

МАГНИТНО-СИЛОВАЯ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКАЯ МИКРОСКОПИЯ ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ ПЛЕНКИ ФЕРРИТА-ГРАНАТА

Е. А. Мамонов^{а,е}, В. Б. Новиков^а, А. И. Майдыковский^а, М. П. Темиряева^б,
А. Г. Темиряев^б, А. А. Федорова^{с,д}, М. В. Логунов^{с,д}, С. А. Никитов^{с,д},
Т. В. Мурзина^{а,е**}*

^а Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
119991, Москва, Россия

^б Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова
Российской академии наук
141190, Фрязино, Московская область, Россия

^с Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва, Россия

^д Московский физико-технический институт (государственный университет)
141700, Долгопрудный, Московская область, Россия

^е Факультет физики, Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”
109028, Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 июля 2022 г.,
после переработки 9 августа 2022 г.
Принята к публикации 10 августа 2022 г.

Методами магнитно-силовой, поляризационно-оптической и нелинейно-оптической микроскопии изучены магнитные свойства приповерхностного слоя эпитаксиальной пленки феррита-граната, легированного висмутом, со слабой одноосной анизотропией. Показано, что вблизи свободной поверхности пленки наблюдается значительная модуляция интенсивности оптической второй гармоники вдоль полосовых доменов. Это обусловлено периодическими искажениями структуры полосовых доменов вблизи поверхности пленки и наличием приповерхностных несквозных доменов, обнаруженных с помощью магнитно-силовой микроскопии (МСМ). Полученная серия МСМ-изображений пленки в планарном магнитном поле с напряженностью, изменяющейся от -400 Э до 400 Э, показывает квазистатический процесс зарождения несквозных доменов, периодически расположенных вдоль полосовых.

*Статья представлена в рамках публикации материалов VIII Евроазиатского симпозиума
«Тенденции в магнетизме» (EASTMAG-2022), Казань, август 2022 г.*

DOI: 10.31857/S0044451023010054

EDN: NNETKG

1. ВВЕДЕНИЕ

Диэлектрические магнитные пленки и кристаллы, и особенно их доменная структура, в течение длительного времени являются предметом интенсивных исследований [1]. Доменная структура определяет основные магнитные и магнитооптические свойства магнетиков, что важно для их практического использования в различных приложениях. Из-

* E-mail: mamonov@shg.ru

** E-mail: murzina@mail.ru

вестно, что в ряде случаев магнитостатические эффекты приводят к тому, что доменная структура эпитаксиальных слоев граната толщиной около 10 мкм может отличаться от простой полосовой [2], что ранее было продемонстрировано с использованием как методов оптической и магнитооптической микроскопии, так и метода магнитно-силовой микроскопии (МСМ) [3]. Так, было показано, что магнитная структура неоднородна по толщине пленок. В то же время структура остаточной намагниченности приповерхностных слоев пленок граната представляет большой интерес для изучения свойств магнитных пленок и их применения в устройствах фотоники.

Экспериментальные методы поляризационной микроскопии, основанные на магнитооптическом эффекте Фарадея, позволяют получить усредненную по толщине пленки информацию о магнитной структуре прозрачных диэлектрических магнитных пленок, в том числе ферритов-гранатов, в то время как состояние намагниченности вблизи поверхности или интерфейсов остаются менее изученными. Интересная информация о поверхностных слоях может быть получена при использовании метода магнитно-силовой микроскопии [4]. Например, в работах [5, 6] сообщается о сложной поверхностной магнитной структуре пленок граната и обнаружении неоднородности магнитных свойств по их глубине.

С другой стороны, высокая поверхностная и межфазная чувствительность является отличительным признаком нелинейно-оптического метода генерации оптической второй гармоники (ГВГ) [7]. Поскольку ГВГ запрещена для объема centrosymmetричных сред в электрическом дипольном приближении, основные источники второй гармоники (ВГ), как и других нелинейно-оптических эффектов четного порядка, локализованы в областях нарушения симметрии, т.е. на поверхности и внутренних границах раздела, что и определяет уникальные возможности метода ГВГ для диагностики интерфейсов. В первой [8] и последующих [9–12] работах было показано, что в случае магнитных материалов возможно наблюдение нелинейно-оптических аналогов магнитооптических эффектов, которые характеризуют магнитные свойства границ раздела centrosymmetричных сред. Таким образом, метод ГВГ может быть применен для исследования поверхности ферритов-гранатов, относящихся к кубическому классу симметрии ($m\bar{3}m$), что уже было продемонстрировано в ряде работ, например, в [13–15]. При наличии слабого отклонения структуры феррита-граната от centrosymmetричной область зондирова-

ния определяется глубиной проникновения оптического поля накачки или второй гармоники, и если длина волны ВГ соответствует области поглощения, параметры ГВГ отражают свойства приповерхностного слоя граната толщиной в единицы микрометров.

В данной работе сравнительные исследования методами магнитно-силовой, поляризационно-оптической и нелинейно-оптической микроскопии использованы для изучения доменной структуры приповерхностного слоя эпитаксиальной пленки состава $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$.

2. ИССЛЕДОВАННЫЕ СТРУКТУРЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования доменной структуры были выполнены для эпитаксиальных пленок граната состава $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной 10 мкм, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложке галлий-гадолиниевого граната, $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, с кристаллической ориентацией (111). Метод жидкофазной эпитаксии, или метод синтеза пленок из переохлажденного раствора – расплава на кристаллографически родственных подложках, позволяет получать наиболее совершенные монокристаллические пленки ферритов-гранатов и активно используется для синтеза высококачественных пленок толщиной от десятков нанометров [16] до десятков и сотен микрометров [17, 18]. Известно, что такого рода пленки в отсутствие внешнего магнитного поля характеризуются структурой полосовых доменов, в которых намагниченность ориентирована преимущественно перпендикулярно плоскости поверхности [19, 20].

В нашей работе исследование магнитного отклика доменной структуры проводилось методом магнитно-силовой микроскопии (SmartSPM (AIST-NT)). Были использованы изготовленные специальным образом зонды, покрытые слоем 8 нм CoPt [21]. Такие кантилеверы имеют малый магнитный момент и позволяют получать магнитные изображения без искажений доменной структуры, вызываемых обычно в магнитомягких материалах магнитным полем зонда. Сканирование проводилось в двухпроходном режиме. Измерение линейных оптических спектров было проведено при использовании спектрометров JASCO J-1500 и Avesta; измерение эффекта Фарадея проводилось при нормальном падении света при условии приложения магнитного поля напряженностью около 200 Э вдоль пучка света при угле между поляризатором и анализатором 30°. Измерение полярного эффекта Керра выпол-

нялось при угле падения 45° p -поляризованного излучения с использованием анализатора, ориентированного под углом 45° относительно плоскости падения света.

Изучение нелинейного отклика пленок граната методом микроскопии оптической ВГ проводилось на экспериментальной установке с использованием в качестве накачки излучения лазера на титанате сапфира (длительность импульса 60 фс, частота следования 80 МГц, средняя мощность 50 мВт) с длиной волны 850 нм, оснащенной фокусирующим и собирающим объективами Mitutoyo M Plan Apo 100 с числовой апертурой 0.7 [22]. Исследования проводились в геометрии на пропускание при нормальном падении излучения накачки, диаметр лазерного пятна на образце составлял около 0.9 мкм. Излучение ВГ, прошедшее через пленку, спектрально выделялось соответствующим набором фильтров, проходило через анализатор (призма Глана–Тейлора) и регистрировалось фотоумножителем (Hamamatsu R4220p).

Нелинейно-оптический отклик пленок граната был исследован также в стандартной схеме генерации магнитоиндуцированной ВГ, при этом диаметр области лазерного зондирования составлял около 50 мкм; в этом случае фокусировка лазерного излучения на поверхности образца проводилась с помощью линзы с фокусным расстоянием 5 см. Анизотропные зависимости интенсивности ВГ измерялись при вращении пленки относительно нормали к ее поверхности при фиксированных линейных поляризациях излучения накачки и регистрируемого сигнала ВГ. Статическое магнитное поле прикладывалось в требуемой геометрии с помощью либо постоянных магнитов ($H \approx 2.5$ кЭ), либо электромагнита.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Линейная оптическая спектроскопия

Спектры линейного пропускания, оптической плотности и магнитооптического эффекта Фарадея, измеренные при нормальном падении зондирующего излучения на пленку граната, приведены на рис. 1. Видно сильное поглощение пленки для длин волн света менее 550 нм, что соответствует литературным данным [23]. Заметим, что из рис. 1б следует, что на длине волны 425 нм (соответствующей длине волны ВГ в наших нелинейно-оптических измерениях) поглощение возрастает на 4 порядка по сравнению с этой величиной при длине волны накачки, генерируемой титан-сапфировым лазером (850 нм).

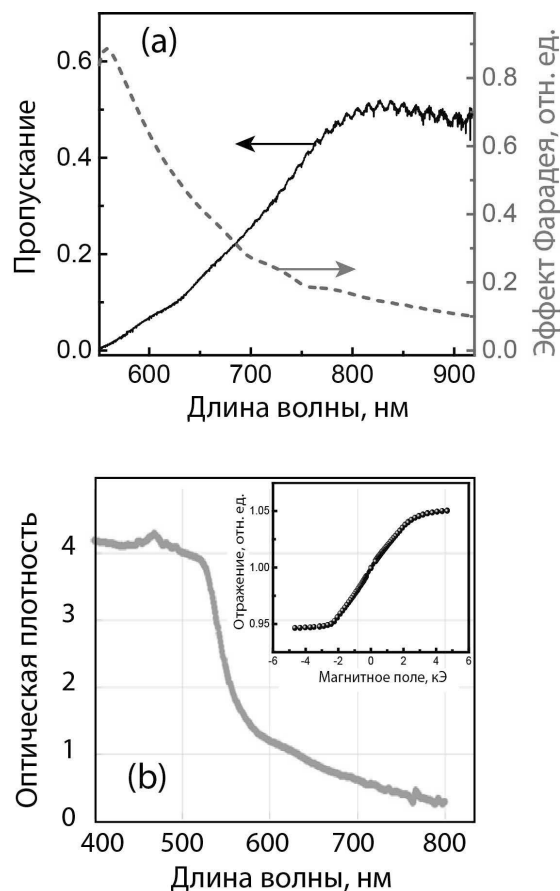


Рис. 1. а) Спектры линейного пропускания и магнитооптического эффекта Фарадея пленки $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. б) Спектр оптической плотности; на вставке — гистерезис полярного магнитооптического эффекта Керра этой же пленки

Измерения магнитооптических эффектов Керра (МОЭК) показали существенное различие полей насыщения для полярного (магнитное поле приложено перпендикулярно поверхности пленки, $H_{\text{sat}} \approx 2.3$ кЭ, рис. 1б) и латерального ($H_{\text{sat}} \approx 250$ Э) намагничивания, что указывает на наличие магнитной анизотропии исследуемой пленки.

3.2. Поляризационно-оптическая и магнитно-силовая микроскопия

На рис. 2а приведено оптическое изображение пленки феррита-граната в проходящем свете при угле между поляризатором и анализатором 30° в отсутствие подмагничивающих полей. Видна лабиринтная доменная структура, типичная для пленок граната, однако следует отметить наличие периодической слабо выраженной модуляции ширины доменов. Существенно более ярко тонкая структура доменных границ проявляется на изображении, полученном с помощью магнитно-силовой микро-

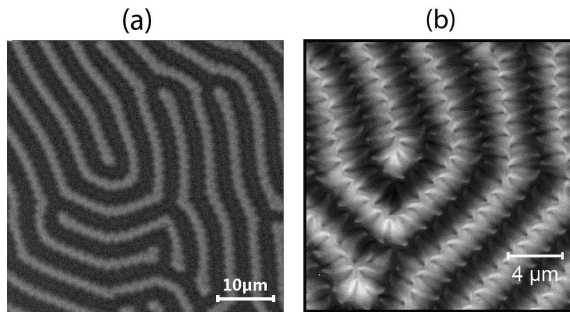


Рис. 2. *a)* Оптическое изображение пленки в проходящем свете при угле между поляризатором и анализатором $\approx 30^\circ$. *b)* МСМ-изображение пленки граната

скопии (рис. 2*b*). Различие этих двух изображений обусловлено не только более высоким разрешением МСМ, но и тем, что магнитооптическое изображение формируется за счет вклада намагниченности преимущественно в объеме пленки, тогда как магнитно-силовая микроскопия отражает структуру полей рассеяния доменов в приповерхностном слое [24]. При наложении внешнего магнитного поля в плоскости пленки домены разворачиваются по направлению поля и постепенно контраст в МСМ-изображении доменов исчезает.

Мы провели серию МСМ-измерений во внешнем планарном поле при его изменении от -400 Э до 400 Э с шагом в 1 Э. Некоторые из полученных изображений представлены на рис. 3. В области магнитных полей ± 40 Э зигзагообразная модуляция по длине полосовых доменов наиболее выражена и наблюдается как с помощью МСМ (рис. 2*b*, 3*d,e*), так и с помощью поляризационно-оптической микроскопии (рис. 2*a*). В магнитных полях, превышающих ± 200 Э, на МСМ-изображениях полосовых доменов заметны элементы размером ~ 0.5 мкм, периодически (с периодом ~ 1 мкм) расположенные над полосовыми доменами (рис. 3*b,c,f*). Поскольку размеры этих элементов и их период в 4–5 раз меньше размеров полосовых доменов, есть основания полагать несквозную природу этих элементов доменной структуры. Как правило, ветвление в приповерхностном слое характерно для пленок, имеющих существенную неоднородность магнитных свойств по толщине [1]. Наиболее вероятная причина этого состоит в изменении поля одноосной анизотропии по толщине пленки, оценить величину которого можно по спектру спин-волнового резонанса [25, 26]. Наши измерения показали, что для данной пленки оно составляет около 270 Э. В магнитных полях, превышающих ± 350 Э, модуляции изображений полосовых доменов не наблюдается (рис. 3*a*).

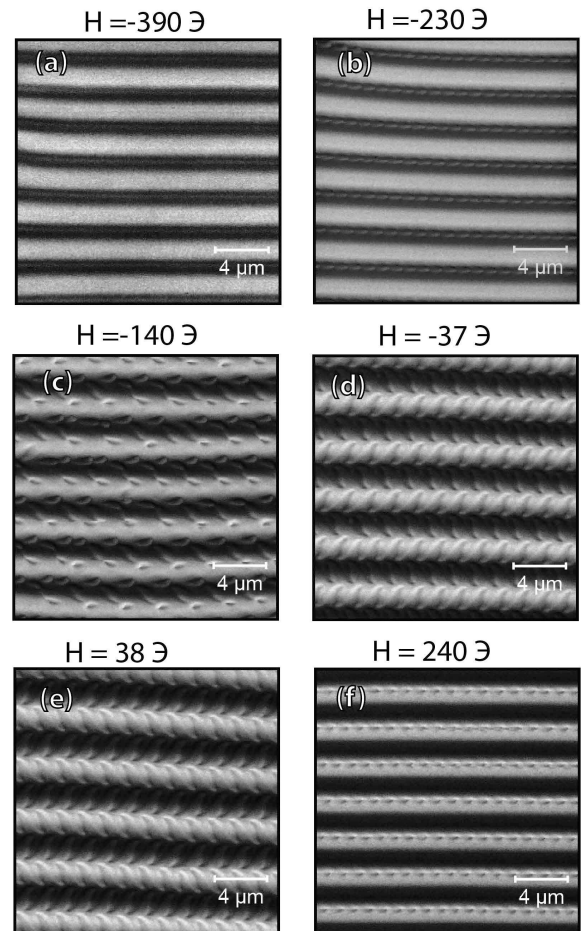


Рис. 3. Эволюция МСМ-изображений доменной структуры при изменении внешнего плоскостного магнитного поля от -390 Э до $+240$ Э; величина напряженности магнитного поля, при котором выполнено МСМ-измерение, указана возле каждой панели

3.3. Генерация магнитоиндуцированной второй гармоники в пленках граната: магнитный гистерезис и анизотропия

Азимутальные зависимости интенсивности ВГ при нормальном падении излучения накачки на образец приведены на рис. 4. Измерения выполнены в схеме на пропускание либо в отсутствие внешнего магнитного поля, либо при приложении к образцу статического магнитного поля напряженностью около 2.5 кЭ в геометрии Фохта; в последнем случае при любом азимутальном положении пленка была намагничена одинаковым образом, что исключало эффект магнитоиндуцированной анизотропии ВГ. В обоих случаях зависимости интенсивности ВГ от азимутального угла ψ , $I_{2\omega}(\psi)$, содержат шесть эквидистантно расположенных максимумов интенсивности ВГ на полный оборот структуры, что соот-

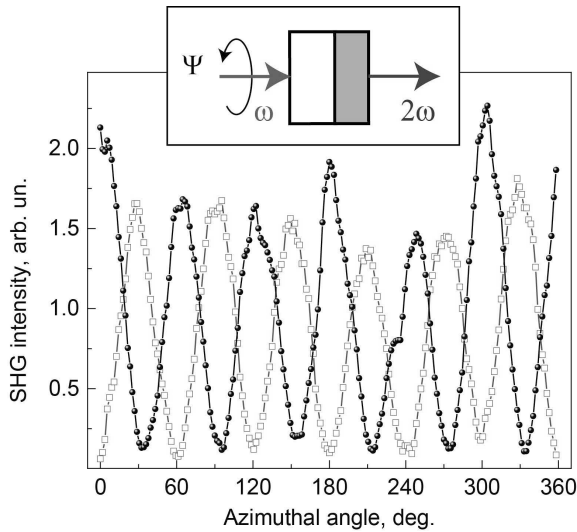


Рис. 4. Азимутальные угловые зависимости интенсивности ВГ для параллельных (темные символы) и ортогональных (светлые символы) поляризаций излучения накачки и ВГ, при падении излучения накачки под нормалью к пленке. На вставке — соответствующая схема измерения анизотропных зависимостей ВГ

ветствует отклику грани (111) кубического кристалла [27]. Видно, что для ортогональных поляризаций излучения ВГ угловое положение максимумов различно, что также соответствует симметрии отклика исследуемой поверхности. Одинаковый вид зависимостей $I_{2\omega}(\psi)$, измеренных как в отсутствие, так и при наличии статического насыщающего магнитного поля, указывает на отсутствие в приповерхностном слое граната остаточной плоскостной намагниченности.

На рис. 5 приведены магнитные гистерезисы интенсивности ВГ в геометрии Фохта при нормальном падении излучения накачки на образец со стороны подложки (рис. 5a) и со стороны пленки (рис. 5b) для азимутального положения пленки, соответствующего минимуму азимутальной зависимости $I_{2\omega}(\psi)$ ($\psi = 90^\circ$); поляризации излучения накачки и ВГ были ортогональны приложенному магнитному полю, как схематично показано на вставках к рисунку. Обращает на себя внимание различие форм зависимостей ГВГ от магнитного поля при смене геометрии взаимодействия: в первом случае зависимость $I_{2\omega}(H)$ в значительной степени асимметрична, тогда как кривая на рис. 5b почти симметрична по отношению к знаку поля H . Обсуждение этих зависимостей приведено в следующем разделе.

Аналогичные измерения выполнены для максимумов азимутальной зависимости интенсивности ВГ, $\psi = 0^\circ$ и $\psi = 180^\circ$ (см. рис. 4) при падении ла-

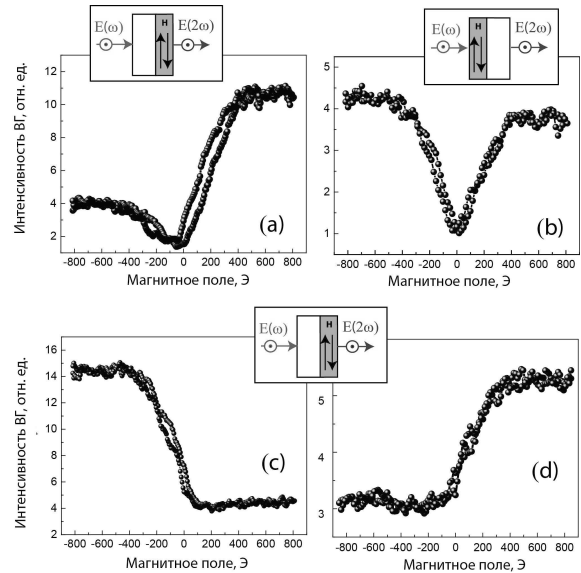


Рис. 5. Зависимости интенсивности ВГ от магнитного поля, приложенного в схеме магнитооптического эффекта Фохта, для азимутального положения пленки, соответствующего минимуму зависимости $I_{2\omega}(\psi)$ ($\psi = 90^\circ$ при падении излучения накачки со стороны (a) подложки и (b) пленки; (c, d) для максимумов азимутальной зависимости интенсивности ВГ, $\psi = 0^\circ$ и $\psi = 180^\circ$ при падении излучения накачки со стороны подложки

зерного излучения со стороны подложки (рис. 5c, d). Смена знака магнитного эффекта в этом случае связана с инверсией фазы магнитоиндуцированных компонент квадратичной магнитоиндуцированной восприимчивости при повороте пленки на 180° , что типично для отклика грани (111) феррита-граната.

3.4. Микроскопия второй гармоники

Пространственное распределение нелинейных источников в пленках граната было проведено методом микроскопии ВГ в схеме на пропускание. Согласно нашим оценкам, этот метод при использовании длины волны накачки 850 нм зондирует приповерхностный слой пленки толщиной несколько сотен нанометров за счет малого коэффициента пропускания пленки на частоте ВГ. На рис. 6 приведены распределения интенсивности ВГ для параллельных и скрещенных поляризаций излучения накачки и ВГ в отсутствие внешнего магнитного поля (a–d); при этом домены ориентированы горизонтально. В случае, когда детектируемая поляризация излучения ВГ параллельна доменам (рис. 6a, b), наблюдается картина, качественно схожая с оптическим и МСМ-изображениями исследуемой пленки феррита-граната, а именно,

интенсивности ВГ в соседствующих доменах существенно различны и наблюдается периодическая модуляция нелинейного сигнала как вдоль границ доменов, так и внутри самих доменов. Паттерн интенсивности ВГ имеет зигзагообразную форму. Отметим, что контраст изображения достигается за счет большой величины магнитоиндуцированных компонент поля ВГ.

Периодическая модуляция интенсивности ВГ вдоль доменов еще более очевидно проявляется в измерениях компоненты поляризации ВГ, перпендикулярной доменам, период модуляции составляет около 2 мкм (рис. 6с, д). Видно, что минимумы и максимумы интенсивности ВГ в соседних доменах смещены на половину периода, при этом вид распределения интенсивности второй гармоники преимущественно определяется поляризацией излучения второй гармоники относительно доменов.

На рис. 6е, ф приведены распределения угла поворота плоскости поляризации излучения ВГ относительно поляризации волны накачки; измерения выполнены для той же области пленок, изображения которых приведены на рис. 6а–д. Видно, что в соседних доменах поворот плоскости поляризации имеет разную величину, контраст угла поворота плоскости поляризации зависит от поляризации волны накачки и превышает 30° , при этом максимальные значения поворота плоскости поляризации наблюдаются в области середины доменов. Следует также отметить зигзагообразную форму распределения на рис. 6е, ф, проявляющуюся и в других видах измерений. При ориентации доменов перпендикулярно рассмотренной выше качественно результаты остаются аналогичными: сохраняются зигзагообразный паттерн для распределения угла поворота плоскости поляризации ВГ и определяющая роль поляризации излучения ВГ в формировании паттерна интенсивности ВГ.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Изображения пленки феррита-граната, полученные методами магнитно-силовой, поляризационно-оптической и нелинейно-оптической микроскопии, отражают наличие полосовых доменов, а также периодической модуляции доменной структуры приповерхностного слоя с приблизительно в два раза меньшим периодом, имеющей зигзагообразную структуру. Аналогичные результаты, связанные с периодическим искажением профиля приповерхностных доменных границ, в МСМ-исследованиях наблюдались ранее для пленок граната схожего со-

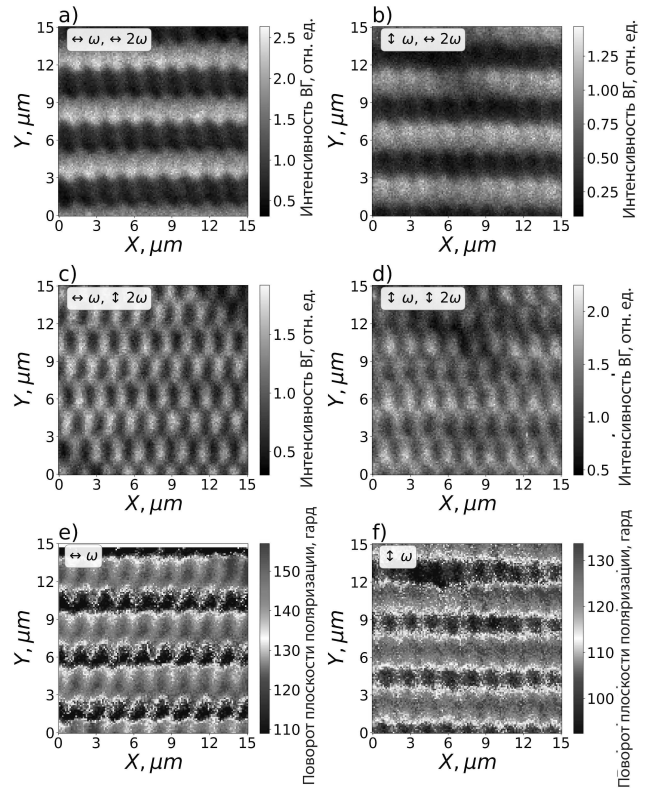


Рис. 6. а–д) Распределения интенсивности ГВГ в пленках граната в схеме на пропускание после намагничивания в плоскости пленки в горизонтальном направлении для поляризаций излучения накачки и ВГ, показанных стрелками на рисунках. е, ф) Распределения магнитоиндуцированного поворота плоскости поляризации излучения ВГ для поляризаций излучения накачки параллельно и перпендикулярно доменам

става с осью легкого намагничивания вдоль нормали к пленке [5].

Рассмотрим возможные механизмы генерации ВГ в схеме нелинейно-оптической микроскопии при нормальном падении лазерного излучения накачки на пленку. Следует предположить, что исследуемый феррит-гранат имеет слабо искаженную кристаллическую структуру, что было ранее показано для аналогичных пленок граната [13]. С учетом того, что в эксперименте регистрируется длина волны ВГ 425 нм, попадающая в полосу поглощения граната, а также используется высокоапертурный объектив, в нелинейно-оптических изменениях зондируется приповерхностный слой толщиной менее 1 мкм — в отличие от линейных оптических измерений. Кроме того, выбор поляризации регистрируемого излучения ВГ определяет и ориентацию намагниченности пленки. Так, при нормальном падении линейно поляризованного излучения накачки и детектирова-

нии компоненты излучения ВГ с такой же поляризацией интенсивность ВГ будет определяться только вкладом плоскостной компоненты намагниченности, перпендикулярной плоскости поляризации ВГ, а также, в некоторых случаях, нормальной компоненты намагниченности [9]. Таким образом, распределения магнитоиндуцированного поворота плоскости поляризации излучения ВГ (рис. 6e,f) отражают наличие областей пленки с намагниченностью, ориентированной вдоль поверхности и имеющей противоположную направленность в соседних доменах. Зигзагообразная форма изображений отражает, по видимому, форму замыкающих (несквозных) доменов в приповерхностной части пленки.

Особенностью генерации ВГ в исследованных пленках также является изменение формы магнитного гистерезиса интенсивности ВГ при зондировании структуры со стороны подложки и со стороны пленки для азимутальных положений, соответствующих минимумам интенсивности ВГ (рис. 5a,b). В первом случае генерация ВГ определяется свойствами пленки вблизи ее свободной поверхности, во втором — вкладом вблизи границы раздела феррит-гранат/гадолиний-галлиевый гранат. В отсутствие внешнего магнитного поля генерация ВГ обращается в нуль, тогда как при приложении магнитного поля разной полярности в геометрии эффекта Фохта интенсивность ГВГ различна. Таким образом, кристаллографическая (немагнитная) компонента ВГ отсутствует для данного положения образца в лабораторной системе координат, и вид магнитного гистерезиса интенсивности ВГ определяется только магнитоиндуцированными эффектами.

Различия интенсивности ВГ для насыщающих магнитных полей разной полярности, немонотонность зависимостей интенсивности ВГ от внешнего магнитного поля и их асимметрия относительно нулевого значения внешнего магнитного поля указывают на то, что в процессе ГВГ участвуют два типа магнитоиндуцированных вкладов, нечетных (odd) и четных (even) по магнитному полю, равных нулю при нулевом внешнем магнитном поле, т. е.

$$I(2\omega) \propto |\mathbf{E}^{even}(2\omega, \mathbf{M}) + \mathbf{E}^{odd}(2\omega, \mathbf{M})|^2.$$

Нечетные магнитоиндуцированные компоненты поля на частоте ВГ определяют обычные магнитные нелинейно-оптические эффекты и в простейшем случае могут быть записаны в виде

$$\mathbf{E}^{odd}(2\omega, \mathbf{M}) \propto \hat{\chi}^{(3), odd} \mathbf{E}(\omega) \mathbf{E}(\omega) \mathbf{M}.$$

В качестве четных по магнитному полю могут

выступать компоненты квадратичной восприимчивости, зависящие от градиента намагниченности структуры $\mathbf{M}$ [28], вида

$$\mathbf{E}^{even}(2\omega) \propto \hat{\chi}^{(4), even} \mathbf{E}(\omega) \mathbf{E}(\omega) \nabla \mathbf{M}$$

либо квадратичные по намагниченности

$$\mathbf{E}^{even} \propto \hat{\chi}^{(4), even} \mathbf{E}(\omega) \mathbf{E}(\omega) \mathbf{M} \mathbf{M},$$

где компоненты тензоров нелинейной восприимчивости являются комплексными числами. Поскольку четные составляющие поля ВГ $\mathbf{E}^{even}(2\omega)$ не зависят от знака приложенного (насыщающего) магнитного поля, изменение фазы нечетных магнитоиндуцированных компонент ВГ $\hat{\chi}^{(3), odd}$ при смене знака магнитного поля приводит к различиям интенсивности регистрируемой ВГ для $+H$ и $-H$, что и наблюдается в эксперименте.

Рассмотрим систему координат, связанную с кристаллической структурой поверхности пленки (111) и введем ось Y так, чтобы она являлась осью симметрии кристаллической решетки, ось X направлена перпендикулярно Y в плоскости пленки, ось Z — вдоль нормали к поверхности пленки. Тогда в максимуме азимутальной зависимости ГВГ (поляризация излучения накачки вдоль оси Y) процесс генерации при параллельных ориентациях плоскости поляризации излучения накачки и ВГ определяется следующими вкладами в нелинейную поляризацию (при условии направленности внешнего магнитного поля вдоль оси X): четный по внешнему магнитному полю $\chi_{yyy}^{(2)} E_y^{(\omega)} E_y^{(\omega)}$ и нечетный $\chi_{yyyx}^{(3)} E_y^{(\omega)} E_y^{(\omega)} M_x$, где компоненты, обозначенные заглавными буквами, ассоциированы со статической намагниченностью. Для описания формы магнитного гистерезиса интенсивности ВГ требуется привлечение четного по намагниченности вклада, равного нулю при нулевом внешнем магнитном поле; в таком качестве можно рассмотреть квадратичную по намагниченности компоненту нелинейной поляризации $\chi_{yyyx}^{(4)} E_y^{(\omega)} E_y^{(\omega)} M_x M_x$. Для минимума азимутальной зависимости в нелинейную поляризацию будет входить нечетное по намагниченности слагаемое: $\chi_{xxx}^{(3)} E_x^{(\omega)} E_x^{(\omega)} M_y$.

В качестве четных по намагниченности можно рассмотреть два различных типа слагаемых: зависящее от градиента вдоль оси Z компоненты намагниченности $M_z \chi_{xxzx}^{(4)} E_x^{(\omega)} E_x^{(\omega)} \nabla_z M_z$ в предположении наличия не зависящей по направлению от внешнего магнитного поля компоненты M_z и квадратичное по намагниченности $\chi_{xxx}^{(4)} E_x^{(\omega)} E_x^{(\omega)} M_y M_x$ в

предположении о том, что в использованном экспериментальном диапазоне значений внешнего магнитного поля намагниченность пленки может иметь латеральную компоненту, перпендикулярную внешнему магнитному полю [29]. Аналогичным образом возможно рассмотрение и в случае параллельности внешнего магнитного поля и плоскости поляризации излучения накачки и ВГ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, выполнено экспериментальное исследование доменной структуры приповерхностного слоя эпитаксиальной пленки $\text{Lu}_{2.1}\text{Bi}_{0.9}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, грани (111). На основании сравнения результатов картирования пленки методами магнитно-силовой, поляризационно-оптической и нелинейно-оптической микроскопии показано, что в приповерхностном слое пленки граната феррита-граната наблюдается зигзагообразная модуляция структуры полосовых доменов с периодом модуляции, сравнимым с шириной полосовых доменов, а также присутствуют несквозные домены, характеризующиеся остаточной намагниченностью в плоскости пленки.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-72-20103). МСМ-измерения проведены при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-19-00607-П).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains. The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (1998).
2. G. A. Jones, E. T. M. Lacey, and I. B. Puchalska, *J. Appl. Phys.* **53**, 7867 (1982).
3. Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, М. П. Темиряева, А. Г. Темиряев, *Письма в ЖЭТФ* **96**, 665 (2012).
4. H. J. Hug, B. Stiefel, P. J. A. van Schendel, A. Moser, R. Hofer, S. Martin, and H.-J. Güntherodt, *J. Appl. Phys.* **83**, 5609 (1998).
5. Г. В. Арзамасцева, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, *Письма в ЖЭТФ* **67**, 701 (1998).
6. Г. В. Арзамасцева, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, *ЖЭТФ* **114**, 2089 (1998).
7. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York (1984).
8. Н. Н. Ахмедиев, С. Б. Борисов, А. К. Звездин, И. Л. Любчанский, Ю. В. Мелихов, *ФТТ* **27**, 1075 (1985).
9. R. P. Pan, H. D. Wei, and Y. R. Shen, *Phys. Rev. B* **39**, 1229 (1989).
10. О. А. Акципетров, О. В. Брагинский, Д. А. Есиков, *КЭ* **17**, 320 (1990).
11. R. V. Pisarev, B. B. Krichevtsov, V. N. Gridnev, V. P. Klin, D. Frohlich, and Ch. Pahlke-Lerch, *J. Phys.: Condens. Matter* **5**, 8621 (1993).
12. V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, A. Kirilyuk, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2004 (1997).
13. P. Kumar, A. I. Maydykovskiy, L. Miguel, N. V. Dubrovina, and O. A. Aktsipetrov, *Opt. Express* **18**, 1076 (2010).
14. F. Hansteen, O. Hunderi, T. H. Johansen, A. Kirilyuk, and T. Rasing, *Phys. Rev. B* **70**, 094408 (2004).
15. I. L. Lyubchanskii, J.-W. Jeong, S.-C. Shin, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii, and Th. Rasing, *J. Appl. Phys.* **87**, 6794 (2000).
16. M. Levy, A. Chakravarty, H.-C. Huang, and R. M. Osgood, Jr., *Appl. Phys. Lett.* **107**, 011104 (2015).
17. А. А. Айрапетов, М. В. Логунов, В. В. Рандошкин, В. И. Чани, Е. Э. Шушурова, *Письма в ЖТФ* **18**, 79 (1992).
18. W. Tolksdorf and C.-P. Klages, *Thin Solid Films* **114**, 33 (1984).
19. И. Е. Дикштейн, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, В. В. Тарасенко, *ЖЭТФ* **98**, 2158 (1990).
20. M. V. Logunov, S. S. Safonov, A. S. Fedorov, A. A. Danilova, N. V. Moiseev, A. R. Safin, S. A. Nikitov, and A. Kirilyuk, *Phys. Rev. Appl.* **15**, 064024 (2021).
21. A. V. Zdoroveyshchev, O. V. Vikhrova, P. B. Demina, M. V. Dorokhin, A. V. Kudrin, A. G. Temiryazev, and M. P. Temiryazeva, *Int. J. Nanosci.* **18**, 1940019 (2019).
22. N. Mitetelo, D. Venkatakrishnarao, J. Ravi, M. Popov, E. Mamonov, T. V. Murzina, and R. Chandrasekar, *Adv. Opt. Materials* **7**, 1801775 (2019).
23. А. К. Звездин, В. А. Котов, *Магнитооптика тонких пленок*, Наука, Москва (1988).
24. А. Г. Темиряев, С. А. Саунин, В. Е. Сизов, М. П. Темиряева, *Изв. РАН, сер. физ.* **78**, 78 (2014).

- 25.** П. Е. Зильберман, А. Г. Темирязов, М. П. Тихомирова, ЖЭТФ **108**, 281 (1995).
- 26.** В. В. Гаврилок, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, С. А. Саунин, М. П. Темирязова, А. Г. Темирязов, Изв. РАН, сер. физ. **77**, 1511 (2013).
- 27.** О. А. Акципетров, И. М. Баранова, Ю. А. Ильинский, ЖЭТФ **91**, 287 (1986).
- 28.** A. V. Petukhov, I. L. Lyubchanskii, and Th. Rasing, Phys. Rev. B **56**, 2680 (1997).
- 29.** Г. В. Арзамасцева, Ф. В. Евтихов, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, М. П. Темирязова, ЖЭТФ **134**, 287 (2008).