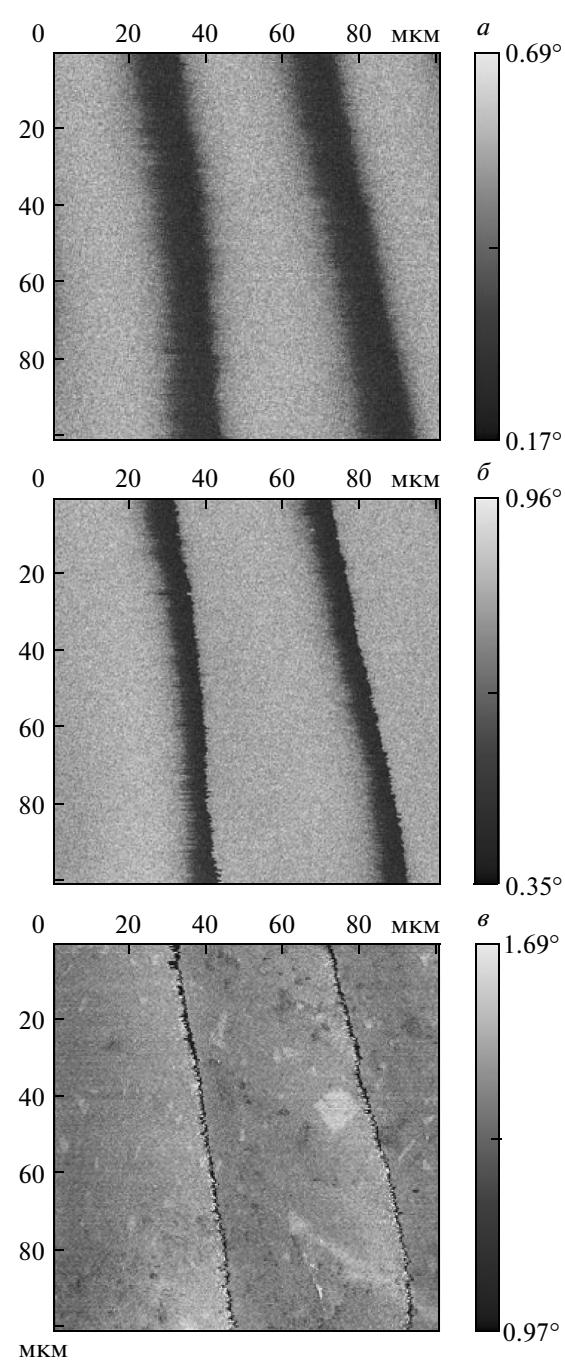


Рис. 2. МСМ-изображения ДС пленки при удалении зонда от поверхности 0.1 (а), 2 (б), 4 (в) мкм

Анализ представленных на рис. 2 изображений показывает, что доминирующий вклад в появление асимметрии ДС вносит параллельная нормали к поверхности пленки  $\mathbf{n}$  компонента магнитного поля зонда, которая приводит к уширению тех доменов, где проекция вектора намагниченности на нормаль положи-

тельна, и к сужению тех доменов, где эта проекция отрицательна.

Наглядное представление о процессе локальной деформации ДС под действием сильно неоднородного магнитного поля, создаваемого зондом силового микроскопа, дает представленная на рис. 3 серия кадров из выполненной в процессе сканирования видеозаписи (в средней части всех кадров вверху видна размытая стреловидная тень от консоли зонда). При видеосъемке в кадре камеры отображалась ДС участка пленки размером  $182 \times 242 \text{ мкм}^2$ , а сканирование проводилось на площади  $100 \times 100 \text{ мкм}^2$  при неподвижном зонде путем перемещения образца со скоростью  $40 \text{ мкм/с}$ .

Первый кадр (рис. 3 $a$ ) соответствует стартовому положению зонда (в середине одного из темных доменов), при некотором смещении образца вправо появляется изгиб соседнего правого темного домена вблизи иглы зонда (рис. 3 $b$ ). При дальнейшем смещении образца происходит резкое изменение ДС, а именно: в один из временных интервалов экспозиции кадра (около 40 мс) в область расположения иглы зонда втягивается правый темный домен, а в следующий за ним временной интервал — левый (рис. 3 $c$ ), т. е. перекрытие уширенных участков на рис. 3 $c$  связано с изменением положения пленки относительно зонда за время экспозиции видеокадра. Последующее смещение образца вправо сопровождается изгибом левого темного домена вблизи иглы зонда (рис. 3 $d$ ); затем при совмещении центра этого домена с иглой изгиб практически исчезает (рис. 3 $d$ ).

Реакция ДС пленок на электрическое поле исследовалась также с помощью силового микроскопа при использовании видеосъемки в процессе сканирования поверхности объекта немагнитным проводящим зондом в контактном режиме. В качестве электродов для подачи напряжения любого знака использовались заземляемый зонд микроскопа и стекло с прозрачным проводящим покрытием, на котором помещался образец подложкой вниз. Максимально допустимое напряжение для такой системы составляло всего 240 В, что не позволяло непосредственно наблюдать реакцию ДС на электрическое поле визуально, поэтому был применен метод вычитания изображений, полученных до и после воздействия. С помощью зонда с иглой, кончик которой выступал за край консоли, было установлено, что смещение ДГ обнаруживается лишь в отдельных точках образца, положение которых заранее неизвестно. Поведение ДС вблизи одной из таких точек иллюстрирует рис. 4.

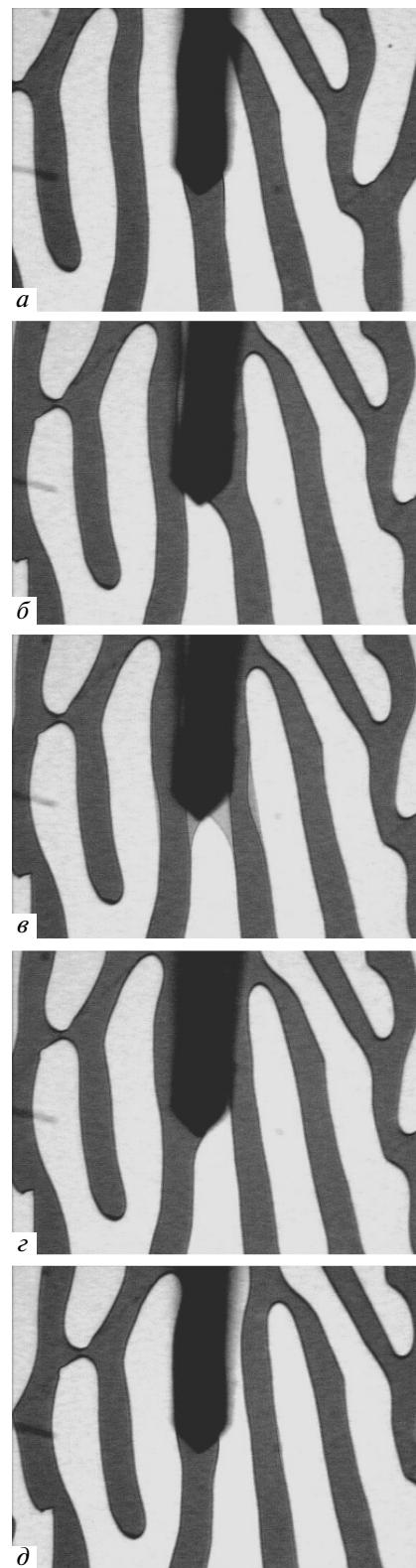
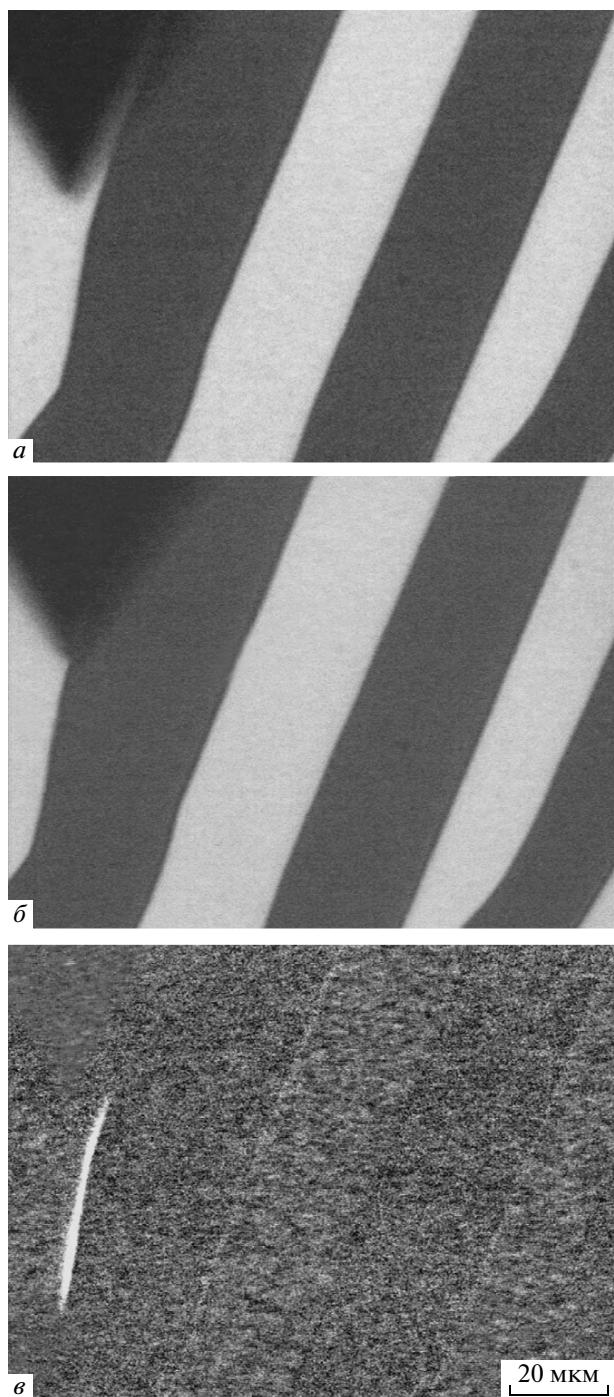


Рис. 3. Процесс локальной деформации ДС пленки под действием неоднородного внешнего магнитного поля зонда



**Рис. 4.** Реакция ДС пленки на неоднородное электрическое поле немагнитного проводящего зонда

Сначала (см. рис. 4a) фиксировался вид ДС в отсутствие электрического поля в ситуации, когда консоль (размытый треугольник в левом верхнем углу рис. 4a) была расположена на достаточноном удалении от ДГ. Выступающий кончик иглы (не виден из-за малости размера) при этом находился существенно ниже (ср. с рис. 4b). После этого на электроды подавалось напряжение и проводилось однократное прямое и обратное сканирование строки длиной 100 мкм, которое сопровождалось видеозаписью. Рисунок 4b представляет собой видеокадр, соответствующий моменту изменения ДС, а рис. 4в — результат вычитания изображения, полученного после окончания цикла сканирования, из изображения рис. 4a. Видно, что смещение ДГ под действием электрического поля не превышает 3 мкм.

В заключение заметим, что следует относиться с осторожностью к содержащемуся в работе [24] выводу о том, что эффект, наблюдаемый в экспериментах по продвижению ДГ ступенчатым электрическим напряжением с амплитудой 500 В и длительностью фронта 10 нс, эквивалентен эффекту при действии ступенчатого магнитного поля с амплитудой 50 Э, поскольку при этом не учитывается прямое влияние на ДГ магнитного поля, созданного токами смещения. В наших экспериментах с помощью атомно-силового микроскопа при подаче на электроды линейно изменяющегося со скоростью 1 В/с напряжения был зарегистрирован интегральный ток смещения 0.3 пА. В выполненных в сходных условиях экспериментах, описанных в работе [24], скорость изменения напряжения была в  $5 \cdot 10^{10}$  раз больше, что должно приводить к возрастанию плотности токов смещения, соизмеримому с увеличением скорости изменения напряжения. Поскольку токи смещения в основном сосредоточены вблизи острия иглообразного электрода, интегральный ток смещения может создавать заметные магнитные поля, действующие непосредственно на ДГ.

ДС исследуемых объектов реагировала также и на слабые (порядка 10 Э) однородные внешние магнитные поля в плоскости пленки, ориентированные перпендикулярно направлению выстраивания доменов (см. рис. 5). Фотография исходной ДС показана на рис. 5a, а рис. 5б,в представляют собой разностные изображения, отражающие соответственно смещение ДГ при приложении поля и обратное смещение ДГ после снятия поля. Видно, что на некоторых участках ДГ не возвращаются в исходное положение, что может быть обусловлено не только коэрцитивностью, но и наличием магнитных дислокаций.

### 3. АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ АНИЗОТРОПИИ ПЛЕНОК

Поскольку давно и хорошо известно, что одной из возможных причин существования различ-

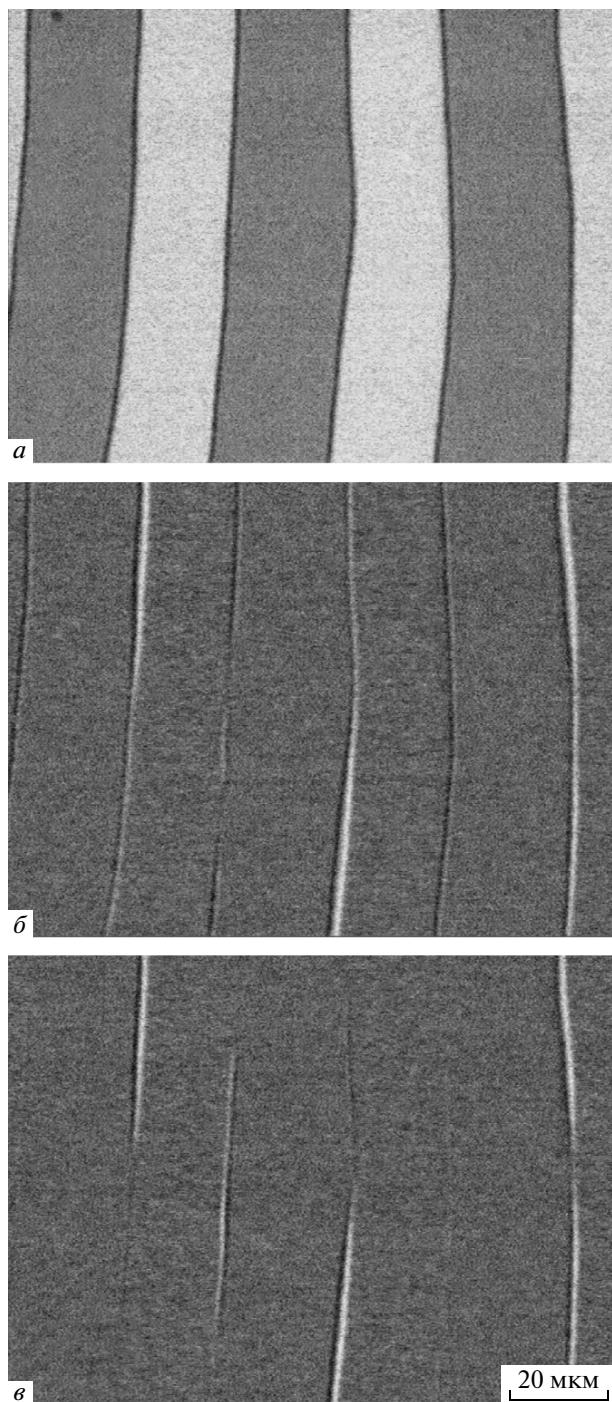


Рис. 5. Реакция ДС пленки на однородное внешнее магнитное поле

ных магнитоэлектрических эффектов может служить прямое влияние электрического поля на магнитную анизотропию (см., например, [18, 35–37]), обсудим это свойство эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов с (210)-ориентацией более подробно.

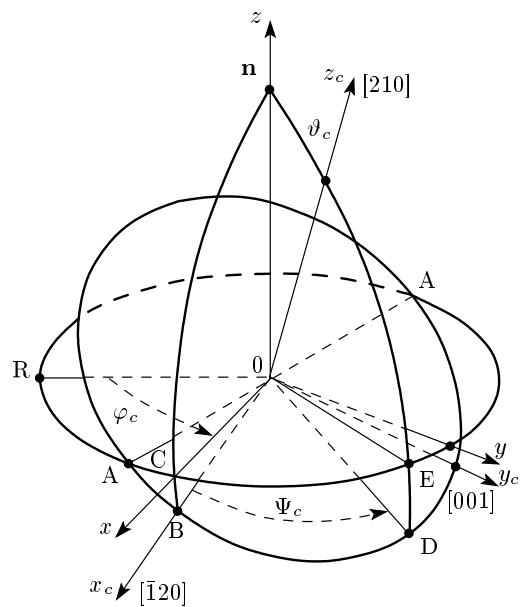


Рис. 6. Рабочая система координат для аналитического описания анизотропии пленок

Для аналитического описания анизотропии пленок введем рабочую систему координат, изображенную на рис. 6. В качестве «опорных» кристаллографических направлений  $\{x_c, y_c, z_c\}$  будем использовать соответственно оси  $[120]$ ,  $[001]$  и  $[210]$ ; ось  $z$  рабочей системы координат направим вдоль нормали к поверхности пленки  $\mathbf{n}$ , которая реально всегда отклонена от оси  $[210]$  на небольшой угол  $\vartheta_c \ll 1^\circ$ . Угол между плоскостью, проходящей через нормаль и ось  $[210]$ , и плоскостью  $(001)$  обозначим через  $\psi_c$  (при  $\vartheta_c \ll 1$  этот угол можно отсчитывать и от плоскости  $(xz)$ ; см. рис. 6).

Согласно [38, 39], плотность энергии кубической анизотропии вдали от температуры Кюри в рабочей системе координат имеет вид

$$w_c = -\frac{1}{25}K_c [4(\xi^4 + \zeta^4) + \xi^2\zeta^2 + 25\eta^2(\xi^2 + \zeta^2) + 12\xi\zeta(\zeta^2 - \xi^2)], \quad (1)$$

где  $K_c > 0$  — константа кубической анизотропии,

$$\begin{aligned} \xi &= m_x \cos \varphi_c + m_y \sin \varphi_c - m_z \vartheta_c \cos \psi_c, \\ \eta &= -m_x \sin \varphi_c + m_y \cos \varphi_c - m_z \vartheta_c \sin \psi_c, \\ \zeta &= m_x \vartheta_c \cos \varphi'_c + m_y \vartheta_c \sin \varphi'_c + m_z, \end{aligned} \quad (2)$$

$\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$ ,  $m^2 = 1$ ,  $\mathbf{M}$  — намагниченность насыщения,  $\varphi'_c = \varphi_c + \psi_c$ . Подставляя (2) в (1), находим, что члены, пропорциональные  $\vartheta_c$ , не приводят к появлению новых гармоник в разложении плотности

энергии кубической анизотропии в ряд Фурье по  $\varphi$ , поэтому в дальнейшем мы их учитывать не будем.

Используя двухпараметрическую модель наведенной анизотропии [12, 40–42], находим, что в рабочей системе координат  $\{xyz\}$  плотность энергии наведенной анизотропии вдали от температуры Кюри равна

$$w_i = -A \sin^2 \vartheta + \frac{1}{25} (B - 2A) \times \\ \times \left\{ [-6 - 2(1 - 3\varepsilon_c) \cos 2\varphi + 3\varepsilon_c \sin 2\varphi] \sin^2 \vartheta + \right. \\ \left. + \left[ \left( 3 + \frac{7}{2}\varepsilon_c \right) \cos \varphi - \frac{17}{2}\varepsilon_c \sin \varphi \right] \sin 2\vartheta \right\}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_c = \vartheta_c \cos \psi_c$ ,  $\varepsilon_s = \vartheta_c \sin \psi_c$ ,  $\vartheta = \arccos m_z$ ,  $\varphi = \arctg(m_y/m_x)$ ,  $A$  и  $B$  — феноменологические постоянные, играющие роль констант анизотропии в данной модели. Поскольку члены, пропорциональные  $\vartheta_c$ , в рассматриваемом случае не приводят к появлению новых гармоник в разложении плотности энергии наведенной анизотропии в ряд Фурье по  $\varphi$ , можно считать, что

$$w_i = -A \sin^2 \vartheta + \frac{1}{25} (B - 2A) \times \\ \times [ -(3 + \cos 2\varphi) \sin^2 \vartheta + 3 \cos \varphi \sin 2\vartheta ] = \\ = \frac{1}{25} [ -(13A + 6B) \sin^2 \vartheta + (B - 2A) \times \\ \times (3 \sin 2\vartheta \cos \varphi - 2 \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi) ]. \quad (4)$$

Альтернативная форма записи плотности энергии наведенной анизотропии с использованием констант одноосной ( $K_u$ ) и орторомбической ( $K_p$ ) анизотропии имеет вид

$$w_i = -K_u (\mathbf{m} \cdot \mathbf{n}_u)^2 + K_p (\mathbf{m} \cdot \mathbf{n}_p)^2, \quad (5)$$

где  $\mathbf{n}_u$  — орт вдоль ОЛН,  $\mathbf{n}_p$  — орт вдоль направления легкого (при  $K_p > 0$ ) или трудного (при  $K_p < 0$ ) намагничивания в плоскости, перпендикулярной  $n_u$ . Выражение (4) при  $\vartheta_u \ll 1$  может быть представлено следующим образом:

$$w_i = K'_u \sin^2 \vartheta + \frac{K_p}{2} \sin^2 \vartheta \cos [2(\varphi - \psi_p)] - \\ - [K_u \cos(\varphi - \psi_u) + \\ + K_p \cos(\psi_p - \psi_u) \cos(\varphi - \psi_p)] \vartheta_u \sin 2\vartheta, \quad (6)$$

где  $K'_u = K_u + K_p/2$ ,  $\vartheta_u$  — угол отклонения ОЛН от нормали, угол  $\psi_u$  характеризует положение плоскости, содержащей ОЛН и  $\mathbf{n}$ , а угол  $\psi_p$  — ориентацию орта  $\mathbf{n}_p$  в плоскости, перпендикулярной ОЛН.

Выражения (4) и (6), представляющие собой, по существу, две различные формы учета понижения симметрии пленки по отношению к симметрии подложки от класса  $t\bar{3}m$  до класса  $t$ , тождественны друг другу при выполнении следующих условий:

$$\begin{aligned} \psi_u &= \pi n, \quad \psi_p = \pi k, \\ A &= K_u - K_p, \quad B = -2K_u + \frac{17}{4}K_p, \\ \vartheta_u &= \frac{3}{4} \left| K_p (K_u + K_p)^{-1} \right|. \end{aligned} \quad (7)$$

При экспериментальном определении констант анизотропии следует иметь в виду, что положение оси  $\bar{1}20$  в плоскости пленки может быть заранее не известно, и угол  $\varphi$  приходится отсчитывать от некоторого опорного направления. При этом в формулах (4) и (6)  $\varphi$  следует заменить на  $(\varphi - \varphi_c)$ , где  $\varphi_c$  — угол между осью  $\bar{1}20$  и выбранным опорным направлением.

#### 4. ОПИСАНИЕ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНСТАНТ АНИЗОТРОПИИ

Для определения полного набора параметров, характеризующих анизотропию пленок, можно использовать метод однородного зарождения ДС путем фазового перехода второго рода [9, 11] и магнитооптический метод, основанный на измерении азимутальных и полевых зависимостей угла поворота плоскости поляризации света, проходящего через пленку по нормали, в сильном (по отношению к максимальному эффективному полю анизотропии) магнитном поле [43]. Магнитооптический метод на сегодняшний день является единственным строгим теоретически обоснованным методом, опирающимся на аналитические расчеты и позволяющим определить все необходимые для характеристики анизотропии параметры в пленках магнитных гранатов любой ориентации при произвольном соотношении вкладов кубической, одноосной и орторомбической компонент и при произвольном значении угла отклонения ОЛН от нормали к поверхности<sup>1)</sup>.

Экспериментальные зависимости, используемые для расчета искомых параметров, в обоих случаях определяются в одной и той же геометрии, а именно: пленка помещается в магнитное поле, вектор напряженности которого  $\mathbf{H}$  в общем случае составляет

<sup>1)</sup> Описанные в работе [44] способы, по существу, используют для определения характеризующих анизотропию параметров метод проб и ошибок для получения наилучшего соответствия с результатами экспериментов.

малый угол  $\vartheta_H$  с поверхностью пленки. Направление проекции вектора  $\mathbf{H}$  на плоскость пленки  $\mathbf{H}_\perp = H \mathbf{e}_\perp \cos \vartheta_H$ , которое в экспериментах изменяется на  $360^\circ$ , характеризуется углом  $\varphi_H$ , отсчитываемым от опорного направления в плоскости пленки.

Экспериментальная процедура определения компонент поля однородного зарождения доменов

$$\mathbf{H}_c = H_{\perp c} \mathbf{e}_\perp + H_{\parallel c} \mathbf{e}_\parallel = H_{xc} \mathbf{e}_x + H_{zc} \mathbf{e}_z$$

путем фазового перехода второго рода подробно описана в работах [9, 11]. Расчет, аналогичный выполненному в работе [11], дает для пленок с (210)-ориентацией следующие выражения:

$$\begin{aligned} H_{\parallel c} &= \frac{2K_u}{M} \left( 1 + \frac{2\pi M^2}{K_u} \right) \sin \vartheta_u \cos(\varphi_H - \varphi_u) - \\ &- \frac{2K_p}{M} \sin \vartheta_u \cos(\varphi_p - \varphi_u) \cos(\varphi_H - \varphi_p) + \\ &+ \frac{9}{25} \frac{K_c}{M} \left( 1 + \frac{34}{3} \frac{\pi M^2}{K_u} \right) \cos(\varphi_H - \varphi_c) + \\ &+ \frac{3}{25} \frac{K_c}{M} \left( 1 + \frac{6\pi M^2}{K_u} \right) \cos[3(\varphi_H - \varphi_c)], \quad (8) \\ H_{\perp c} &= \frac{2K_u + K_p}{M} + \frac{3}{10} \frac{K_c}{M} + \frac{K_p}{M} \times \\ &\times \cos[2(\varphi_H - \varphi_p)] - \frac{32}{25} \frac{K_c}{M} \cos[2(\varphi_H - \varphi_c)] + \\ &+ \frac{21}{50} \frac{K_c}{M} \cos[2(\varphi_H - \varphi_c)], \end{aligned}$$

где  $\varphi_u = \varphi_c + \psi_u$ ,  $\varphi_p = \varphi_c + \psi_p$ .

Если выполнить разложение зависимостей  $H_{\parallel c}(\varphi_H)$  и  $H_{\perp c}(\varphi_H)$  в ряд Фурье,

$$\begin{aligned} H_{\parallel c}(\varphi_H) &= \sum_{n=1,3} (a_n \cos(n\varphi_H) + \\ &+ b_n \sin(n\varphi_H)) = \sum_{n=1,3} \rho_n \cos(n\varphi_H - \varphi_n), \quad (9) \\ H_{\perp c}(\varphi_H) &= a_0 + \sum_{n=2,4} (a_n \cos(n\varphi_H) + \\ &+ b_n \sin(n\varphi_H)) = \rho_0 + \sum_{n=2,4} \rho_n \cos(n\varphi_H - \varphi_n), \end{aligned}$$

то все характеризующие анизотропию параметры могут быть рассчитаны по известным коэффициентам разложения с помощью следующих формул:

$$\begin{aligned} K_c &= \frac{50}{21} \rho_4 M, \quad \varphi_c = \frac{1}{4} (\varphi_4 + 2\pi n), \\ \operatorname{tg} 2\varphi_p &= \frac{Mb_2 + (32/25)K_c \sin 2\varphi_c}{Ma_2 + (32/25)K_c \cos 2\varphi_c}, \\ K_p &= \rho_2 M \cos(2\varphi_p - \varphi_2) + \\ &+ \frac{32}{25} K_c \cos[2(\varphi_p - \varphi_c)], \\ K_u &= \frac{1}{2} \left( \rho_0 M - K_p - \frac{3}{10} K_c \right), \quad (10) \\ \operatorname{tg} \vartheta_u &= \\ &= \frac{(1/2)K_p \sin 2\varphi_p - \gamma (K'_u + K_p \cos^2 \varphi_p)}{(1/2)\gamma K_p \sin 2\varphi_p - (K'_u + K_p \sin^2 \varphi_p)}, \\ \sin \vartheta_u &= \\ &= \frac{(9/25)K_c (1 + 34\pi M^2 / 3K_u) \cos \varphi_c - a_1 M}{K'_u \cos \varphi_u + K_p \cos(\varphi_p - \varphi_u) \cos \varphi_p} = \\ &= \frac{(9/25)K_c (1 + 34\pi M^2 / 3K_u) \sin \varphi_c - b_1 M}{K'_u \sin \varphi_u + K_p \cos(\varphi_p - \varphi_u) \sin \varphi_p}, \end{aligned}$$

где  $K'_u = K_u + 2\pi M^2$ ,

$$\gamma = \frac{(9/25)K_c (1 + 34\pi M^2 / 3K_u) \sin \varphi_c - b_1 M}{(9/25)K_c (1 + 34\pi M^2 / 3K_u) \cos \varphi_c - a_1 M}.$$

При определении всех характеризующих анизотропию параметров магнитооптическим методом исходят из предположения, что  $m_z \ll 1$ ; это условие выполняется при

$$|H| > \max \{2K_u/M, 2K_p/M, 2K_c/M, 4\pi M\}.$$

Соотношения между константами анизотропии могут быть любыми; не требуется также предположения о малости угла отклонения ОЛН от нормали, в частности, ОЛН вообще может быть параллельна поверхности пленки.

При фиксированном значении  $H_x$  зависимость  $m_z(\varphi_H, \vartheta_H)$  может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} m_z(\varphi_H, \vartheta_H) &= a_0 + \sum_{n=1}^5 (a_n \cos(n\varphi_H) + \\ &+ b_n \sin(n\varphi_H)) = m_{z0}(\varphi_H) + k_\vartheta(\varphi_H) \vartheta_H, \quad (11) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} m_{z0}(\varphi_H) &= \\ &= \sum_{n=1,3,5} (a_n \cos(n\varphi_H) + b_n \sin(n\varphi_H)), \quad (12) \\ k_\vartheta(\varphi_H) &= a'_0 + \sum_{n=2,4} (a'_n \cos(n\varphi_H) + \\ &+ b'_n \sin(n\varphi_H)). \end{aligned}$$

Здесь  $\vartheta_H = \arctg(H_z/H_x) \approx H_z/H_x$ ,  $a'_n = a_n \vartheta_H^{-1}$ ,  $b'_n = b_n \vartheta_H^{-1}$ ; явное выражение для коэффициентов  $a_i$  и  $b_i$  ввиду громоздкости не приводится.

Зависимость  $m_z(\varphi_H)$  легко может быть определена с помощью эффекта Фарадея. Действительно, после прохождения через пленку в направлении вдоль нормали к поверхности плоскополяризованного света плоскость поляризации поворачивается на угол

$$\Phi_F = \Phi_{F_0} \cos \widehat{\mathbf{k}_L \mathbf{M}} = \Phi_{F_0} \cos \widehat{\mathbf{n} \mathbf{M}} = \Phi_{F_0} m_z, \quad (13)$$

где  $\mathbf{k}_L$  — волновой вектор света,  $\Phi_{F_0}$  — угол поворота плоскости поляризации при  $\mathbf{M} \parallel \mathbf{n}$ , откуда следует, что

$$m_z(\varphi_H, \vartheta_H) = \Phi_{F_0}^{-1} \Phi_F(\varphi_H, \vartheta_H). \quad (14)$$

Опуская промежуточные выкладки, приведем конечные формулы для определения характеризующих анизотропию параметров по измеряемым в эксперименте коэффициентам разложения (12). Будем использовать безразмерные переменные  $\beta_i = K_i/2\pi M^2$  ( $i = u, p, c$ ) и  $\mathbf{h} = \mathbf{H}/4\pi M$ .

Первым шагом является расчет  $\beta_c$  и  $\varphi_c$  по формулам

$$\begin{aligned} \beta_c &= \frac{50}{3} h_x \rho_3, \quad \sin 3\varphi_c = -b_3 \rho_3^{-1}, \\ &\cos 3\varphi_c = -a_3 \rho_3^{-1}, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $\rho_3 = \sqrt{a_3^2 + b_3^2}$ . Если ввести безразмерные коэффициенты

$$\begin{aligned} C_0 &= 1 - \frac{3}{20} \beta_c - h_x (1 - a'_0), \\ C_1 &= a_1 h_x + \frac{9}{50} \beta_c \cos \varphi_c, \\ C_2 &= b_1 h_x + \frac{9}{50} \beta_c \sin \varphi_c, \\ C_3 &= -a'_2 h_x - \frac{32}{50} \beta_c \cos 2\varphi_c, \\ C_4 &= -b'_2 h_x - \frac{32}{50} \beta_c \sin 2\varphi_c, \end{aligned} \quad (16)$$

то уравнение для определения угла  $\varphi_u$  принимает вид

$$\alpha_3 \operatorname{tg}^3 \varphi_u + \alpha_2 \operatorname{tg}^2 \varphi_u + \alpha_1 \operatorname{tg} \varphi_u + \alpha_0 = 0. \quad (17)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \alpha_3 &= C_1 C_4 (C_3 + C_0) + C_2 (C_4^2 - C_1^2), \\ \alpha_2 &= 2C_1 C_3^2 - C_1 C_4^2 + 3C_2 C_3 C_4 + 2C_0 C_1 C_3 - \\ &\quad - C_0 C_2 C_4 + 2C_1 C_2^2 - C_1^3, \\ \alpha_1 &= 2C_2 C_3^2 - C_2 C_4^2 - 3C_1 C_3 C_4 - 2C_0 C_2 C_3 - \\ &\quad - C_0 C_1 C_4 + 2C_1^2 C_2 - C_2^3, \\ \alpha_0 &= C_2 C_4 (C_0 - C_3) + C_1 (C_4^2 - C_2^2). \end{aligned}$$

Расчет остальных параметров проводится следующим образом:

$$\begin{aligned} \vartheta_u &= \arctg(XZ^{-1}) > 0, \\ \beta_p &= [4(X^2 + Z^2) + \\ &\quad + (XYZ^{-1} - 2T)^2]^{1/2} > 0, \\ \sin 2\psi_p &= 2X (\beta_p \sin \vartheta_u)^{-1} = \\ &= 2\beta_p^{-1} (X^2 + Z^2)^{1/2}, \\ \cos 2\psi_p &= \beta_p^{-1} (XYZ^{-1} - 2T), \\ \beta_u &= Y (X^2 + Z^2) (XZ)^{-1} - \beta_p \cos^2 \psi_p, \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} X &= -C_1 \sin \varphi_u + C_2 \cos \varphi_u, \\ Y &= C_2 \sin \varphi_u + C_1 \cos \varphi_u, \\ Z &= C_3 \sin 2\varphi_u - C_4 \cos 2\varphi_u, \\ T &= C_4 \sin 2\varphi_u + C_3 \cos 2\varphi_u. \end{aligned}$$

Кубическое уравнение (17) всегда имеет три вещественных корня, каждому из которых соответствует свой набор параметров  $\beta_u$ ,  $\beta_p$ ,  $\vartheta_u$  и  $\psi_p$ . Это является естественным следствием того, что  $m^2 = 1$ , и того, что система координат, используемая для описания наведенной анизотропии, допускает циклическую перестановку осей (подробнее см. в работе [43]), которая приводит к трем различным выражениям для  $w_i$ , соответствующим, тем не менее, одному и тому же основному состоянию.

## 5. ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ ПЛЕНОК С (210)-ОРИЕНТАЦИЕЙ В МОНОДОМЕННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Проблема определения основного состояния пленок с (210)-ориентацией аналитическими методами даже в монодоменном приближении с учетом всех компонент магнитной анизотропии неразрешима, поэтому ограничимся случаем, когда вкладом энергии кубической анизотропии в полную энергию пленки можно пренебречь по сравнению с вкладом энергии индуцированной анизотропии. В этих условиях задача об определении равновесной ориентации вектора  $\mathbf{M}$  сводится к минимизации выражения для плотности полной энергии пленки, которая с учетом сделанных выше ограничений составляет

$$w = w_a + 2\pi M_z^2 = w_a - 2\pi M^2 \sin^2 \vartheta. \quad (19)$$

Используя формулу (3), находим, что

$$w = a \sin^2 \vartheta + b \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi + c \sin 2\vartheta \cos \varphi, \quad (20)$$

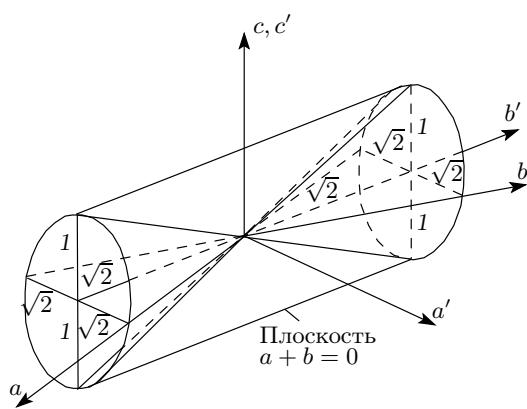


Рис. 7. Эллиптический конус, описываемый в пространстве  $(a, b, c)$  уравнением  $c^2 = -ab$

где

$$\begin{aligned} a &= -\frac{1}{25}(17A + 4B) - 2\pi M^2, \quad b = \frac{4}{25}(2A - B), \\ c &= \frac{3}{25}(B - 2). \end{aligned}$$

Минимизация выражения (20) показывает, что вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  лежит в плоскости пленки, т. е.  $\vartheta = \pi/2$ ,  $\varphi = \pi/2$  или  $\varphi = 3\pi/2$ , если  $a < 0$ ,  $b > 0$  и  $c^2 < -ab$ . В остальной области пространства значений  $a, b, c$  ориентация вектора  $\mathbf{M}$  определяется соотношениями

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} 2\vartheta &= -2c/(a + b), \quad \varphi = 0, \\ \operatorname{tg} 2\vartheta &= 2c/(a + b), \quad \varphi = \pi. \end{aligned} \quad (21)$$

В пространстве  $(a, b, c)$  поверхность  $c^2 = -ab$  представляет собой эллиптический конус с отношением осей нормального сечения  $1 : \sqrt{2}$  (см. рис. 7). В этом нетрудно убедиться, изменив систему координат

$$a = \frac{a' - b'}{\sqrt{2}}, \quad b = \frac{a' + b'}{\sqrt{2}}, \quad c = c',$$

после чего уравнение  $c^2 + ab = 0$  преобразуется к каноническому виду:

$$\frac{(a')^2 - (b')^2}{2} + (c')^2 = 0.$$

Решениям с  $\vartheta = \pi/2$  соответствует область пространства внутри правой половины конуса.

Для перехода на плоскость значений коэффициентов  $A$  и  $B$ , входящих в выражение (4) для плотности энергии наведенной анизотропии в двухпараметрической модели, удобно пользоваться безразмерными величинами

$$A' = \frac{A}{\pi M^2} + 2, \quad B' = \frac{B}{\pi M^2} + 4. \quad (22)$$

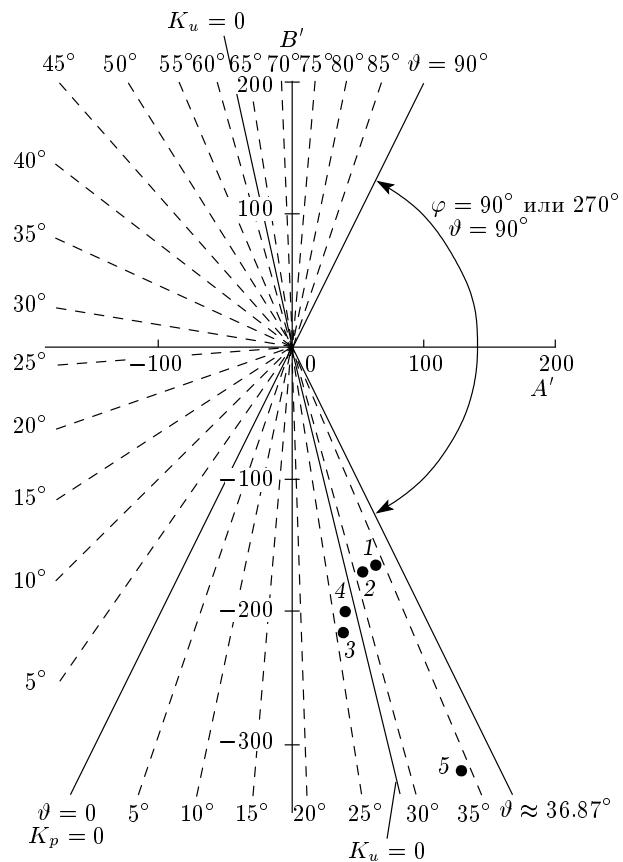


Рис. 8. Диаграмма состояний пленок с (210)-ориентацией в монодоменном приближении на плоскости  $(A'B')$

Обращению в нуль коэффициентов  $b$  и  $c$  из (20) соответствует условие  $B' = 2A'$ ,  $a = 0$  при  $B' = -(17/4)A'$  и  $a + b = 0$  при  $B' = -(9/8)A'$ . Конус, описываемый уравнением  $c^2 + ab = 0$ , на плоскости  $(A'B')$  отображается парой прямых  $B' = \pm 2A'$ ; решения с  $\vartheta = \pi/2$  и  $\varphi = \pi/2$  (или  $\varphi = 3\pi/2$ ) существуют в правом квадранте, ограничиваемом этими прямыми (см. рис. 8). Вне этого квадранта линиями  $\vartheta = \text{const}$  ( $\varphi = 0$  или  $\varphi = \pi$ ) на плоскости  $(A'B')$  соответствуют прямые, описываемые уравнениями

$$B' = \frac{3A'(-3\operatorname{tg} 2\vartheta \mp 4)}{2(4\operatorname{tg} 2\vartheta \mp 3)}. \quad (23)$$

Изменение угла отклонения вектора  $\mathbf{M}$  от нормали к поверхности пленки при варьировании параметров  $A'$  и  $B'$  характеризуется выражением

$$\operatorname{tg} 2\vartheta = \mp 6 \frac{2 - \operatorname{tg} \Phi}{8 \operatorname{tg} \Phi + 9}, \quad (24)$$

где  $\operatorname{tg} \Phi = B'/A'$ ; знаки «плюс» и «минус» относятся

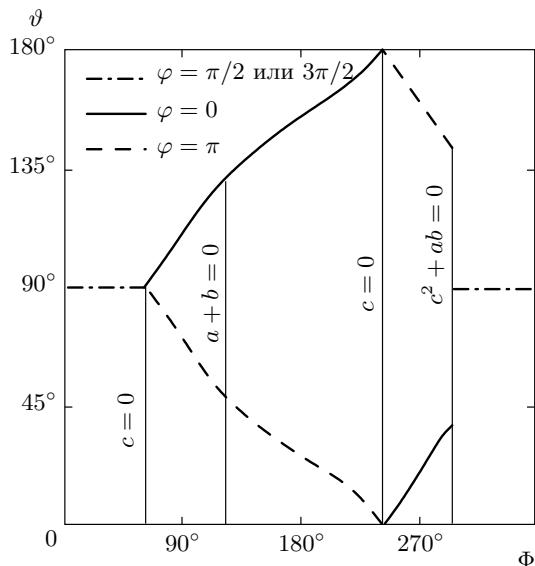


Рис. 9. Зависимость угла отклонения вектора намагниченности от нормали  $\vartheta$  от угла  $\Phi$

соответственно к значениям  $\varphi = 0$  и  $\varphi = \pi$ . Зависимость  $\vartheta(\Phi)$  графически изображена на рис. 9.

На рис. 8 линии  $K_u = \text{const}$  и  $K_p = \text{const}$  отображаются на плоскость  $(A', B')$  соответственно прямыми

$$17A' + 4B' - 50 = -\frac{25K_u}{\pi M^2}, \quad 8A' - 4B' = \frac{25K_p}{\pi M^2}. \quad (25)$$

Выражение (7) для угла отклонения ОЛН от нормали, справедливое для  $\vartheta_u \ll 1$ , можно записать в виде

$$\vartheta_u = \pm \frac{3(B' - 2A')}{8B' + 9A'}, \quad (26)$$

оно тождественно выражению (24) для угла отклонения от нормали вектора  $M$  при малых  $\vartheta$ .

Расчет коэффициентов  $A'$  и  $B'$  по известным значениям  $K_u$  и  $K_p$  проводится по формулам

$$A' = 2 + \frac{K_p - K_u}{\pi M^2}, \quad B' = 4 - \frac{17K_p + 8K_u}{4\pi M^2}. \quad (27)$$

Если двухпараметрическая модель наведенной анизотропии справедлива, то при  $\vartheta_u \ll 1$  должны выполняться соотношения

$$\begin{aligned} \psi_u &= \varphi_u - \varphi_c = n\pi, \quad \psi_p = n\pi, \\ \vartheta_u &= \frac{3}{4} \frac{K_u}{K_u + K_p}. \end{aligned} \quad (28)$$

## 6. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ АНИЗОТРОПИИ ПЛЕНОК

Для определения полного набора характеризующих анизотропию параметров использовалась описанная в предыдущем разделе магнитооптическая методика, основанная на измерении азимутальных и полевых зависимостей угла поворота плоскости поляризации света, проходящего через пленку по нормали, в сильном (по отношению к максимальному эффективному полю анизотропии) магнитном поле [43].

Последовательность операций при использовании данной методики сводится к следующему. Пленка в специальной оправке, допускающей поворот пленки (вокруг нормали  $\mathbf{n}$  к поверхности) на произвольные углы  $\varphi_H$ , помещается в зазор электромагнита, расположенного на поворотной платформе (это дает возможность изменять угол  $\vartheta_H = \arctg(H_z/H_x) \approx H_z/H_x$ ). Напряженность магнитного поля  $\mathbf{H}$ , при котором проводятся измерения, должна значительно превышать намагниченность насыщения и напряженность эффективного поля магнитной анизотропии. Последняя для пленок с ДС практически совпадает с максимальным полем однородного зарождения доменов [9, 11]; в монодоменных пленках для оценки минимально допустимой напряженности поля  $\mathbf{H}$  следует пользоваться процедурой, описанной в работе [45].

Через пленку в направлении нормали к ее поверхности пропускается плоскополяризованный свет на длине волны 0.63 мкм, и при некотором исходном положении пленки ( $\varphi_H = 0$ ) измеряется зависимость  $\Phi_F(\vartheta_H)$ , т. е. зависимость угла поворота плоскости поляризации света при прохождении через пленку от угла наклона вектора  $\mathbf{H}$  относительно плоскости пленки в пределах не более  $\pm 10^\circ$ . После этого направление магнитного поля изменяется на обратное (путем переключения направления тока в обмотках электромагнита) и измерения зависимости  $\Phi_F(\vartheta_H)$  повторяются. Затем пленка поворачивается на угол  $15^\circ$  (т. е. устанавливается в положение  $\varphi_H = 15^\circ$ ), снова проводится описанная выше процедура и т. д. до совпадения положения пленки с исходным.

Полученные экспериментальные данные (до выполнения фурье-анализа зависимостей  $m_{z0}(\varphi_H)$  и  $k_\vartheta(\varphi_H)$ ) подвергаются предварительной компьютерной обработке (подробности см. в работе [43]) для устранения ошибок, обусловленных неизбежным отклонением волнового вектора света  $\mathbf{k}_L$  от нормали

**п**, невозможностью точного определения положения электромагнита, при котором  $H_z = 0$  (т. е.  $\vartheta_H = 0$ ) и т. д. Дальнейшие действия подробно описаны в разд. 4. Поскольку в формулы (15)–(18) для расчета констант анизотропии входят коэффициенты гармоник рядов Фурье не выше пятой, измерения  $\Phi_F(\vartheta_H)$  можно проводить и в 12 точках, т. е. поворачивать пленку на  $30^\circ$  (а не на  $15^\circ$ ); однако точность определения коэффициентов рядов Фурье при этом, естественно, уменьшается.

Основные параметры некоторых из исследованных пленок собраны в таблицу; там же даны значения намагниченности насыщения и напряженности магнитного поля, в котором проводились измерения. Значения коэффициентов  $A'$  и  $B'$ , фигурирующие в двухпараметрической модели наведенной анизотропии, рассчитывались по формулам (15)–(18); положение точек ( $A' B'$ ) на рис. 8 для каждой из пленок отмечено соответствующим номером. В таблице приведены также оценочные значения угла  $\vartheta'_u$  отклонения ОЛН от нормали **п**, рассчитанные по результатам прямых измерений (в геометрии  $\mathbf{k}_L \parallel |\mathbf{n}| \parallel \mathbf{H}$ ) значения угла поворота плоскости поляризации света  $\Phi'_F$  в пленках при поле уничтожения DC, когда можно приближенно считать, что вектор **M** ориентируется вблизи ОЛН, и значения этого угла  $\Phi_{F0}$  при поле, значительно превышающем максимальное эффективное поле анизотропии, когда вектор направлен по нормали. Для расчетов использовалась формула

$$\vartheta'_u = \arccos \frac{\Phi'_F}{\Phi_{F0}}.$$

Видно, что для всех исследованных пленок наблюдается заметное расхождение между значениями  $\vartheta'_u$  и  $\vartheta_u$ . Наиболее вероятной причиной этого является существование неоднородности пленок по толщине, что подтверждается существованием в них несквозных доменов при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$ .

Использовать для измерения констант анизотропии метод фазовых переходов в исследованных пленках было невозможно из-за существования несквозных доменов в поперечных магнитных полях, а также из-за того, что в определенном интервале изменения  $\varphi_H$  для обеспечения условий, соответствующих зарождению доменов путем фазового перехода второго рода, требовались такие значения  $\vartheta_H$  ( $45^\circ$  и более), которые не удовлетворяли требованию  $\vartheta_H \ll 1$ , используемому при выводе формул (10). Тем не менее, в литературе имеются сведения об успешном использовании данного метода для пленок сходного состава, выращенных на подложках из

$\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  и  $(\text{GdCa})_3(\text{GaMgZr})_5\text{O}_{12}$  с (210)-ориентацией [46].

## 7. АНАЛИЗ ГИПОТЕЗ О ПРИРОДЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СВЯЗИ В ИССЛЕДОВАННЫХ ПЛЕНКАХ

Выполненные исследования показали, что эпигексиальные пленки магнитных гранатов состава  $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ , выращенные на подложках с (210)-ориентацией, имеют очень сильную орторомбическую компоненту наведенной магнитной анизотропии и большие значения угла отклонения ОЛН от нормали к поверхности в отличие от пленок с другой ориентацией. Доменная структура таких пленок обладает чрезвычайно высокой чувствительностью как к однородным, так и к неоднородным внешним магнитным полям, а также к внешним воздействиям, которые оказывают влияние на константы наведенной анизотропии, поскольку точки 1–5 на диаграмме рис. 8 располагаются вблизи линии, разделяющей состояния со значениями  $\vartheta = 0^\circ$  (или  $\vartheta = 180^\circ$ ) и  $\vartheta \geq 36.87^\circ$ . Эти особенности, а также данные, приводимые в работах [22–27], необходимо принимать во внимание при анализе гипотез существования магнитоэлектрической связи в рассматриваемых объектах.

В работе [22] для объяснения наблюдавшихся в экспериментах фактов была выдвинута гипотеза, основанная на предложенном в работе [47] механизме, согласно которому в областях неоднородно намагниченной среды с локальным нарушением центросимметричности (например, в киральных ДГ) возникает неоднородная электрическая поляризация. Вследствие этого в среде создается локальное неоднородное распределение электрического заряда, которое и реагирует на внешнее электрическое поле. При этом неоднородность внешнего электрического поля вообще в расчет не принимается, используемая в экспериментах система электродов рассматривается как средство создания большой напряженности поля, а штырь — как центр притяжения (отталкивания) зарядов на ДГ.

Справедливость данной гипотезы вызывает определенные сомнения по следующим причинам.

1. Утверждение авторов работы [22] о том, что все ДГ в любой пленке в отсутствие магнитного поля имеют одинаковую киральность, не подтверждено прямыми «немагнитоэлектрическими» экспериментами (например, методами определения угла и направления сноса цилиндрических магнитных доме-

Таблица

№	1	2	3	4	5
$L$ , мкм	8.1	9.9	9.7	7.4	7.4
$(\Delta a/a_s) \cdot 10^3$	-0.34	0.26	0.63	0.60	0.44
$H$ , кЭ	2.0	4.0	4.5	5.0	5.0
$M$ , Гс	4.50	4.96	4.26	6.11	4.53
$\Phi_{F_0}$ , град.	7.0	7.5	7.83	5.50	5.52
$K_u$ , эрг/см <sup>3</sup>	-895.8	-497.7	852.9	731.9	-2262
$K_p$ , эрг/см <sup>3</sup>	2951	3398	2440	5333	6012
$K_c$ , эрг/см <sup>3</sup>	1890	1813	1375	3208	3788
$\vartheta_u$ , град.	52.8	46.6	40.0	46.1	44.8
$\vartheta'_u$ , град.	31.2	25.8	18.8	10.0	18.0
$A'_i$	62.50	52.34	29.90	41.21	129.97
$B'_i$	-165.08	-169.73	-208.29	-201.65	-321.21

нов в градиентном магнитном поле [48] или методом рассеяния поляризованных нейтронов [49]).

2. Даже если принять без обоснования это утверждение, остается непонятным, почему в отсутствие внешнего магнитного поля все ДГ абсолютно во всех исследованных пленках, обнаружающих наличие магнитоэлектрического эффекта, всегда притягиваются к положительно заряженному электроду и всегда отталкиваются от отрицательно заряженного. Другими словами, за счет чего возникает спонтанное нарушение киральной симметрии в исследуемых объектах? Если его нет, то при одном и том же знаке заряда на иглообразном электроде примерно у половины пленок должно наблюдаться притяжение ДГ, а у другой половины — отталкивание.

Известно, что все обладающие киральностью объекты являются энантиомерными, т. е. могут существовать в двух вырожденных по энергии состояниях — правом и левом. В живой природе по не выясненным до сих пор причинам имеет место полное нарушение киральной симметрии (или все молекулы только правые, например у ДНК, или — гораздо реже — все только левые, например у фруктозы), а в неживой природе в подавляющем большинстве случаев левые и правые киральные объекты встречаются одинаково часто [50]. Поэтому для существования спонтанного нарушения симметрии должны быть особые причины.

В 1963 г. впервые было теоретически показано, что вырождение состояний с правой и левой киральностями снимается в магнитоупорядоченных средах с взаимодействием Дзялошинского–Мория, которое фиксирует направление вектора спирали [51]. Экспериментально подтверждено, что это действительно имеет место в нецентросимметричных ферро- и антиферромагнитных кристаллах (см., например, [52, 53]), а также в мультиферроиках, в которых отсутствие центра симметрии сопровождается возникновением спонтанной или наведенной внешним электрическим полем поляризации [54]. Были обнаружены монокиральные структуры в кубических ферромагнетиках, например  $Fe_{1-x}Co_xSi$  и  $Mn_{1-x}Fe_xSi$ , и было показано, что переход между правой и левой конфигурациями достигается простым изменением состава [55, 56]. Было также установлено, что в многослойных пленках (например  $Y/Dy$  и  $Y/Ho$ ) из-за нарушения зеркальной симметрии на границах раздела возникает поверхностное взаимодействие Дзялошинского–Мория даже при отсутствии его в массивных образцах [57]. В системах  $Ni–Co/Ir–Pt$  удалось реализовать правые и левые неелевские ДГ, а также некиральные блоховские ДГ, варьируя геометрические параметры структуры [58]. Киральное вырождение также может быть снято частично или полностью с помощью внешнего воздействия, например, напряжения кручения [59].

Этот список может быть значительно расширен, но в нем невозможно найти причину нарушения киральной симметрии в пленках магнитных гранатов. В объемных монокристаллах таких соединений отсутствует взаимодействие Дзялошинского; не может оно возникать и на границе раздела пленка–подложка, поскольку симметрия и параметры кристаллической решетки в рассматриваемом случае идентичны.

3. Существующий из-за описанного в работе [47] взаимодействия неоднородный магнитоэлектрический эффект должен быть слабым, поскольку он по механизму возникновения аналогичен однородному магнитоэлектрическому эффекту в нецентросимметрических средах и отличается от последнего лишь локальным характером нарушения центросимметричности кристалла в областях с неоднородным распределением магнитного момента, например, в местах расположения ДГ.

4. За семь лет, прошедших с момента первого наблюдения описанного в работах [22, 23] эффекта, так и не удалось непосредственно (например, методами атомно-силовой микроскопии) зарегистрировать наличие заряда на ДГ.

5. Не противоречащие обсуждаемой гипотезе дополнительные экспериментальные факты (например, переход от однотипного характера влияния поля игольчатого электрода в соседних доменах на ДГ к знакопеременному под действием внешнего магнитного поля [27]) не доказывают ее неопровергаемость.

В альтернативной гипотезе, предложенной в работах [28, 60], где был впервые подвергнут критике изложенный выше подход, первопричиной существования обнаруженного авторами [22, 23] эффекта считается именно сильно неоднородное внешнее электрическое поле  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ . Оно модифицирует распределение редкоземельных ионов в кристаллической решетке, в результате чего вблизи игольчатого электрода происходит изменение констант наведенной анизотропии, которое, например, для констант  $A$  и  $B$  из (3) может быть описано выражениями [28]

$$\delta A = A_{ij} \frac{\partial E_i}{\partial x_j} : \quad \delta B = B_{ij} \frac{\partial E_i}{\partial x_j}, \quad (29)$$

где  $A_{ij}$  и  $B_{ij}$  — феноменологические постоянные, описывающие связь между константами анизотропии и производными компонент напряженности электрического поля.

При этом в пленке возникают локальные особенности плотности энергии типа кратеров, пиков или седловых поверхностей, которые могут притягивать

или отталкивать ДГ, причем при изменении знака  $\mathbf{E}$  притяжение будет заменяться отталкиванием и наоборот. Из формулы (29) следует, что в рассматриваемом случае изменение констант анизотропии линейно по производным  $\mathbf{E}$  и может быть очень сильным, в отличие от ситуации с однородным электрическим полем, когда имеет место слабый, квадратичный по компонентам  $\mathbf{E}$  эффект [35]. Такое «усиление» магнитоэлектрической связи в неоднородном электрическом поле становится еще более заметным по влиянию на ДС, которая, как было показано в разд. 2, в пленках выбранного состава с (210)-ориентацией чрезвычайно чувствительна к любым внешним воздействиям.

Рассматриваемый механизм магнитоэлектрического взаимодействия может также быть привлечен и для объяснения наблюдавшегося в экспериментах наклона плоскости ДГ под действием электрического поля, создаваемого системой нанесенных непосредственно на поверхность образцов плоских ленточных электродов [25]. Энергия ДГ в данном случае изменяется по толщине, что приводит к различию положения границы у противоположных поверхностей образца, т. е. к наклону.

Для работы этого механизма необходимо, чтобы в пленках существовало большое отклонение ОЛН от нормали и чтобы эффективное поле одноосной анизотропии не являлось доминирующим по отношению к эффективному полю орторомбической анизотропии. Если эти условия не выполняются, как, например, в пленках с (111)-ориентацией, то распределение намагниченности в доменах практически полностью определяется эффективным полем одноосной анизотропии, т. е. вектор  $\mathbf{M}$  ориентируется вблизи нормали к поверхности пленки и не реагирует на изменения наведенной анизотропии под действием внешнего электрического поля.

Хотя приведенные выше соображения и позволяют качественно объяснить наблюдавшиеся в экспериментах факты в тех случаях, когда изменение плотности энергии ДГ  $\sigma_w$  зависит только от изменения констант анизотропии, они не являются строгим обоснованием предложенной гипотезы и не могут быть напрямую применены, например, к объяснению особенностей магнитоэлектрического эффекта в присутствии внешних магнитных полей, которые вносят вклад в энергию ДГ и модифицируют ее структуру [48].

В общем случае необходим теоретический анализ локального изменения доменной структуры пленки в окрестности уединенной особенности внутреннего

эффективного магнитного поля, создаваемой внешним неоднородным электрическим полем  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  и описываемой с помощью тензоров констант всех допускаемых симметрий типов неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия.

В рамках обсуждаемой альтернативной гипотезы находит вполне адекватное объяснение колоссальная величина обнаруженного авторами [22, 23] эффекта, которую нельзя объяснить локальным нарушением центросимметричности микрообластей кристалла в окрестности ДГ, ширина которых для изучаемых пленок лежит в пределах 0.1–0.01 мкм. Напомним, что в толще массивных монокристаллов магнитных кристаллов наведенная анизотропия вообще отсутствует, в то время как в пленках создаваемое в процессе выращивания пленок некубическое упорядочение ионов приводит к возникновению огромной наведенной анизотропии, компоненты эффективного поля которой могут доходить до нескольких килоэрстед. При поляризации граната в неоднородном электрическом поле однотипные ионы испытывают разное смещение, усугубляя или ослабляя степень исходного некубического упорядочения, что влечет за собой ощутимое изменение эффективных магнитных полей в макрообласти образцов, приводящее к наблюдаемому в экспериментах смещению ДГ.

Еще одной заслуживающей внимания гипотезой можно считать стрикционный механизм, аналогичный существующему в композитных слоистых мультиферроиках типа сегнетоэлектрик–ферромагнетик [61]. Действительно, неоднородное внешнее электрическое поле через стрикцию может наводить в магнитной пленке упругие деформации, достаточные для того, чтобы через обратную магнитострикцию создать магнитные поля, способные влиять на ДС. Хотя в однородном внешнем электрическом поле этот механизм, сопряженный с реализацией в одной и той же среде двух эффектов второго порядка, вряд ли может приводить к наблюдаемым в экспериментах последствиям, сильная неоднородность внешнего воздействия может радикально изменить ситуацию.

В заключение заметим, что адекватное описание магнитоэлектрических эффектов в пленках магнитных гранатов с (210)-ориентацией не может быть получено без учета особенностей распределения намагниченности в ДС, обусловленной сложным характером магнитной анизотропии. Кроме того, недавно авторами работы [62] на основе комбинированного использования методов линейной и нелинейной магнитооптической спектроскопии была обнаружена

на своеобразная дополнительная модуляция ДС, заключающаяся в том, что каждый из пары соседних доменов состоит из субдоменов с различным направлением параллельных поверхности компонент вектора намагниченности. Это лишает убедительности аргументацию справедливости гипотезы о заряженных ДГ, основанную на использовании простых одномерных моделей ДС для безграничной среды, подобных описанным в работах [63, 64].

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. H. Bobeck, E. G. Spenser, L. G. Van Uitert et al., *Appl. Phys. Lett.* **17**, 131 (1971).
2. A. H. Bobeck, D. H. Smith, E. G. Spenser et al., *IEEE Trans. Magn.* **7**, 461 (1971).
3. L. K. Shick, J. W. Nielsen, A. H. Bobeck et al., *Appl. Phys. Lett.* **18**, 89 (1971).
4. M. Robinson, A. H. Bobeck, J. W. Nielsen et al., *IEEE Trans. Magn.* **7**, 464 (1971).
5. A. Rosenzwaig and W. J. Tabor, *J. Appl. Phys.* **42**, 1643 (1971).
6. H. Callen, *Appl. Phys. Lett.* **18**, 311 (1971).
7. E. J. Heinler and W. H. Grodkiewich, *J. Appl. Phys.* **44**, 4218 (1973).
8. W. T. Stacy and C. J. Roomans, *Sol. St. Comm.* **9**, 2005 (1971).
9. A. Hubert, A. P. Malozemoff, and J. C. De Luca, *J. Appl. Phys.* **45**, 3562 (1974).
10. A. P. Malozemoff and J. C. De Luca, *J. Appl. Phys.* **45**, 4586 (1974).
11. И. Е. Дикштейн, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова и др., *Микроэлектроника* **13**, 337 (1984).
12. А. М. Балбашов, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова и др., *Микроэлектроника* **18**, 274 (1989).
13. E. Schlomann, *J. Appl. Phys.* **47**, 1142 (1976).
14. W. T. Stacy, A. B. Voermans, and H. Logmans, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 817 (1976).
15. R. Wolfe, R. C. Le Craw, S. L. Blank, and R. D. Pierce, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 815 (1976).
16. А. М. Балбашов, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Препринт ИРЭ АН СССР № 25(500), Москва (1988).
17. П. Кюри, *Избранные произведения*, Наука, Москва–Ленинград (1966).

18. Б. Б. Кричевцов, В. В. Павлов, Р. В. Писарев, Письма в ЖЭТФ **49**, 466 (1989).
19. Д. Н. Астров, ЖЭТФ **38**, 984 (1960).
20. R. V. Pisarev, B. B. Krichevtssov, V. N. Gridnev et al., J. Phys.: Condens. Matter **5**, 8621 (1993).
21. V. N. Gridnev, V. V. Pavlov, and R. V. Pisarev, Phys. Rev. B **63**, 184407 (2001).
22. A. S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev et al., J. Magn. Magn. Mat. **310**, 2569 (2007).
23. А. С. Логгинов, Г. А. Мешков, А. В. Николаев и др., Письма в ЖЭТФ **86**, 124 (2007).
24. A. S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev et al., Appl. Phys. Lett. **93**, 182510 (2008).
25. A. P. Pyatakov, D. A. Sechin, A. V. Sergeev et al., Europhys. Lett. **93**, 17001 (2011).
26. А. П. Пятаков, Д. А. Сечин, А. С. Сергеев и др., в сб. *Труды XXII Международной конф. «Новое в магнетизме и магнитных материалах»*, Астрахань, 2012, Изд. дом «Астраханский университет» (2012), с. 602.
27. А. С. Сергеев, Д. А. Сечин, О. В. Павленко и др., Изв. РАН, сер. физ. **77**, 1523 (2013).
28. А. Ф. Кабыченков, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Письма в ЖЭТФ **97**, 898 (2013).
29. А. И. Китайгородский, *Рентгеноструктурный анализ*, Гостехиздат, Москва–Ленинград (1950).
30. Я. С. Уманский, Ю. А. Скаков, А. Н. Иванов и др., *Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия*, Металлургия, Москва (1982).
31. С. С. Горелик, Ю. А. Скаков, Л. Н. Растворгусев, *Рентгенографический и электронно-оптический анализ*, МИСиС, Москва (2002).
32. В. В. Гаврилюк, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова и др., Изв. РАН, сер. физ. **77**, 1511 (2014).
33. А. Г. Темирязев, С. А. Саунин, В. Е. Сизов и др., Изв. РАН, сер. физ. **78**, 78 (2013).
34. M. Al-Khafaji, W. Rainforth, M. Gibbs et al., IEEE Trans. Magn. **32**, 4138 (1996).
35. G. T. Rado and J. M. Ferrari, Phys. Rev. B **15**, 290 (1977).
36. G. Aubert, J. Magn. Magn. Mater. **19**, 290 (1980).
37. V. E. Koronovsky, S. M. Ryabchenko, and V. F. Kovalenko, Phys. Rev. B **71**, 172402 (2005).
38. Н. С. Акулов, *Ферромагнетизм*, Гостехиздат, Москва–Ленинград (1939).
39. С. В. Вонсовский, *Ферромагнетизм*, Наука, Москва (1971).
40. L. Neel, C. R. Acad. Sci. **237**, 1468 (1953).
41. L. Neel, J. Phys. Rad. **15**, 225 (1954).
42. А. Г. Лесник, *Набеденная магнитная анизотропия*, Наук. думка, Киев (1976).
43. А. М. Балбашов, И. Е. Дикштейн, Ф. В. Лисовский и др., Микроэлектроника **19**, 45 (1990).
44. M. Marysko, A. Maziewski, A. Stankiewicz et al., Physica B **190**, 190 (1993).
45. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, В. И. Шаповалов, Опт. и спектр. **47**, 1082 (1979).
46. Е. Н. Ильичева, Е. И. Ильяшенко, А. В. Клушина и др., Вестник МГУ, сер. 3, физика, астрон. № 5, 47 (1999).
47. В. Г. Баръяхтар, В. А. Львов, Д. А. Яблонский, Письма в ЖЭТФ **37**, 565 (1983).
48. А. С. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стеники в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, Москва (1982) [A. P. Malozemoff and J. C. Slonczewski, *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials*, Acad. Press, New York, London (1979)].
49. С. В. Малеев, УФН **172**, 617 (2002).
50. В. А. Аветисов, В. И. Гольданский, УФН **166**, 873 (1996).
51. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **46**, 1420 (1964).
52. A. Zheludev, S. Maslov, I. Takuda et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 5410 (1998).
53. A. Zheludev, S. Maslov, G. Shirane et al., Phys. Rev. B **59**, 11432 (1999).
54. K. Siratory, J. Akimitsu, E. Kita et al., J. Phys. Soc. Jpn. **48**, 1111 (1980).
55. S. V. Grigoriev, D. Chernyshov, V. A. Dyadkin et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 037204 (2009).
56. S. V. Grigoriev, D. Chernyshov, V. A. Dyadkin et al., Phys. Rev. B **81**, 012408 (2010).
57. S. V. Grigoriev, Yu. O. Chetverikov, D. Lott et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 197203 (2008).
58. Gong Chen, Tianping Ma, A. T. N'Diaye et al., Nature Comm. **4**, 2671 (2013).

59. V. P. Plakhty, W. Schweika, T. Bruckel et al., Phys. Rev. B **64**, 100402 (2001).
60. А. Ф. Кабыченков, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, в сб. *Труды XXII Международной конф. «Новое в магнетизме и магнитных материалах»*, Астрахань, 2012, Изд. дом «Астраханский университет» (2012), с. 604.
61. C.-W. Nan, M. I. Bichurin, S. Dong et al., J. Appl. Phys. **108**, 031101 (2008).
62. V. Kirilyuk, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, J. Appl. Phys. **70**, 2306 (1997).
63. М. Я. Широбоков, ДАН СССР **24**, 426 (1939).
64. М. Я. Широбоков, ЖЭТФ **15**, 57 (1945).