

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«КРЫМСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени В.И. ВЕРНАДСКОГО»

На правах рукописи



СЫРОВ АНАТОЛИЙ АНДРЕЕВИЧ

ТЕРМО- И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫХ ПЛЕНКАХ

1.3.8 – Физика конденсированного состояния

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Симферополь
2026

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского».

Научный руководитель: Томилин Сергей Владимирович

доктор физико-математических наук, доцент, заведующий кафедрой экспериментальной физики Физико-технического института Крымского федерального университета им. В.И. Вернадского

Официальные оппоненты: Шадрин Евгений Борисович

доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник, заведующий лабораторией физики фазовых переходов в твердых телах Физико-технического института имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук

Телегин Андрей Владимирович

кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, заведующий лабораторией магнитных полупроводников Института физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук

Ведущая организация: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет ИТМО»

Защита состоится «25» сентября 2026 г. в 15-00 на заседании диссертационного совета 24.2.318.12 на базе Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского»

по адресу: 295007, Республика Крым, г. Симферополь, проспект Академика Вернадского, д. 4, зал заседаний Ученого Совета.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГАОУ ВО «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского»

по адресу: 295007, г. Симферополь, проспект Академика Вернадского, д. 4, корпус А, или на сайте <https://science.cfuv.ru/gosudarstvennaya-nauchnaya-attestaciya/svedeniya-o-dissertacionnyx-sovetax/24-2-318-12/dissertacionnye-raboty-soveta-24-2-318-12/syrov-anatolij-andreevich>

Телефон учёного секретаря +7 (978) 772-19-86

Автореферат разослан «__» _____ 2026 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета 24.2.318.12

к.ф.-м.н.

Лапин Б.П.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. В последнее время повышенное внимание уделяется термо- и магнитооптическим структурам с перестраиваемыми параметрами, что легко можно заметить по увеличивающемуся объему экспериментальных и теоретических исследований в данной области. На сегодняшний день, несмотря на значительное количество публикаций по плазмонике и магнитооптике, большинство динамических параметров для разнообразных оптических структур остаются недостаточно изученными. Подобные тонкоплёночные и многослойные наногетероструктуры с изменяемыми характеристиками представляют собой перспективное направление развития материалов, позволяющих контролировать параметры оптического излучения, такие как модуляция амплитуды, фазы и поляризации при воздействии внешнего магнитного поля. Практическое использование термо- и магнитооптических структур с перестраиваемыми характеристиками открывает потенциал для создания оптических устройств с невзаимными свойствами, в которых законы распространения оптического излучения во встречных направлениях отличаются. Данные структуры могут находить применение для разработки оптических изоляторов, которые допускают прохождение светового информационного сигнала только в одном выбранном направлении. Проектирование таких оптических тонкоплёночных и многослойных наногетероструктур включает в себя использование тонких плёнок ферромагнитных металлов или слоёв магнитодиэлектриков, а также плёнок диоксида ванадия, триоксида титана и др. Данные материалы способны изменять свои оптические характеристики под воздействием внешних полей (магнитных, тепловых, силовых), что позволяет реализовать идею управления и перестраивания параметров структур на их основе.

Кроме того, развитие магнитооптических наноразмерных структур демонстрирует значительный потенциал в качестве чувствительных систем биологических детекторов, что открывает новые горизонты для их применения в биомедицинских и аналитических технологиях.

Цель работы состояла в экспериментальном исследовании влияния размерных факторов и планарной геометрии на термо- и магнитооптические эффекты в пространственно-неоднородных плёнках феррит-гранатов, диоксида ванадия и гетероструктурах на их основе.

Для достижения поставленной цели, решались следующие **задачи**:

1. Моделирование, проектирование и изготовление планарных и многослойных гетероструктур (объектов исследования) на основе пространственно-неоднородных тонкоплёночных термо- и магнитооптических покрытий.
2. Исследование влияния размерных факторов и планарной формы на магнитооптические эффекты, возникающие в пространственно-неоднородных плёнках феррит-гранатов.
3. Исследование влияния размерных факторов на термооптические эффекты, возникающие в пространственно-неоднородных плёнках и гетероструктурах на основе диоксида ванадия.
4. Построение математических моделей процессов формирования пространственно-неоднородных плёнок при их напылении и травлении в неоднородном потоке.

Научная новизна полученных результатов.

1. **Впервые** для создания пространственно-неоднородных тонкоплёночных покрытий с помощью ионно-плазменного травления использованы твердотельные маски цилиндрической и сферической формы, отстоящих от поверхности покрытия на некотором расстоянии, построена соответствующая математическая модель.
2. **Впервые** предложена экспериментальная методика, позволяющая создавать гладкий эллиптического профиля эпитаксиальных пленок феррит-гранатов в едином цикле ионно-плазменного травления.

3. **Впервые** экспериментально обнаружено наличие минимального периода доменной структуры при непрерывном изменении толщины эпитаксиальной плёнки феррит-граната вплоть до толщины менее 10 нм и построена соответствующая математическая модель.

4. **Впервые** показана возможность формирования в ферромагнитных плёнках гранатов планарных областей с разным состоянием относительно точки компенсации магнитных подрешёток обусловленная наличием градиента температуры компенсации вдоль толщины плёнки.

5. **Впервые** исследовано влияние перколяции на особенности фазового перехода полупроводник-металл в пространственно-неоднородных пленках диоксида ванадия.

6. **Впервые** получены и исследованы термоуправляемые фотонные кристаллы на основе пространственно-неоднородных пленок диоксида ванадия.

Научная и практическая значимость работы.

В диссертационной работе приведены результаты исследования особенностей влияния геометрических и размерных факторов на термо- и магнитооптические эффекты в тонких пространственно-неоднородных пленках, которые могут быть использованы при создании высокоэффективных микро- и нанофотонных устройств, сверхчувствительных магнитных сенсоров, датчиков давления и температуры, а также при создании физических резервуаров для резервуарных вычислительных систем. Разработанные методы и методики получения пространственно-неоднородных покрытий могут быть использованы для задач микро- и нанoeлектроники, функционального материаловедения и т.д.

Научные результаты диссертационной работы можно рекомендовать для использования в научных лабораториях и на предприятиях, которые занимаются созданием и исследованием свойств плёнок диоксида ванадия, а также феррит-гранатов, в частности, в подразделениях Крымского федерального университета им. В.И. Вернадского, в Севастопольском государственном университете, на АО «Фиолент» и АО «Пневматика», а также других учреждениях и заведениях МОН Российской Федерации. Описанные в работе математические модели, экспериментальные методы и методики используются при изучении спецкурсов: физика твердого тела, физика наноматериалов, магнитооптика и фотоника и др.

Положения, выносимые на защиту:

1. При использовании твердотельных масок цилиндрической и сферической формы в процессе ионного травления формируется пространственно-неоднородный по глубине профиль травления, обусловленный воздействием ионного потока с пространственной неоднородностью по энергии. Пространственная неоднородность потока по энергии обусловлена разной кинетической энергией ионов, ускоренных переменным полем в неоднородном по толщине зазоре между цилиндрической/сферической маской и плёнкой.

2. В пространственно-неоднородных эпитаксиальных плёнках феррит-гранатов наличие градиента легирующих добавок по толщине является причиной возникновения градиентного изменения точки магнитной компенсации ферромагнитных подрешёток. При этом, если температура плёнки находится внутри диапазона изменения точки компенсации, то на разной глубине образуются области (слои) с противоположной ориентацией намагниченности, а на границе перехода из одной области в другую наблюдается состояние с нулевой намагниченностью в окрестности точки компенсации.

3. Положение компенсационной границы между областями с противоположной намагниченностью определяется условием равенства температуры плёнки и температуры компенсации в определённой точке градиента. Изменение температуры плёнки приводит к движению компенсационной границы вдоль градиента точки компенсации, что, в свою очередь,

приводит к изменению относительной толщины областей с противоположной ориентацией намагниченности.

4. В пространственно-неоднородных легкоосных плёнках феррит-гранатов, при наличии областей с разным состоянием намагниченности относительно точки магнитной компенсации, интегральное уменьшение намагниченности всей плёнки M_S приводит к формированию гигантской «амёбоподобной» доменной структуры. Резкое увеличение периода доменной структуры при сверхмалых толщинах плёнки менее 100 нм связано с отклонением вектора намагниченности от нормали и определяется соотношением поля насыщения $4\pi M_S$ и поля анизотропии H_a в результате минимизации полей размагничивания.

5. В плёнках диоксида ванадия, со структурой ниже порога перколяции, при фазовом переходе «полупроводник – металл» температурная динамика изменения проводимости определяется шириной потенциальных барьеров между островками VO_2 , которая увеличивается в результате уменьшения размеров самих островков при изменении типа кристаллической сингонии с моноклинной на тетрагональную.

6. В фотонно-кристаллических структурах на основе диоксида ванадия изменение резонансных свойств моды Фабри-Перо обусловлено изменением оптической толщины слоя VO_2 за счёт температурного изменения показателя преломления в результате фазового перехода «полупроводник – металл» (изменение оптической разности хода лучей в резонаторе). Изменение действительной части комплексного показателя преломления VO_2 приводит к спектральному сдвигу моды Фабри-Перо, а изменение мнимой части – к оптическому поглощению на резонансной длине волны.

Достоверность научных положений и выводов, представленных в диссертационной работе, подтверждается воспроизводимостью полученных результатов, использованием современного оборудования и методик для исследований, согласованием с теоретическими и экспериментальными результатами других авторов.

Апробация результатов диссертации.

Основные результаты исследований, которые изложены в диссертационной работе, докладывались и обсуждались на научных конференциях:

1. XVIII, XIX, XX Международная конференция «Электромеханика, Электротехнологии, Электротехнические Материалы и Компоненты» (Алушта, РФ, 2020, 2022, 2024);
2. Международная конференция «Функциональные материалы» ICFM-2021, ICFM-2023, ICFM-2025 (Крым, РФ, 2021, 2023, 2025);
3. XXVI, XXVII Международная конференция «Взаимодействие ионов с поверхностью» ВИП-2023, ВИП-2025 (Москва, РФ, 2023, 2025);
4. IV, V Международный научный Форум профессорско-преподавательского состава и молодых ученых «Цифровые технологии: наука, образование, инновации» (Симферополь, РФ, 2021, 2022);
5. IX Евро-азиатский симпозиум «Trends in MAGnetism» EASTMAG-2025 (Южно-Сахалинск, РФ, 2025);
6. XXV Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» НМММ-2024 (Москва, РФ, 2024);
7. Всероссийская научная конференция с международным участием «Енисейская фотоника – 2024» (Красноярск, РФ, 2024);
8. V научная конференция «Дни науки КФУ им. В.И. Вернадского» (Симферополь, РФ, 2019);
9. VI Конкурс стендовых докладов ФГАОУ ВО «КФУ им. В.И. Вернадского» (Симферополь, РФ, 2025);

10. VI международная конференция со школой молодых ученых «Физика – наукам о жизни» (Санкт-Петербург, РФ, 2025).

Личный вклад автора заключается в разработке методов и методик ионного травления поверхности через маски различных форм для формирования заданного профиля тонкоплёночных покрытий и планарных структур, проведении измерений электропроводящих свойств плёнок диоксида ванадия и многослойных опторезонансных структур на их основе, проведении исследований оптических и магнитных свойств многослойных опторезонансных структур и тонкоплёночных микроструктур сложной формы, а также построение соответствующих математических моделей. Автор принимал активное участие в анализе и интерпретации результатов исследований, написании статей.

В статье [A1] соискатель лично осуществлял изготовление образцов методом ионного травления, осуществлял анализ результатов исследования распределения толщины плёнки.

В статье [A2] – лично осуществлял изготовление образцов методом ионного травления, осуществлял анализ результатов исследования распределения толщины плёнки, осуществлял обработку и анализ результатов исследования оптических и магнитооптических свойств, проводил исследования доменной структуры образцов и осуществлял обработку результатов, осуществлял обработку и анализ результатов исследования ФМР и магнитооптических петель гистерезиса, предложил модель градиентного распределения температуры компенсации вдоль толщины образца.

В статье [A3] – лично исследовал температурный гистерезис проводимости плёнок, исследовал спектры оптического пропускания вдоль градиента толщины образца.

В статье [A4] – лично осуществлял изготовление образцов методами ионного и кислотного травления, осуществлял анализ результатов исследования распределения толщины плёнки, осуществлял обработку и анализ результатов исследования ФМР, разработал математическую модель неоднородного ионного травления через сферическую маску.

В статье [A5] – лично исследовал температурный гистерезис проводимости плёнок, осуществлял обработку и анализ спектров оптического пропускания вдоль градиента толщины образца.

В статье [A6] – лично разработал математическую модель неоднородного напыления градиентных плёнок, исследовал распределение толщины плёнки, исследовал температурный гистерезис проводимости плёнок, осуществлял обработку и анализ спектров оптического пропускания вдоль градиента толщины образца.

Публикации. По материалам диссертационной работы опубликовано 26 научных трудов, из которых: 6 статей в рецензируемых научных журналах, 3 патента, 5 статей в трудах научных конференций и 12 тезисов докладов в сборниках научных конференций. Список основных публикаций приведен в конце работы.

Структура и объём диссертации. Диссертационная работа состоит из вступления, литературного обзора по теме исследования (Раздел 1), четырёх оригинальных разделов, которые посвящены основным результатам работы, выводов и списка использованных источников из 160 наименований. Диссертация изложена на 137 страницах текста, содержит 68 рисунков и 3 таблицы.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обосновывается актуальность темы, выбор направления и методов исследований, формулируются цели и задачи диссертационной работы, отображаются защищаемые положения, научная новизна и практическое значение полученных результатов, приводится информация о личном вкладе соискателя и апробации работы.

Первый раздел посвящён обзору литературных данных о современных методах получения и исследования пространственно-неоднородных термо- и магнитооптических пленок для устройств микро- и нанофотоники. Рассмотрены основные методы создания пространственно-неоднородных покрытий. В этой же главе рассмотрены экспериментальные аспекты особенностей влияния пространственной формы на свойства пленок феррит-гранатов. Анализ литературных источников показал, что вопросы связанные с влиянием пространственной формы, и связанной с ней внутренней структуры, плёнок на термо- и магнитооптические свойства, в частности особенности влияния перколяции на фазовые превращения «полупроводник – металл» в диоксиде ванадия, или пространственное распределение точки компенсации в плёнках феррит-гранатов, остаются не до конца изученными и являются предметом исследования в данной работе.

Во **втором разделе** описаны экспериментальные методы и методики получения тонких пленок и функциональных слоёв, а также приведено описание оборудования для практической реализации описанных методов и постростовой обработки. В этой же главе приводится описание экспериментального оборудования и методик проведения лабораторных исследований структурных, оптических, магнитных, магнитооптических, магниторезонансных и термооптических свойств полученных образцов пространственно-неоднородных термо- и магнитооптических пленок.

Третий раздел посвящён пространственно-неоднородным термо- и магнитооптическим пленкам. В работе рассматриваются различные методики маскирования путем накладывания маски немагнитного диэлектрика на поверхность исследуемого образца [1, 7]. Простейший метод формирования 3D-профиля (рис. 1а) заключается в том, что немагнитный диэлектрик (маска) толщиной 500 мкм помещается на поверхность пленки. Ионы аргона при взаимодействии с поверхностью диэлектрика создают наведенный положительный заряд, как показано на рис. 1а. Краевые эффекты на границе маски (в том числе и полевое взаимодействие ионов Ar^+ с наведенным поверхностным зарядом) приводят к искривлению ионного потока и формированию градиента скорости травления.

Таким образом, вблизи границы маски формируется край пленки с гладким 3D-профилем. Следует отметить, что искривление линий ионного тока за счет краевых эффектов приводит к уплотнению плазмы вблизи границы маски. В результате этого сразу за пределами гладкого края пленки возникает углубление в подложке (по отношению к остальной части стравленной поверхности).

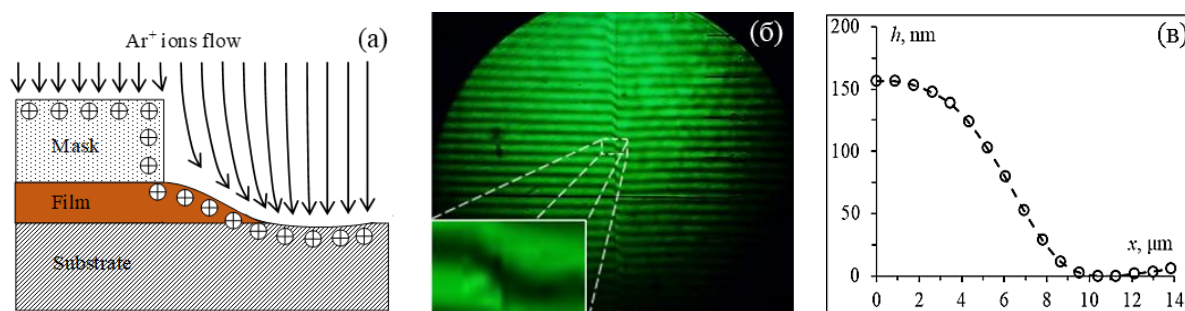


Рис. 1. Схема формирования гладкого профиля края плёнки при непосредственном расположении маски на поверхности плёнки (а); снимок интерференционной картины, полученной в монохроматическом излучении ($\lambda = 532$ нм) на границе области травления пленки $((\text{BiLa})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $h = 0.16$ мкм) (б); форма профиля края пленки (в).

На рис. 1б представлены результаты исследования формы гладкого профиля края пленки номинального состава $(\text{BiLa})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ($h = 0.16$ мкм) после ионного травления через маску толщиной 500 мкм, когда маску располагали непосредственно на поверхности пленки. На рис. 1в показан вид интерференционной картины при использовании светофильтра ($\lambda = 532$ нм).

Отчетливо видно плавное смещение интерференционной картины на краю пленки, что соответствует гладкому 3D-профилю края. Результаты анализа в виде зависимости $h(x)$ показаны на рис. 1в. Видно, что при размещении маски толщиной 500 мкм непосредственно на поверхности пленки ширина области сглаженного профиля травления составила порядка 10 мкм при общей глубине травления 160 нм.

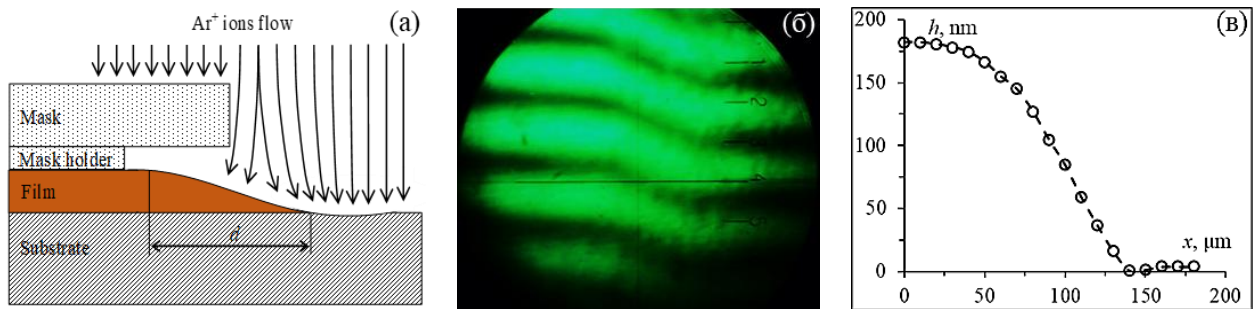


Рис. 2. Схема формирования гладкого профиля края плёнки при расположении маски над поверхностью пленки (а); снимок интерференционной картины, полученной в монохроматическом излучении ($\lambda = 532$ нм) на границе области травления пленки $((\text{BiLa})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $h = 0.16$ мкм) (б); форма профиля края пленки при величине расстояния между маской и пленкой 300 мкм (в).

Ширину области гладкого 3D-профиля края d можно варьировать от единиц до сотен мкм созданием зазора между краем маски и пленкой, как показано на рис. 2а. В данном случае разная скорость травления под маской обеспечивается за счет краевого эффекта геометрической полутени, а скорость травления определяется вероятностью проникновения потока плазмы под маску (немагнитный диэлектрик). Изменение высоты зазора изменяет и вероятность проникновения потока плазмы под маску и, как следствие, существенно влияет на ширину области гладкого профиля края d .

Для увеличения ширины области сглаженного профиля травления маска была поднята над поверхностью пленки. На рис. 2б показаны результаты исследования профиля края пленки номинального состава $(\text{BiLa})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ($h = 0.16$ мкм) после ионного травления через маску толщиной 500 мкм, когда маску располагали над поверхностью пленки с образованием зазора (рис. 2а). Высота зазора составляла 300 мкм. На рис. 2б продемонстрировано смещение интерференционной картины на краю пленки. Результаты анализа формы профиля края пленки $h(x)$ представлены на рис. 2в. Видно, что толщина пленки на границе зоны травления монотонно уменьшается, формируя гладкий профиль края. Таким образом, при неплотном прилегании маски к поверхности пленки ширина гладкого профиля травления составила порядка 140 мкм при общей глубине травления 180 нм.

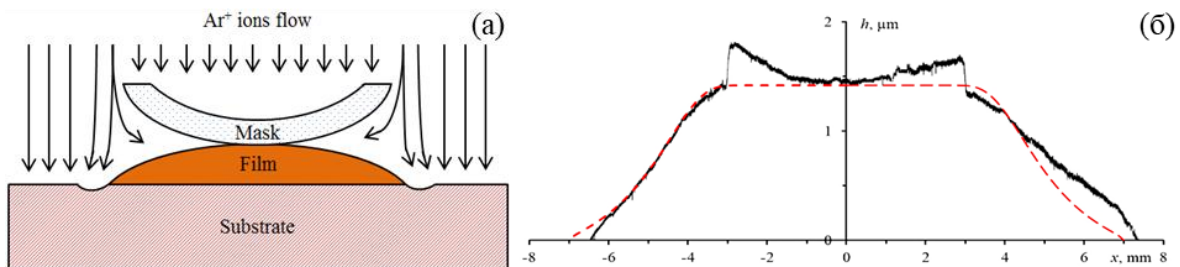


Рис. 3. Пространственно-неоднородное травление через маску: схема травления с помощью цилиндрической маски (а), профиль ЭПФГ $((\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$, $h = 2$ мкм) после травления (б), сплошная линия – эксперимент, пунктирная линия – модель.

Метод формирования 3D-профиля заключается в том, что непосредственно на поверхность плёнки помещается цилиндрическая или сферическая маска из кристаллического кварца (рис. 3а).

Профиль, полученный при помощи зондового профилометра, для плёнки номинального состава $(\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$ толщиной порядка 2 мкм, после травления с использованием маски радиусом закругления 6 мм показан на рис. 3б.

Для получения более сглаженного профиля травления цилиндрическая маска была приподнята над поверхностью пленки с образованием зазора высотой 0.5 мм (рис. 4а). Профиль травления ЭПФГ номинального состава $(\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$ представлен на рис. 4б. Отчётливо видно, что сформированный 3D-профиль близок к эллипсоиду, параметры которого можно задавать путём изменения высоты зазора между цилиндрической маской и поверхностью пленки. Ширина составила порядка 5 мм при общей глубине травления 1.7 мкм.

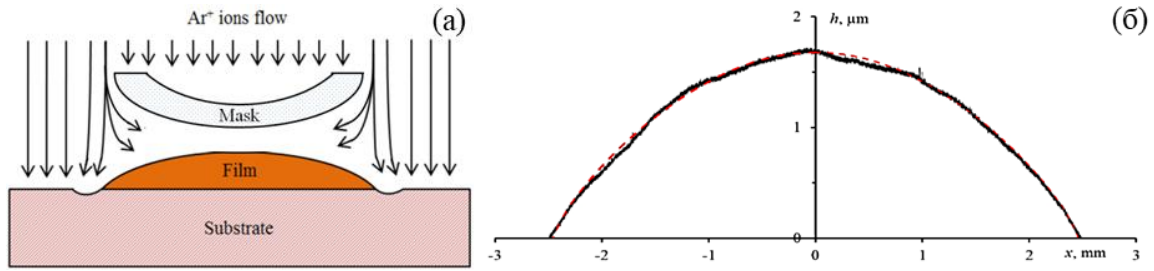


Рис. 4. Пространственно-неоднородное травление при расположении маски над поверхностью пленки на фиксированном расстоянии: схема травления с помощью цилиндрической маски (а), профиль ЭПФГ $(\text{BiY})_3(\text{AlGaFe})_5\text{O}_{12}$, $h = 2$ мкм) после травления (б), сплошная линия – эксперимент, пунктирная линия – модель.

Для формирования градиентных функциональных слоев пленки при напылении использовалась технология «тонкой заслонки». Комбинируя модель «тонкой заслонки» и пространственную 3D-модель формирования пленок при магнетронном распылении с кольцевой областью эрозии мишени [6], возможно построить пространственные диаграммы распределения толщины пленок (рис. 5) на различном расстоянии от распыляемой мишени до подложки (расстояние, выраженное в долях радиуса мишени R). На рис. 5а,в,д показано распределение толщины пленки при напылении без «тонкой заслонки», а на рис. 5б,г,е – с «тонкой заслонкой».

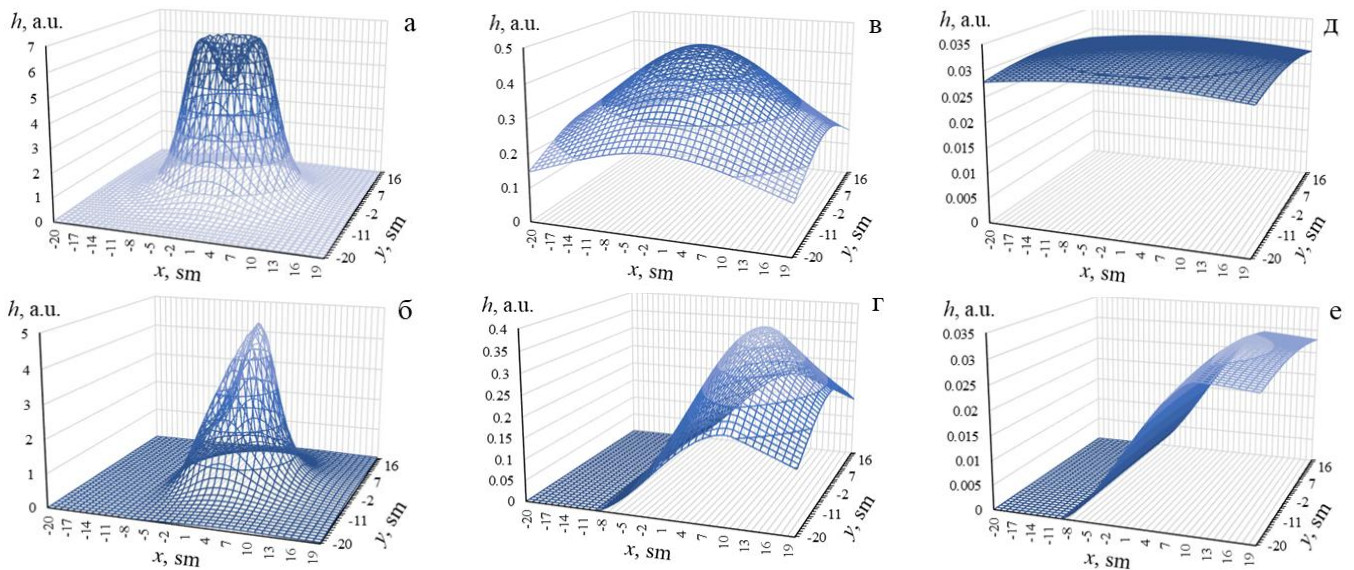


Рис. 5. Пространственные диаграммы распределения толщины пленки на различном расстоянии от мишени до подложки (в долях от радиуса мишени R): а, б – $0,5R$; в, г – $5R$; д, е – $20R$ (а, в, д – без экрана; б, г, е – с экраном).

Как видно, наличие тонкого экрана позволяет сформировать градиент толщины пленки вдоль оси x . Расстояние от магнетронной мишени до подложки влияет на распределение толщины пленки по плоскости. Так, при расстоянии $0.5R$ (где R – радиус кольцевой зоны эрозии мишени) в центре области нанесения образуется кратер, который наблюдается при распределении толщины при использовании «тонкой заслонки». Когда расстояние между мишенью и подложкой увеличивается на порядок до $5R$, кратера не наблюдается, но распределение толщины пленки все еще неравномерно. А когда расстояние увеличивается до $20R$, распределение толщины пленки по градиенту становится однородным. Полученные результаты могут быть использованы при создании градиентных покрытий для оптических конструкций и других применений.

В **четвёртом разделе** описаны результаты экспериментальных исследований размерных эффектов в планарных структурах на основе пленок феррит-гранатов.

С использованием поляризационного микроскопа проведен анализ изменения периода d доменной структуры (ДС) плёнки $(\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$ (исходная толщина $h = 7.6$ мкм), при травлении различной части толщины плёнки. Контраст доменной структуры формируется в результате поворота плоскости поляризации света за счёт эффекта Фарадея при прохождении через домены с противоположной намагниченностью [2].

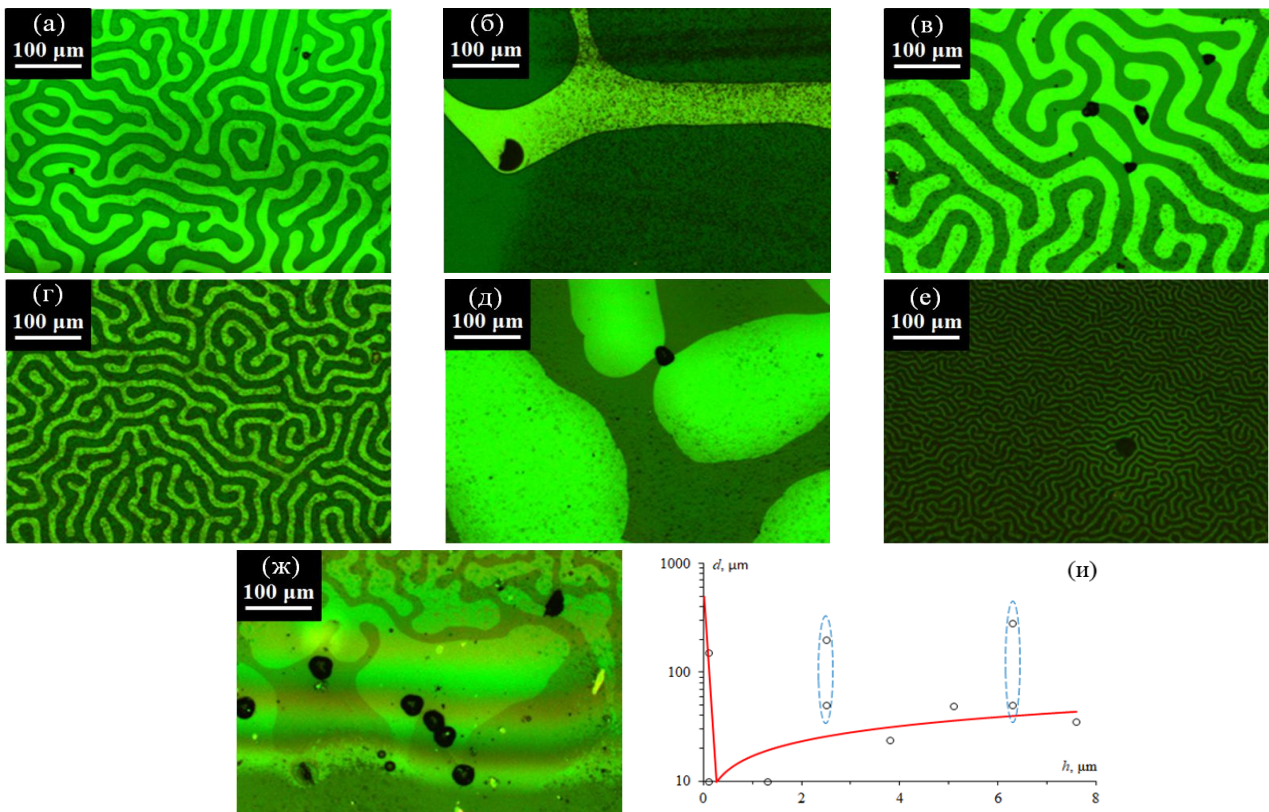


Рис. 6. Вид доменной структуры ЭПФГ $(\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$ при различном значении остаточной толщины: а) $h = 7.6$ мкм (без травления); б) $h = 6.3$ мкм; в) $h = 5.1$ мкм; г) $h = 3.8$ мкм; д) $h = 2.5$ мкм; е) $h = 1.3$ мкм; ж) $h < 100$ нм; и) зависимость периода доменной структуры d от толщины плёнки (точки – экспериментальные данные, линия – аппроксимация).

На рис. 6 показан вид доменной структуры при разной остаточной толщине плёнки ЭПФГ. Видно, что на начальном этапе травления с уменьшением толщины плёнки период лабиринтной доменной структуры монотонно уменьшается. Так, при толщине плёнки $h = 7.6$ мкм (рис. 6а) период ДС $d = 35$ мкм. При уменьшении толщины ЭПФГ в 2 раза ($h = 3.8$ мкм) период d составляет уже 24 мкм, а при толщине ЭПФГ $h = 1.3$ мкм – $d = 10$ мкм.

Зависимость периода доменной структуры d от толщины плёнки h показана на рис. 6и, при определённых значениях толщины лабиринтная доменная структура пропадает и наблюдаются

гигантские области однородной намагниченности (магнитные домены) неправильной «амёбopodobной» формы. Подобное изменение типа ДС наблюдается при толщине плёнки 6.3 мкм, 2.5 мкм и при $h < 100$ нм. При «больших» толщинах плёнки (6.3 и 2.5 мкм) данное изменение типа доменной структуры обусловлено резким уменьшением намагниченности насыщения M_s , что и приводит к резкому увеличению размеров доменов.

Исследования влияния ионного травления на особенности ферро-магнитного резонанса (ФМР) осуществлялись при послойном травлении ЭПФГ состава $(\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$, толщиной 7.6 мкм [4]. На рис. 7 представлены спектры ФМР для двух конфигураций относительно направления внешнего магнитного поля: перпендикулярно (0 град) и параллельно плоскости плёнки (90 град). Спектры регистрировались после травления слоя ЭПФГ определённой толщины (в легенде к рисункам указана остаточная толщина ЭПФГ).

Как видно из графика рис. 7и для параллельной конфигурации можно выделить три основных пика, которые соответствуют резонансным сигналам от различных слоёв плёнки. Первый «низкополевой» резонанс $\perp 1$ ($B_{\text{res}\perp} < 20$ мТл) соответствуют приповерхностному слою (первый слой) и перестаёт наблюдаться после ионного травления плёнки на глубину $l = 1.3$ мкм ($h = 6.3$ мкм). Второй «высокополевой» сигнал $\perp 2$ при $B_{\text{res}\perp} = 392.4\text{--}384.6$ мТл имеет крайне низкую интенсивность резонансной линии и полностью исчезает после травления 5.1 мкм толщины плёнки ($h = 2.5$ мкм, второй слой). Третий «средний» сигнал при $B_{\text{res}\perp} = 113.9$ мТл наблюдается на всех толщинах плёнки вплоть до $h \rightarrow 0$ мкм (третий слой). На начальных этапах травления «средний» сигнал разделяется на 2 резонансных пика $\perp 3$ ($B_{\text{res}\perp} = 113.9\text{--}212.3$ мТл) и $\perp 3'$ ($B_{\text{res}\perp} = 110\text{--}125.6$ мТл), обусловленных взаимодействием третьего слоя со вторым и первым слоями, соответственно. Следует отметить, что исчезновение сигнала $\perp 1$ и связанного с ним сигнала $\perp 3'$ при толщине плёнки $h = 6.3$ мкм, а также сигнала $\perp 2$ при $h = 2.5$ мкм, совпадает с наблюдаемыми аномалиями в доменной структуре плёнки (см. рис. 6).

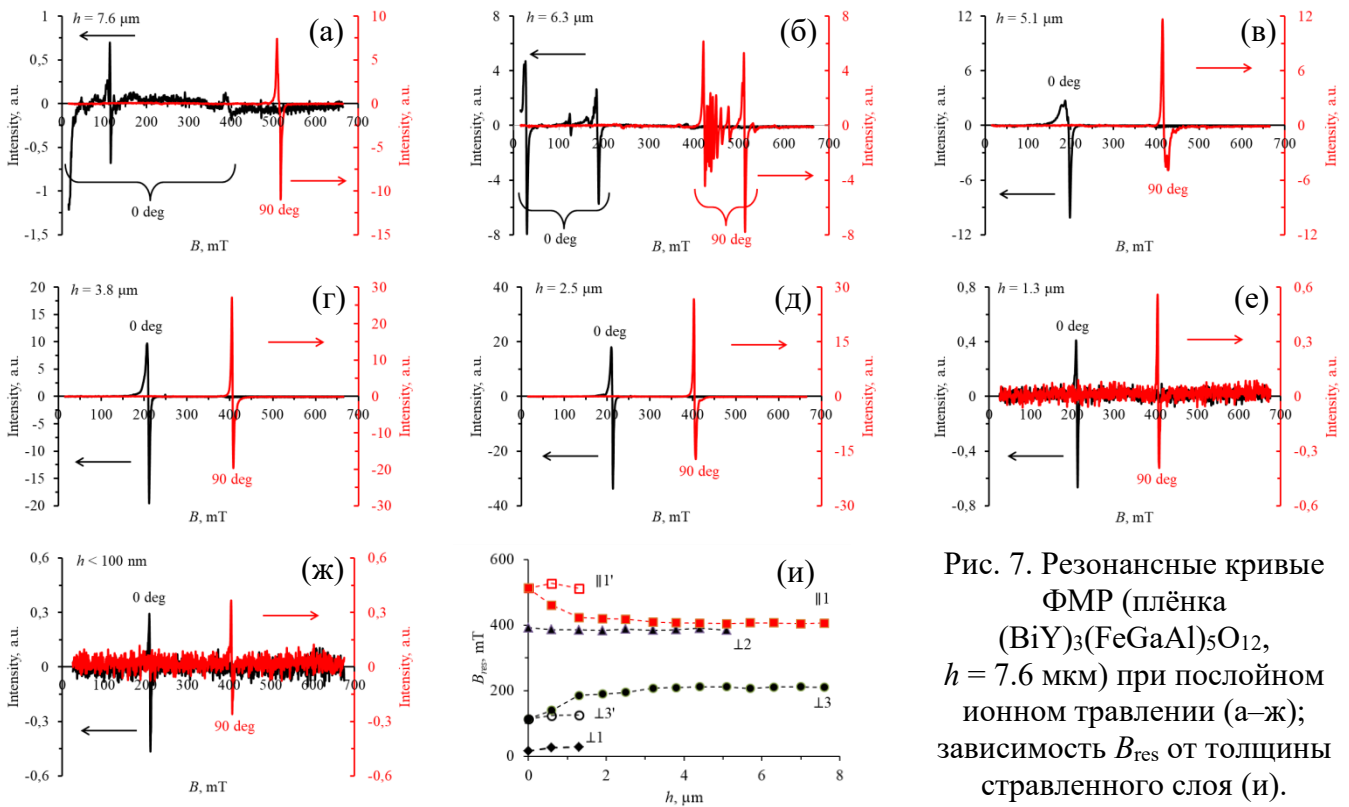


Рис. 7. Резонансные кривые ФМР (плёнка $(\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$, $h = 7.6$ мкм) при послойном ионном травлении (а–ж); зависимость B_{res} от толщины травленного слоя (и).

Для параллельного резонанса в исходной плёнке наблюдается один пик, который в процессе травления разделяется на два пика $\parallel 1$ ($B_{\text{res}\parallel} = 403.7\text{--}512.7$ мТл) и $\parallel 1'$ ($B_{\text{res}\parallel} = 512.7\text{--}$

527.1 мТл). Второй пик $\|1'$ также перестаёт наблюдаться после стравливания поверхностного «первого» слоя на глубину 1.3 мкм (толщина плёнки $h = 6.3$ мкм). Природа резонанса $\|1'$ обусловлена взаимодействием между поверхностным слоем и внутренними слоями.

Таким образом, исследуемая плёнка содержит три области с разной глубиной залегания в плёнке, для которых существенно отличаются магниторезонансные свойства. Данные области можно рассматривать как «слои», магниторезонансные свойства которых влияют на появление отдельных резонансных ФМР-состояний. Под слоем нужно понимать область не дискретную в составе плёнки, а как некоторую часть объёма с определённым состоянием относительно определённой «критической» переходной точки, определяемой для данных условий эксперимента.

Анализ особенностей магнитооптических (МО) петель гистерезиса в плёнке $(\text{YBi})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$ (толщиной $h = 7.6$ мкм) выполнялся с помощью лазерного магнитополяриметра ($\lambda = 650$ нм) при стравливании различной части толщины плёнки. Вид магнитооптических петель гистерезиса (МОПГ) представлен на рисунке 8.

Видно, что МОПГ даже для исходной плёнки (рис. 8а) имеет сложную форму, которая может быть представлена как суперпозиция нескольких петель. При этом плёнка имеет очень малую коэрцитивность, что обуславливает формирование равновесной лабиринтной доменной структуры плёнки при нулевом внешнем поле.

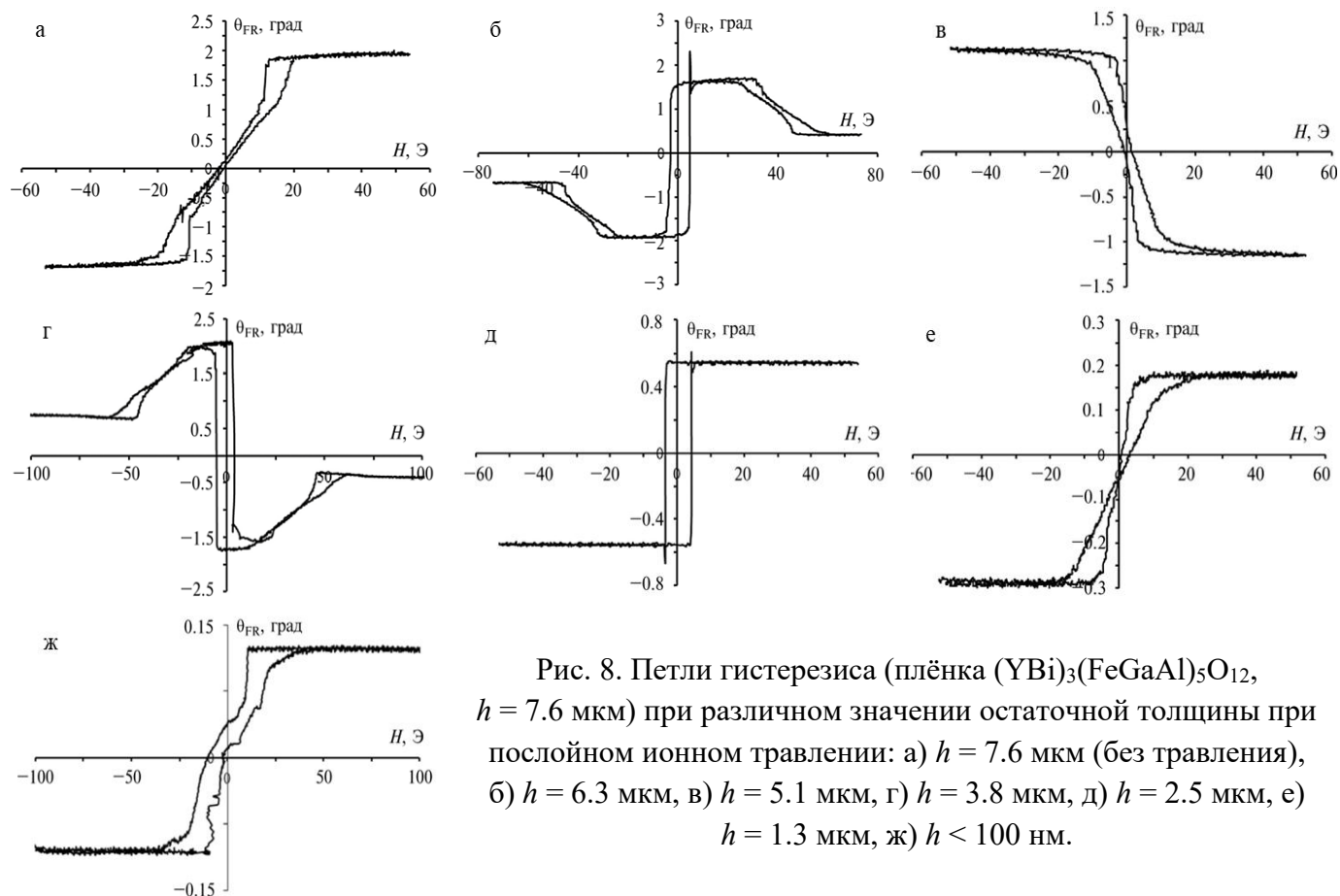


Рис. 8. Петли гистерезиса (плёнка $(\text{YBi})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$, $h = 7.6$ мкм) при различном значении остаточной толщины при послойном ионном травлении: а) $h = 7.6$ мкм (без травления), б) $h = 6.3$ мкм, в) $h = 5.1$ мкм, г) $h = 3.8$ мкм, д) $h = 2.5$ мкм, е) $h = 1.3$ мкм, ж) $h < 100$ нм.

При ионном стравливании слоя $l = 1.3$ мкм (рис. 8б, остаточная $h = 6.3$ мкм), наблюдается сильное искажение МО петли, форма которой представляет собой результат суперпозиции «правой» (положительной) прямоугольной петли и «левой» (отрицательной) петли с большим полем насыщения. Т.е. вторая петля аддитивно складывается с первой с учётом знака эффекта Фарадея. Наблюдаемая суперпозиция противоположных петель с разным знаком эффекта Фарадея свидетельствует о наличии в структуре плёнке нескольких областей с разным состоянием относительно точки компенсации магнитных подрешёток. Свет, проходя через область с

состоянием выше точки компенсации получает положительное вращение плоскости поляризации, а проходя через другую область с состоянием ниже точки компенсации, получает отрицательное вращение. При динамическом перемагничивании результат как раз и будет представлять собой сумму полевых зависимостей эффекта Фарадея (петель гистерезиса).

Исходя из этого можно сделать вывод, что переход (граница) между слоевыми областями с противоположной намагниченностью обусловлена температурным переходом через точку компенсации в определённой области поперечного профиля плёнки, т.е. в плёнке можно выделить изоповерхность с нулевой намагниченностью. Данное предположение подтверждается видом МО петли после травли на глубину 2.5 мкм (рис. 8в, $h = 5.1$ мкм). Видно, что МОПГ «перевернулась», т.е. изменила знак фарадеевского вращения, что прямо свидетельствует о переходе через точку магнитной компенсации. При этом уменьшение коэрцитивности плёнки вновь приводит к формированию равновесной лабиринтной ДС (рис. 6в).

Дальнейшее ионное травление плёнки на глубину 3.8 мкм (рис. 8г, $h = 3.8$ мкм) снова приводит к деформации МО петли, обратной по сравнению с рис. 15б, и при травлении 5.1 мкм (рис. 8д, остаточная $h = 2.5$ мкм) петля снова «переворачивается». Следует отметить, что толщина плёнки, при которой вновь происходит переворачивание МОПГ в результате перехода через точку компенсации также соответствует толщинами, при которых наблюдалась гигантская доменная структура (рис. 8д, 8и) и пропадал «высокополевой» сигнал ФМР от второй области (рис. 8и).

Дальнейшее травление плёнки до толщины $h = 1.3$ мкм (рис. 8е) снова приводит к формированию «прямой» петли с низкой коэрцитивностью с образованием равновесной лабиринтной ДС. Травление плёнки до сверхмалых толщин (рис. 8ж, $h < 100$ нм) не приводит к изменению знака эффекта Фарадея и перехода через точку компенсации не наблюдается. Следовательно, увеличение периода доменной структуры при толщинах плёнки феррит-граната менее 100 нм не связано с переходом через магнитную компенсацию с уменьшением интегральной намагниченности плёнки M_S , а обусловлено фактором соотношения поля анизотропии H_a и поля рассеяния $4\pi M_S$.

Наличие подобных областей с разным состоянием относительно точки компенсации при заданной температуре обусловлено наличием градиента температуры компенсации вдоль толщины плёнки, который, в свою очередь, обусловлен градиентом физико-химических свойств плёнки (состав, напряжения), сформированным в процессе её эпитаксиального роста. Такие области (слои) в объёме плёнки на глубине 1.3–6.3 мкм и 6.3–7.6 мкм образованы градиентом элементов Al и Ga, которые замещают ионы железа в тетраэдрических позициях феррит-граната.

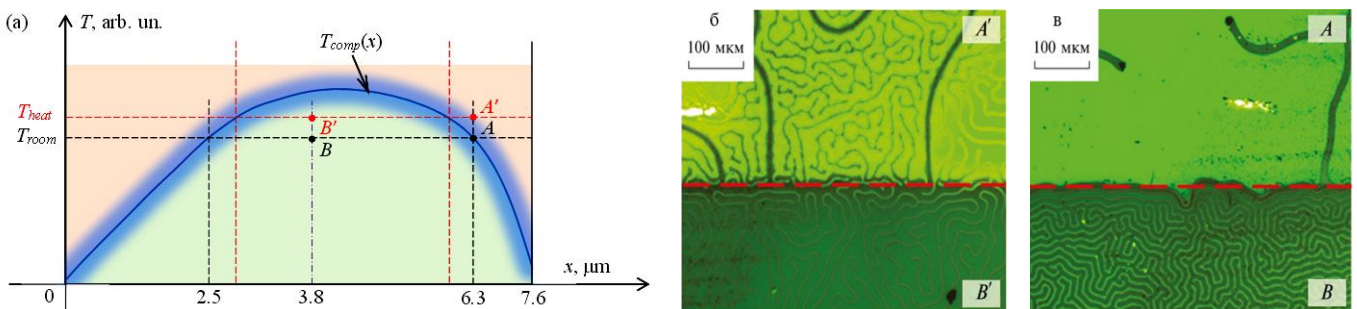


Рис. 9. Формирования слоёв за счёт градиента точки компенсации вдоль поперечного профиля плёнки (а), граница зоны травления при комнатной температуре (б) и после нагрева на 20°C (в), перепад глубины травления 1.3 мкм сверху (области A и A') и 3.8 мкм снизу (области B и B').

Схема на рис. 9а демонстрирует принцип смещения межслойных границ при изменении температуры. Функцией $T_{\text{comp}}(x)$ условно показан предполагаемый градиент точки компенсации вдоль поперечного профиля плёнки. При температуре T_{room} точки пересечения с функцией $T_{\text{comp}}(x)$ будут определять положение границ между областями плёнки с разным состоянием компенсации

(чёрный пункт), но при изменении температуры на T_{heat} точки пересечения и, соответственно, границы слоёв смещаются (красный пункт). На рис. 9б показан вид доменной структуры плёнки $(\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$ толщиной $h = 7.6$ мкм при ионном травлении в виде ступеньки (граница травления отмечена пунктиром). Глубина травления на участке A составляет 1.3 мкм, а на участке B – 3.8 мкм. Участок плёнки A соответствует состоянию при комнатной температуре, когда интегральная намагниченность плёнки падает в результате уравнивания магнитных моментов слоевых областей с разным состоянием относительно точки компенсации (точка A на диаграмме рис. 9а) и демонстрирует описанную выше крупную доменную структуру. Участок плёнки B соответствует интегральному состоянию плёнки ниже точки компенсации (точка B на диаграмме рис. 9а), для которой характерна лабиринтная доменная структура. После нагревания плёнки примерно на 20°C (рис. 9в) происходит переход описанных участков в точки с состоянием A' и B' на диаграмме, соответственно, т.е. участок A переходит в состояние A' с положительной интегральной намагниченностью (область выше точки компенсации преобладает), а участок B остаётся в состоянии B' с отрицательной интегральной намагниченностью (область ниже точки компенсации преобладает). При этом на участке A образуется равновесная лабиринтная ДС аналогичная участку B , но с противоположно ориентированными доменами: для участка A характерно преобладание «светлополюсных» доменов, а для участка B – «темнополюсных».

Анализ влияния планарных размеров и формы ЭПФГ на особенности ФМР проводился на примере плёнки железо-иттриевого граната $(\text{YLa})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной $h = 2.4$ мкм, вырезанной в форме квадрата размером 4×4 мм. При ионном травлении использовались маски в виде дисков диаметром 1.5 мм и 2 мм из монокристалла $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ толщиной 500 мкм. Профиль травления исследовали с помощью зондового профилометра. На рис. 10а показан снимок вытравленного диска, соответствующий профиль травления показан на рис. 10б.

Высота вытравленного диска (профиля) составляет 4.3 мкм, а ширина 2.06 мм. На профиле сформированной поверхности можно видеть резкие пики и провалы вблизи края зоны травления (рис. 10б). Данные скачки являются приборными артефактами и связаны с особенностями движения зонда вблизи резкой ступени со значительным перепадом высоты.

Далее на поверхность вытравленного диска диаметром 2 мм накладывалась маска диаметром 1.5 мм и цикл ионного травления повторялся. В результате травления получался диск аналогичного диаметра. После каждого этапа травления были исследованы особенности ФМР. Результаты исследования представлены на рис. 11.

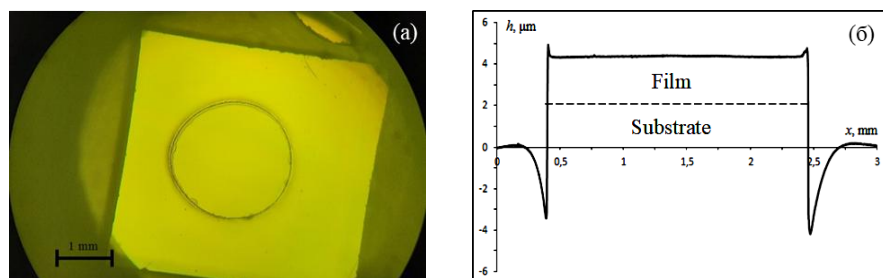


Рис. 11. Образец с 3D-профилем круглой формы (плёнка $(\text{YLa})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $h = 2.4$ мкм): а) фото структуры с круглым профилем; б) профиль сформированной поверхности.

Видно, что после травления значительно снижаются шумы, при этом резонансные поля меняются не значительно. Таким образом, планарная форма и размер ЭПФГ оказывают существенное влияние на особенности возбуждения ФМР. Так изменение формы плёнки с квадрата на круг привело к уменьшению ширины резонансной линии более чем в 2.5 раза, а последующее уменьшение диаметра круга на 25 % уменьшило ΔB ещё в 1.5–2.5 раза. В перпендикулярной конфигурации ширина линии ФМР суммарно уменьшилась в 3 раза, а в параллельной – более чем в 8 раз.

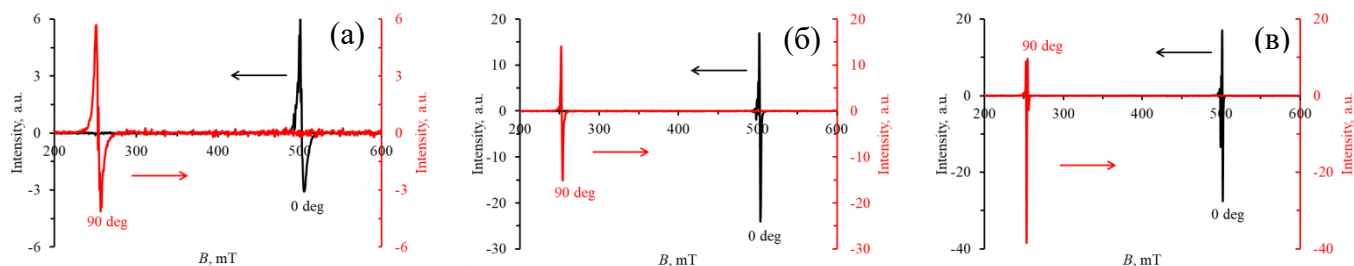


Рис. 11. Резонансные кривые ФМР (плёнка $(YLa)_3Fe_5O_{12}$, $h = 2.4$ мкм) для перпендикулярного (0 град) и параллельного резонанса (90 град): до травления, квадрат 4×4 мм (а), после вытравливания круглого диска $d = 2$ мм (б) и $d = 1.5$ мм (в).

Для получения эллиптического профиля травления применяется маска сферической формы, приподнятая над поверхностью плёнки на фиксированное расстояние d . Технология создания плёночных элементов с эллиптическим профилем показана на рис. 12. Формирование из ЭПФГ 1, сперва диска 2, а затем эллиптического профиля 3 (см. рис. 12) состоит из нескольких стадий.

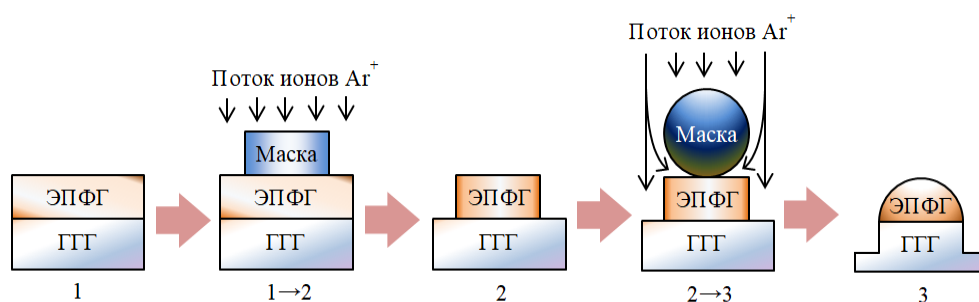


Рис. 12. Поэтапная схема формирования эллиптического профиля плёнки феррит-граната при ионном травлении: 1 – исходная плёнка; 1→2 – травление с применением маски в виде диска $R = 1.5$ мм; 2 – сформированный профиль травления в виде диска; 1→2 – травление с применением маски в виде шара $R = 1.5$ мм; 3 – итоговая структура с эллиптическим профилем.

Стадия 1→2 предполагает, что непосредственно на поверхность образца ЭПФГ в форме квадрата размером 5×5 мм накладывается маска в виде пластины толщиной 0.5 мм из монокристаллического граната $Gd_3Ga_5O_{12}$ в форме диска диаметром 3 мм, и затем осуществляется первый этап ионного травления на глубину, равную толщине ЭПФГ. Соответствующий поперечный профиль диска после травления ЭПФГ $(YLa)_3(FeGaAl)_5O_{12}$ толщиной 2 мкм представлен на рис. 13а, штрих-пунктирной линией обозначена граница интерфейса плёнки ЭПФГ и подложки ГТГ.

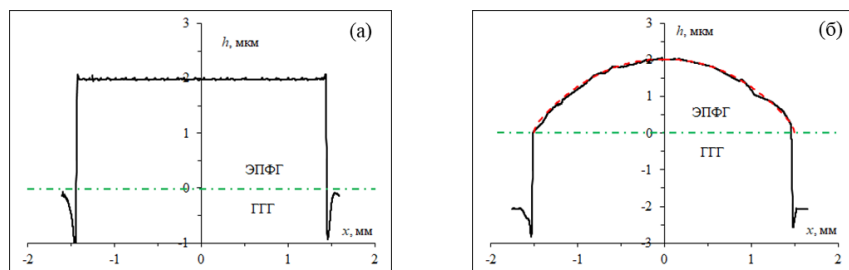


Рис. 13. Профиль поперечного сечения сформированной поверхности с использованием маски в виде диска (а) и последующим наложением сферической маски (б).

В ходе стадии 2→3 на поверхности созданной дисковой структуры располагается керамическая маска сферической формы диаметром 3 мм и осуществляется второй этап ионного травления. В результате травления (рис. 13б) получается гладкий профиль высотой 2 мкм и шириной 3 мм по форме близкий к эллиптическому. Штрих-пунктиром обозначена граница интерфейса плёнки и подложки, пунктиром показана модельная аппроксимация профиля.

Анализ влияния пространственной формы плёнки осуществлялся путём исследования особенностей ФМР при параллельном (90°) и перпендикулярном (0°) направлении подмагничивающего поля B относительно плоскости плёнки.

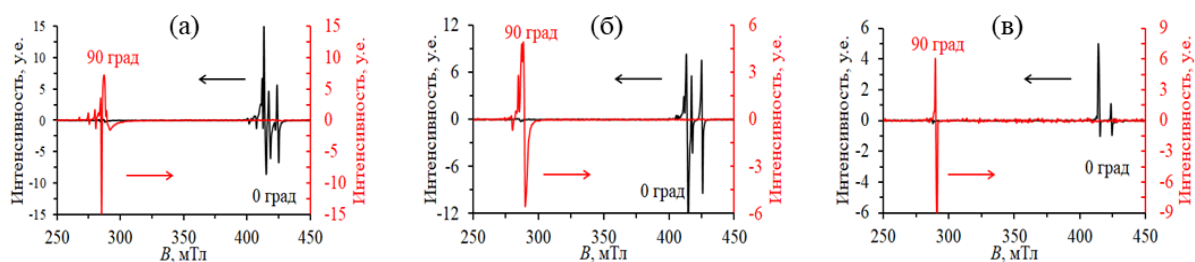


Рис. 14. Резонансные кривые ФМР (плёнка $(YLa)_3(FeGaAl)_5O_{12}$, $h = 2$ мкм) для параллельного (90° град) и перпендикулярного (0° град) резонанса: а – ЭПФГ до обработки; б – диск диаметром 3 мм; в) эллипс диаметром 3 мм.

Так при перпендикулярном направлении B наблюдаются два сигнала: B_{res} по мере травления меняется от 414.1 до 415.4 мТл и от 424.5 до 423.8 мТл соответственно. При параллельном – B_{res} меняется от 287.2 до 290.5 мТл. Значение ширины линий ФМР ΔB , наоборот, существенно уменьшается. Так в случае для необработанного образца плёнки (рис. 14а) ΔB в перпендикулярной конфигурации составляет 2.0 мТл и 1.3 мТл, а в параллельной – 5.2 мТл. После вытравливания диска (рис. 14б) ΔB в перпендикулярной конфигурации уменьшается до 1.3 мТл и 0.7 мТл, а в параллельной ΔB составляет 1.5 мТл, соответственно. После формирования эллиптического профиля (рис. 14в) ширина линии ФМР уменьшается до 1.2 мТл и 0.6 мТл в перпендикулярной конфигурации и 1.3 мТл для параллельной соответственно. При этом следует отметить, что после формирования эллиптического профиля образца в спектрах ФМР для обеих конфигураций B полностью отсутствуют шумы, вызванные МСВ и краевыми дефектами, а резонансные линии представляют собой чёткие единичные пики.

Таким образом, видно, что изменение пространственной форма плёнки оказывает существенное влияние на особенности резонансных кривых ФМР. Так изменение формы ЭПФГ с квадратной на эллиптическую, приводит не только к уменьшению ширины резонансной линии ФМР, но и устранению шумов, связанных с краевыми эффектами и возбуждением МСВ.

Пятый раздел диссертации посвящён исследованию размерных эффектов в фотонных структурах на основе плёнок диоксида ванадия.

Методом напыления в неоднородном потоке с применением технологии «тонкой заслонки», синтезирован градиентный образец плёнки VO_2 ($h = 40$ нм) на Al_2O_3 , в котором наблюдается перколяционный переход от сплошного покрытия к островковой структуре (рис. 15).

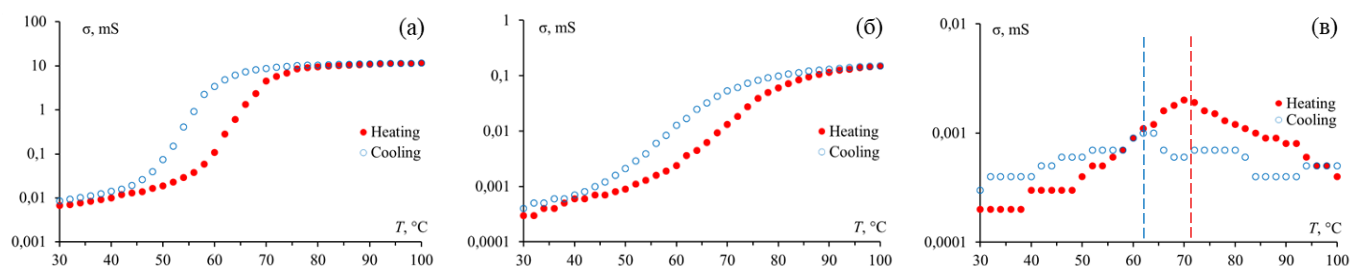


Рис. 15. Температурные петли гистерезиса электропроводности для VO_2 в различных участках градиента толщины: а – $h = 35$ нм, б – $h = 25$ нм, в – $h = 10$ нм.

На рис. 15а представлена петля термогистерезиса электропроводности для VO_2 при толщине $h = 35$ нм, характерная для сплошной (выше порога перколяции) плёнки. Наблюдается изменение электропроводности в точке фазового перехода (порядка $58^\circ C$), которое составляет

более трех порядков величины: от 0.01 мС при 40°C до 10 мС при 80°C и более. Ширина петли гистерезиса в центральной части составляет порядка 8°C.

При движении вдоль профиля в сторону убывания толщины пленки, наблюдается также снижение электропроводности. Так при толщине $h = 25$ нм (рис. 15б) электропроводность изменяется от 0.001 мС до 0.1 мС и теперь составляет два порядка величины при средней температуре перехода 62°C. Ширина петли гистерезиса в центральной части осталась неизменной в пределах 8°C, однако сама петля стала более широкой. Это свидетельствует о нарушении сплошности плёнки и изменении её структуры со сплошной на канальную, однако плёнка всё ещё находится в состоянии выше порога перколяции.

При достижении определенной критической толщины ($h \approx 10 - 15$ нм) возникает перколяционный переход, в процессе которого структура пленки меняется со сплошной на островковую (рис. 15в). Электропроводность изменяется всего на один порядок величины, а точка фазового перехода не четко выражена.

Таким образом, электропроводность пленок диоксида ванадия изменяется с толщиной от более толстой части к тонкой. Для участков с большей толщиной наблюдается высокая проводимость, обусловленная однородной структурой, либо наличием большего количества сплошных каналов с металлической проводимостью. При деперколяции плёнки каналы проводимости разрушаются, что приводит к резкому уменьшению проводимости и изменению её типа с металлического на активационный [3, 5].

На основе функциональных слоёв VO_2 синтезированы многослойные структуры типа фотонных кристаллов, в которых слой VO_2 заключен между двумя зеркалами Брэгга и играет роль оптического дефекта (толщина слоя VO_2 составляет половину длины волны света и нарушает четвертьволновую периодичность фотонного кристалла). Синтез ФК осуществлялся методом вакуумного напыления, при котором четыре пары слоёв $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ осаждались на полированную подложку из монокристалла гадолиний галлиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG), формируя нижнее зеркало Брэгга [8, 9]. Толщины структурных слоёв брэгговских зеркал для SiO_2 и TiO_2 соответственно равны 110 нм и 71 нм.

Результаты исследования температурного гистерезиса при фазовом переходе в оптическом слое VO_2 на разных участках градиента толщины показаны на рис. 16.

Видно, что изменение электропроводности функционального слоя VO_2 на всех участках градиента толщины в области фазового перехода (от 70 до 85°C) составляет около трёх порядков величины. Ширина петли температурного гистерезиса проводимости практически не зависит от толщины слоя VO_2 и составляет 10 – 11°C. Различия наблюдаются лишь в абсолютном значении проводимости на различных участках градиента, что обусловлено толщиной проводящего слоя.

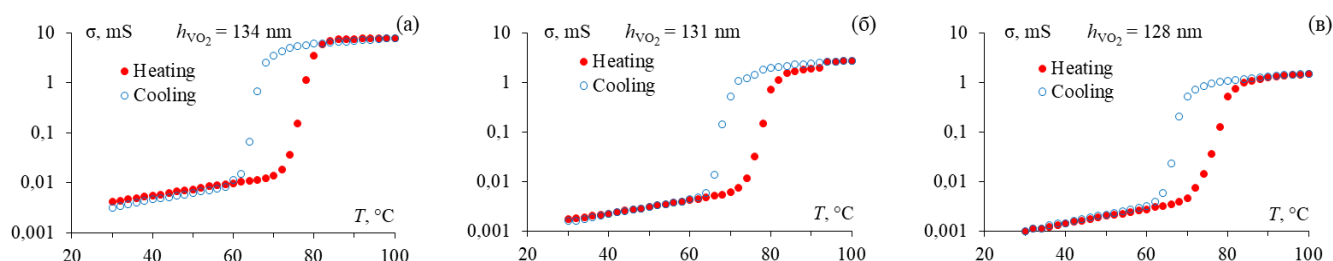


Рис. 16. Температурные петли гистерезиса электропроводности оптического слоя VO_2 в различных участках градиента толщины: а – $h = 134$ нм, б – $h = 131$ нм, в – $h = 128$ нм.

Поверх кристаллизованного слоя VO_2 формировалось второе 4-парное зеркало Брэгга $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ с параметрами слоёв, аналогичными нижнему зеркалу. Таким образом, структура фотонного кристалла с оптическим дефектом VO_2 может быть описана следующей формулой:

$\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4/\text{VO}_2/[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$. В таком виде фотонный кристалл представляет собой оптический резонатор Фабри-Перо.

На рис. 17 показаны спектры оптического пропускания фотонного резонатора Фабри-Перо $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4/\text{VO}_2/[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$ на всех стадиях синтеза. Так на рис. 17а показан спектр пропускания «нижнего» зеркала Брэгга $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4$ до напыления слоя VO_2 . Видно, что в спектре присутствует чётко выраженная фотонная запрещённая зона (ФЗЗ) на спектральном участке 500 – 800 нм.

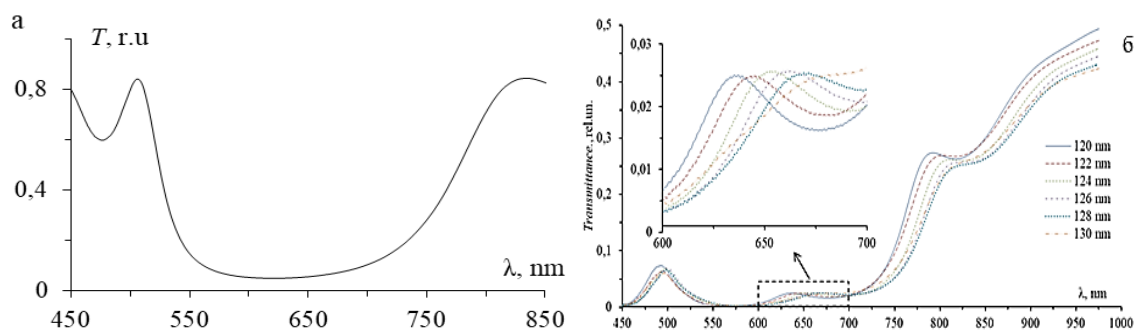


Рис. 17. Спектры пропускания фотонно-кристаллической структуры с оптическим дефектом $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4/\text{VO}_2/[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$ на разных этапах синтеза при комнатной температуре: а – 4-парное зеркало Брэгга $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4$; б – фотонный кристалл с оптическим дефектом в различных участках градиента толщины VO_2 .

После нанесения поверх зеркала Брэгга оптического слоя VO_2 левый край ФЗЗ стал существенно ниже, чем правый, что связано с сильным поглощением в слое VO_2 . При этом внутри самой ФЗЗ какие-либо изменения (резонансные моды) отсутствуют. На длине образца 10 мм толщина VO_2 варьировалась от 120 до 130 нм, что соответствует градиенту толщины $\text{grad}h = 1$ нм/мм. После нанесения второго зеркала Брэгга, состоящего из 4 пар слоёв $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$, в спектрах пропускания в видимой и ближней ИК области фотонного кристалла $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4/\text{VO}_2/[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$ с оптическим дефектом наблюдаются следующие изменения (рис. 17б). Внутри ФЗЗ появляются разрешённые оптические состояния (пики пропускания), связанные с возбуждением резонансных мод типа Фабри-Перо на длинах волн 635, 651 и 667 нм.

Спектральное положение пика такой микрорезонаторной моды определяется толщиной оптического слоя (дефекта) VO_2 и связано с условием формирования стоячей волны внутри слоя. Соответственно увеличение толщины слоя VO_2 приводит к «красному» спектральному сдвигу резонансного пика моды Фабри-Перо.

На рис. 18 показаны спектры пропускания фотонного кристалла видимого диапазона $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4/\text{VO}_2/[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$, регистрируемые при разных температурах в диапазоне от 19 до 90°C на участке с толщиной слоя VO_2 порядка $h_{\text{VO}_2} = 123$ нм. При нагреве образца и соответствующем увеличении температуры (рис. 18а), резонансный пик на $\lambda_{\text{res}} = 648$ нм претерпевает два типа изменений, связанных с изменением комплексного показателя преломления слоя VO_2 . Так при достижении 90°C резонансная длина волны составляет $\lambda_{\text{res}} = 614$ нм, а максимальное пропускание снижается в три раза по сравнению с исходным значением.

При остывании образца (рис. 18б), наблюдается обратный процесс смещения резонансного пика Фабри-Перо и увеличения пропускания в точке резонанса. Однако стоит отметить, что при одних и тех же температурах спектры пропускания при нагреве и остывании образца отличаются, демонстрируя явный температурный гистерезис, при том, что спектры в крайних температурных режимах (19 и 90°C) полностью совпадают.

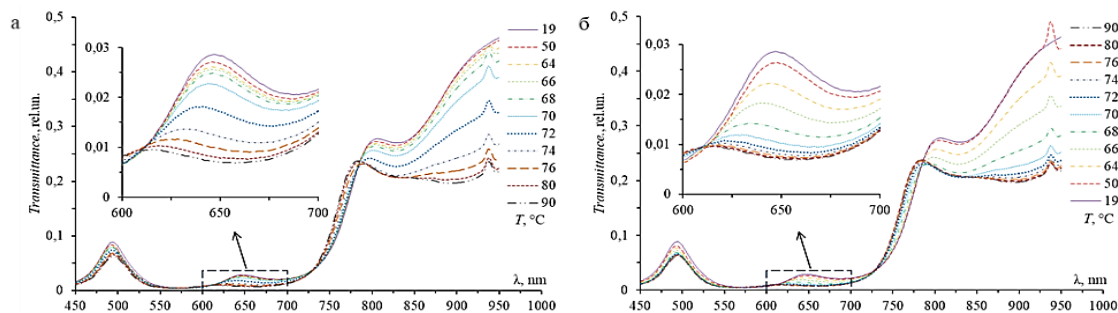


Рис. 18 Спектры пропускания фотонно-кристаллической структуры видимого диапазона $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4/\text{VO}_2/[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$ (толщина $h_{\text{VO}_2} = 123$ нм) при изменении температуры: а – нагрев; б – остывание

Результаты исследования температурного гистерезиса пропускания (на различных длинах волн) и резонансной длины волны при фазовом переходе в оптическом слое VO_2 показаны на рис. 19. Видно, что изменение оптических констант функционального слоя VO_2 приводит к изменению пропускания структуры в четыре раза, на длине волны $\lambda = 647$ нм в окрестности резонанса Фабри-Перо (рис. 19а) и в два раза при $\lambda = 930$ нм за пределами ФЗЗ (рис. 19б). Ширина петли температурного гистерезиса пропускания остается неизменной, примерно от 6 до 8 °С, и практически не зависит от длины волны.

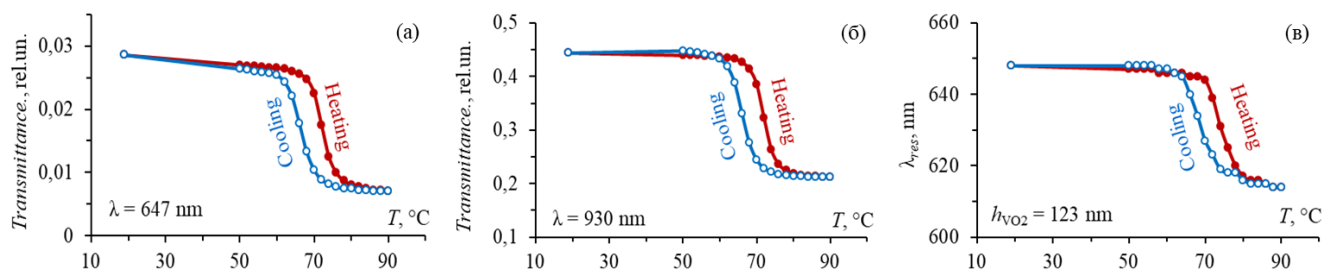


Рис. 19. Петли температурного гистерезиса пропускания для фотонно-кристаллической структуры видимого диапазона на различных длинах волн $\lambda = 647$ нм (а) и $\lambda = 930$ нм (б); петля температурного гистерезиса для резонансной длины волны моды Фабри-Перо (в).

На рис. 19в показана петля температурного гистерезиса для резонансной длины волны моды Фабри-Перо. Видно, что температура перехода и ширина петли гистерезиса аналогична петлям температурного гистерезиса пропускания на фиксированной длине волны (рис. 19а,б), при этом сама резонансная длина волны λ_{res} , как было показано выше меняется на 34 нм, что соответствует изменению оптической толщины полуволнового слоя VO_2 на 17 нм.

Таким образом, видно, что в фотонном кристалле, содержащем оптический полуволновой слой VO_2 с градиентом толщины, возможно перестраивать оптический резонанс Фабри-Перо, как параметрически за счёт изменения рабочей области вдоль градиента толщины функционального слоя VO_2 , так и термически за счёт изменения его оптических констант. При этом, в случае параметрического управления резонансными свойствами изменяется геометрическая разность хода лучей, отражённых от противоположных поверхностей функционального полуволнового слоя, а в случае термического управления меняется оптическая разность хода этих же лучей, приводя к спектральному сдвигу условия интерференции, приводящей к формированию узлов и пучностей стоячей волны внутри слоя VO_2 (мода Фабри-Перо).

Проводились аналогичные измерения для фотонного кристалла инфракрасного диапазона со структурой $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4/\text{VO}_2/[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$, толщина функциональных слоёв для SiO_2 и TiO_2 составляет 143 нм и 83 нм соответственно. На длине образца 10 мм толщина VO_2 варьировалась от 160 до 170 нм что соответствует градиенту толщины $\text{grad}h = 1$ нм/мм. На

рис. 20а представлены спектры пропускания данного фотонного кристалла в диапазоне от 450 до 950 нм при комнатной температуре, полученные в различных участках градиента толщины оптического полуволнового слоя VO_2 . Внутри ФЗЗ в диапазоне длин волн 840–995 нм возникают разрешённые оптические состояния, проявляющиеся в виде локальных максимумов пропускания, связанных с возбуждением резонансных мод Фабри-Перо.

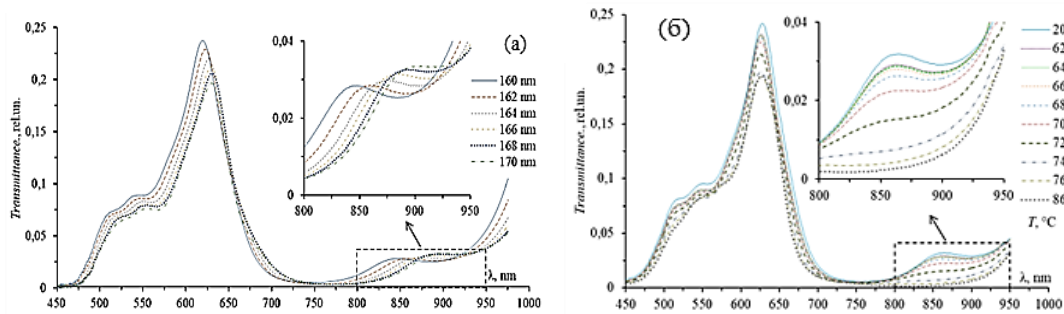


Рис. 20. Спектры пропускания фотонно-кристаллической структуры ИК-диапазона $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4/\text{VO}_2/[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$ вдоль градиента толщины VO_2 , на вставке показан участок возбуждения резонансных мод в увеличенном масштабе (а) и при изменении температуры (б).

На рис. 20б показаны спектры пропускания, измеренные при различных температурах, варьирующихся от 20 до 90°C, для участка градиента толщины слоя VO_2 с $h_{\text{VO}_2} = 163$ нм. Нагрев образца и соответствующее увеличение температуры приводят к изменению оптических констант слоя VO_2 , что оказывают влияние на условия возбуждения резонанса Фабри-Перо, находящегося на длине волны $\lambda_{\text{res}} = 862$ нм. Так при температуре 90°C, максимальное пропускание структуры для $\lambda = 862$ нм уменьшается более чем в 10 раз по сравнению с начальным состоянием. Важно отметить, что аналогично фотонному кристаллу видимого диапазона, при одинаковых температурах спектры пропускания при нагреве и остывании образца демонстрируют явный температурный гистерезис с идентичным состоянием в крайних температурных точках 20 и 90°C.

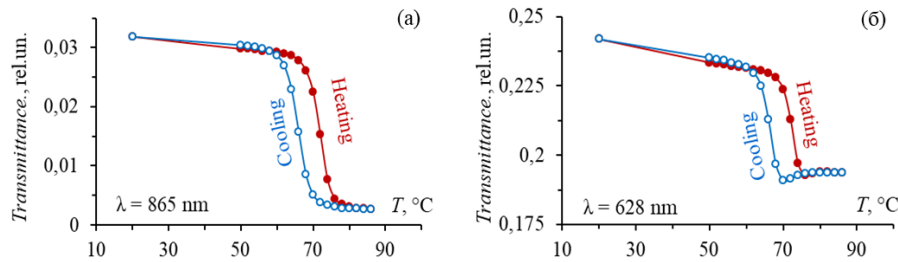


Рис. 21. Петли температурного гистерезиса пропускания для фотонно-кристаллической структуры ИК-диапазона на различных длинах волн $\lambda = 865$ нм (а) и $\lambda = 628$ нм (б).

Результаты исследования температурного гистерезиса пропускания на различных длинах волн при фазовом переходе в функциональном слое VO_2 показаны на рис. 21. Видно, что изменение оптических констант функционального слоя VO_2 приводит к значительному изменению пропускания структуры в 12 раз на длине волны $\lambda = 865$ нм в окрестности резонанса Фабри-Перо (рис. 21а), и в 1.25 раза при $\lambda = 628$ нм, расположенной за пределами фотонной запрещённой зоны (рис. 21б). Ширина петли температурного гистерезиса пропускания остаётся неизменной и составляет 6°C вне зависимости от длины волны.

Таким образом, видно, что в фотонном кристалле ИК-диапазона, содержащем оптический полуволновой слой VO_2 с градиентом толщины, также возможно перестраивать оптический резонанс Фабри-Перо, как параметрически за счёт изменения рабочей области вдоль градиента толщины функционального слоя VO_2 , так и термически за счёт изменения действительной и мнимой компонент его комплексного показателя преломления.

ВЫВОДЫ

1. При ионном травлении плёнок феррит-гранатов с использованием диэлектрических масок с плоской и криволинейной поверхностью вблизи края маски формируется пространственно-неоднородный по толщине профиль травления, ширина и форма которого зависит от кривизны поверхности маски со стороны плёнки и величины зазора между маской и плёнкой. Наличие такого профиля травления обусловлено воздействием неоднородного по концентрации и энергии ионного потока. Неоднородность потока по концентрации обусловлена краевыми эффектами на границе маски, приводящими к механическому рассеканию потока и образованию эффекта полутени. Энергетическая неоднородность потока обусловлена разной кинетической энергией ионов, ускоренных переменным полем в неоднородном по толщине зазоре между криволинейной поверхностью маски и плёнкой.

2. При послойном ионном травлении плёнки висмут-замещённого феррит-граната $(\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$ толщиной 7.6 мкм показано, что с уменьшением толщины плёнки период лабиринтной доменной структуры монотонно уменьшается в 4 раза вследствие изменения соотношения энергии размагничивания и энергии доменных границ вплоть до толщин порядка 100–150 нм. При толщине плёнки менее 100 нм наблюдается резкое увеличение периода доменной структуры более чем на порядок вследствие отклонения вектора намагниченности от нормали обусловленного изменением соотношения поля рассеяния $4\pi M_S$ и поля анизотропии H_a .

3. Обнаружено, что при определённых значениях толщины плёнки лабиринтная доменная структура меняется на гигантские области однородной намагниченности (магнитные домены) неправильной «амёбоподобной» формы, что связано с интегральным уменьшением намагниченности насыщения M_S в результате компенсации магнитных моментов от слоевых областей с разным состоянием относительно точки магнитной компенсации подрешётки.

4. Предложена модель градиентного распределения температуры компенсации вдоль толщины образца поясняющая формирование не менее трёх слоевых областей с различным состоянием относительно точки компенсации. На примере данной модели, а также экспериментально показано, что положение границ между областями с разным состоянием компенсации можно изменять за счёт изменения температуры образца, что свидетельствует о градиентном распределении температуры компенсации вдоль поперечного профиля плёнки.

5. При деперколяции тонких плёнок диоксида ванадия динамика изменения проводимости при фазовом переходе «полупроводник – металл» определяется не изменением концентрации носителей в результате перехода Мотта, а шириной потенциальных барьеров между островками VO_2 , которая увеличивается в результате уменьшения размеров самих островков при изменении типа кристаллической симметрии с моноклинной на тетрагональную в результате перехода Пайерлса, при этом проводимость в результате деперколяции меняется с металлической на активационную.

6. В фотонно-кристаллических структурах на основе диоксида ванадия температурное изменение спектрального положения моды Фабри-Перо обусловлено изменением оптической толщины активного слоя VO_2 , за счёт изменения показателя преломления в результате фазового перехода «полупроводник – металл» (изменение оптической разности хода лучей в резонаторе). Изменение действительной части комплексного показателя преломления VO_2 приводит к спектральному сдвигу моды Фабри-Перо, а изменение мнимой части – к оптическому поглощению на резонансной длине волны.

СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Томилина О. А. Формирование микроструктур с заданным 3D-профилем на основе эпитаксиальных пленок редкоземельных феррит-гранатов методом ионного травления / О. А. Томилина, А. А. Сыров, С. В. Томилин, В. Н. Бержанский // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2022. – № 10. – С. 29–33. DOI: 10.31857/S1028096022100156
2. Томилин С. В. Структурные, оптические и магнитные свойства плёнок феррит-гранатов после ионного травления / С. В. Томилин, А. А. Сыров, Т. В. Михайлова, С. Д. Ляшко, А. Н. Шапошников, А. Г. Шумилов, Е. Ю. Семук, А. А. Федоренко, В. Н. Бержанский, О. А. Томилина // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2024. – № 10. – С. 31–46. DOI: 10.31857/S1028096024100055
3. Сыров А. А. Оптические резонаторы на основе градиентных плёнок диоксида ванадия / А. А. Сыров, С. Д. Ляшко, А. Л. Кудряшов, И. А. Наухацкий, В. Н. Бержанский, С. В. Томилин // Физика металлов и металловедение. – 2024. – Т. 125, № 12. – С. 1494–1500. DOI: 10.31857/S0015323024120049
4. Сыров А. А. Влияние ионного и кислотного травления на структурные и магниторезонансные характеристики эпитаксиальных плёнок феррит-гранатов / А. А. Сыров, С. В. Томилин, Е. Ю. Семук, С. В. Османов // Журнал технической физики. – 2025. – Т. 95, № 8. – С. 1598–1609. DOI: 10.61011/JTF.2025.08.60907.374-24
5. Сыров А. А. Фотонно-кристаллические структуры с перестраиваемым резонансом / А. А. Сыров, С. В. Томилин, А. Л. Кудряшов, С. Д. Ляшко, О. А. Томилина // Оптика и спектроскопия. – 2026. – Т. 134, № 1. – С. 86–93. DOI: 10.61011/OS.2026.01.62617.8283-25
6. Сыров А. А. Пространственно-неоднородные плёнки диоксида ванадия: способ получения и свойства / А. А. Сыров, С. Д. Ляшко, А. Л. Кудряшов, С. В. Томилин // Физика металлов и металловедение. – 2026. – Т. 127, № 1. – С. 12–20. DOI: 10.7868/S3034621526010021
7. Патент № 2805030 Российская Федерация, МПК H01L 21/3065 (2006.01) H01L 21/308 (2006.01). Способ градиентного ионно-плазменного травления через маску : № 2023113569 : заявл. 24.05.2023 : опубл. 10.10.2023. / Томилин С. В., Бержанский В. Н., Томилина О. А., Кудряшов А. Л., Сыров А. А. ; заявитель Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Крымский федеральный университет имени В. И. Вернадского" – 9 с. : 3 ил. – Текст : непосредственный.
8. Патент № 238636 Российская Федерация, МПК G01L 9/02 (2006.01). Датчик давления на основе плёнки диоксида ванадия : № 2025116021 : заявл. 09.06.2025 : опубл. 05.11.2025. / Сыров А. А., Томилина О. А., Кудряшов А. Л., Томилин С. В. ; заявитель Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Крымский федеральный университет имени В. И. Вернадского" – 11 с. : 3 ил. – Текст : непосредственный.
9. Патент № 238598 Российская Федерация, МПК G01K 7/32 (2025.08), G01K 11/3206 (2025.08). Термооптический датчик на основе фотонного кристалла : № 2025116019 : заявл. 09.06.2025: опубл. 01.11.2025. / Сыров А. А., Томилина О. А., Кудряшов А. Л., Ляшко С. Д., Томилин С. В. ; заявитель Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Крымский федеральный университет имени В. И. Вернадского" – 12 с. : 3 ил. – Текст : непосредственный.