

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



На правах рукописи

**СЫРОВ АНАТОЛИЙ АНДРЕЕВИЧ**

**ТЕРМО- И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В  
ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫХ ПЛЕНКАХ**

1.3.8 – Физика конденсированного состояния

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физ.-мат. наук, доцент  
зав. каф. экспериментальной физики  
Томилин Сергей Владимирович

Симферополь  
2026

## СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ	5
ВВЕДЕНИЕ	6
Раздел 1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	13
1.1 Термо- и магнитооптические пленки	13
1.1.1 Пленки катион-замещенных феррит-гранатов	13
1.1.2 Пленки диоксида ванадия	19
1.2 Методы создания пространственно-неоднородных покрытий	24
1.2.1 Неоднородное напыление	24
1.2.2 Неоднородное травление	25
1.3 Влияние пространственной формы на свойства пленок феррит-гранатов	26
1.4 Фазовые диаграммы плёнок диоксида ванадия и термоуправляемые фотонные устройства	28
Раздел 2 МЕТОДЫ И МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЙ. МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТ	34
2.1 Получение тонких пленок и функциональных слоёв	34
2.1.1 Вакуумное напыление	34
2.1.2 Жидкофазная эпитаксия	35
2.2 Постростовая обработка плёнок ферритов-гранатов	35
2.2.1 Ионно-плазменное травление	35
2.2.2 Кислотное травление	37
2.3 Контроль толщины тонких плёнок и функциональных слоёв	38
2.4 Термоэлектрические измерения	40
2.5 Исследование оптических и магнитооптических свойств тонких плёнок и многослойных гетероструктур	41
2.6 Исследование магнитных и магниторезонансных свойств	43
2.7 Исследование поверхностной морфологии тонких плёнок	46
2.8 Математическое моделирование	47
2.8.1 Модель напыления	47
2.8.2 Модель неоднородного ионно-плазменного травления с использованием маски сферической формы	49
2.8.3 Минимальный период лабиринтной доменной структуры	51
Основные результаты раздела 2	53

Раздел 3 ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫЕ ТЕРМО- И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ПЛЕНКИ	54
3.1 Пространственное моделирование микроструктур с заданным 3D- профилем	54
3.1.1 Получение пространственно-неоднородных структур при напылении	54
3.1.2 Получение пространственно-неоднородных структур при травлении	57
3.2 Исследование пространственной формы плёнок после ионно- плазменного травления	58
3.2.1 Маскирование плоской маской	58
3.2.2 Маскирование сферической маской	62
3.3 Исследование пространственной формы плёнок после напыления	64
3.3.1 Напыление в неоднородном потоке	64
3.3.2 Метод тонкой заслонки	65
Основные результаты раздела 3	68
Раздел 4 РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ	69
4.1 Особенности поверхностной морфологии	69
4.1.1 Ионное травление подложки	69
4.1.2 Ионное травление ЭПФГ	70
4.1.3 Ионное травление напылённой плёнки	71
4.1.4 Сравнение ионного и кислотного травления	72
4.2 Доменная структура	75
4.3 Магниторезонансные свойства	77
4.4 Магнитооптические петли гистерезиса	80
4.5 Влияние планарной формы	85
4.5.1 Сравнение влияние ионного и кислотного травления на магниторезонансные характеристики	87
4.5.2 Влияние пространственной формы	93
4.6 Оптические и магнитооптические спектры	96
Основные результаты раздела 4	98
Раздел 5 РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ФОТОННЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ПЛЁНОК ДИОКСИДА ВАНАДИЯ	100
5.1 Фазовый переход в тонких пленках диоксида ванадия	100

5.2 Влияние перколяции на свойства пленок диоксида ванадия	103
5.3 Пространственно-неоднородный фотонный кристалл видимого диапазона	105
5.4 Пространственно-неоднородный фотонный кристалл ИК-диапазона	111
Основные результаты раздела 5	114
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	115
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	117
СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	133
БЛАГОДАРНОСТИ	137

**ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ**

РЗЭ – редкоземельные элементы

ФГ – феррит гранат

ИК – инфракрасный

ФП – фазовый переход

ПНП – пространственно-неоднородные покрытия

НИИ ТМ – научно-исследовательский институт точного машиностроения

ЭПФГ – (англ. EIGF)эпитаксиальная пленка феррит-граната

МВУ ТМ Магна 09 – малогабаритная вакуумная установка для магнетронного напыления

МВУ ТМ Плазма 06 – малогабаритная вакуумная установка для ионного травления

ПИД – (англ. PID) пропорционально-интегрально-дифференциальный

МИИ-4 – микро-интерференционный измеритель толщины, четвёртая модель

КФК-3 – спектрофотометр, третья модель

АСМ – атомно-силовая микроскопия

ГГГ – (англ. GGG) гадолиний-галлиевый гранат

ПДС – период доменной структуры

ДС – доменная структура

ФМР – ферро-магнитный резонанс

ВЧ – высокочастотный

СВЧ – сверхвысокочастотный

ЖИГ – железиттриевый гранат

МСВ – магнитостатическая волна

ОМ – основная мода

ПМ – поверхностная мода

МО – магнитооптический

МОПГ – магнитооптическая петля гистерезиса

ФК – фотонный кристалл

ФЗЗ – фотонная запрещённая зона

## ВВЕДЕНИЕ

В работе представлены экспериментальные результаты по синтезу пространственно-неоднородных плёнок, а также результаты исследований их электрических, магнитных, тепловых, оптических, магнитооптических и в том числе структурных свойств. Предложены модели напыления, неоднородного ионно-плазменного травления с использованием маски сферической формы и минимального периода лабиринтной доменной структуры. Предложена методика создания гладкого эллиптического профиля эпитаксиальных пленок феррит-гранатов в едином цикле ионно-плазменного травления. Изготовлены и исследованы термоуправляемые фотонные кристаллы на основе пространственно-неоднородных пленок диоксида ванадия.

### **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.

**Связь работы с научными программами, планами, темами.**

Диссертационная работа соответствует основным направлениям научной деятельности кафедры экспериментальной физики и Научно-исследовательского центра функциональных материалов и нанотехнологий Физико-технического института ФГАОУ ВО «Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского» (КФУ им. В.И. Вернадского) и выполнена в рамках следующих тем:

1. Грант Государственного Совета Республики Крым молодым учёным Республики Крым (пост. № п653-2/23 от 30.01.2023) (КФУ им. В.И. Вернадского) «Модификация свойств пленок ферритов гранатов методом ионно-плазменной обработки для сверхчувствительных датчиков магнитного поля».

2. НИОКР, договор № 11/6-15/Д-1272 от 31.05.2022 «Изготовление образцов ЖИГ для создания макета квантового процессора на магнетонных кубитах».

3. Мегагрант МОН РФ № 075-15-2019-1934 «Нанофотоника феррит-гранатовых плёнок и структур для нового поколения квантовых устройств».

4. Проект молодых учёных, поддержанного ФГАОУ ВО КФУ им. В.И. Вернадского (проект № МОЛ/2024/2), приказ 285 от 03.03.2025. «Тонкоплёночные композиты и гетероструктуры для резервуарных вычислений».

**Цель** диссертационной работы заключалась 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.

**Объект исследования** – пространственно-неоднородные термо- и магнитооптические плёнки, а также фотонные гетероструктуры на их основе.

**Предмет исследования** – термо- и магнитооптические эффекты в пространственно-неоднородных плёнках феррит-граната и диоксида ванадия, а также фотонных гетероструктурах на их основе.

**Методы исследования** – комплекс математических и физических методов, который включает: математическое моделирование пространственно-неоднородного вакуумного напыления и ионно-плазменного травления; оригинальные экспериментальные методы и методики ионного травления поверхности через маски в совокупности с применением адаптированной версии авторского метода «тонкой заслонки»; а также экспериментальное исследование физических свойств тонких плёнок и гетероструктур методами оптической микроскопии, спектрофотометрии, оптической поляриметрии, спектроскопии ферромагнитного резонанса и оптической микроинтерферометрии.

#### **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 ферритмагнитных 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, апробацией и обсуждением на конференциях.

### **Апробация результатов диссертации.**

Основные результаты исследований, полученные и описанные в диссертационной работе, докладывались и обсуждались на международных и всероссийских 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. Полный список 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 наименования. Диссертация изложена на 138 страницах текста, содержит 68 рисунков и 3 таблицы.

## Раздел 1

### ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

#### 1.1 Термо- и магнитооптические пленки

##### 1.1.1 Пленки катион-замещенных феррит-гранатов

Начиная со второй половины двадцатого века [1], большое количество научных трудов посвящено исследованию ферритов со структурой граната, и на сегодняшний день является одним из традиционных и в полной мере проработанным материалом. Подобный интерес [2–21] вызван уникальным сочетанием физико-химических, сверхвысокочастотных (СВЧ) магнитных и магнитооптических свойств, что открыло возможности для широкого практического применения во всевозможных отраслях науки и промышленности.

Феррит-гранаты (ФГ) – являются окислами, обладающими кубической структурой со стандартной химической формулой  $R_3Fe_5O_{12}$ , где R – это трехвалентный ион редкоземельного элемента (РЗЭ), в частности: иттрий, диспрозий, лютеций, самарий, тербий и другие. Ионы кислорода  $O^{2-}$  формируют плотно упакованную конструкцию (кубическая объёмно-центрированная сингония), где в полостях среди ионов размещены РЗЭ и в том числе ионы железа, а в более сложных случаях могут быть размещены заменяющие их другие химические ионы. Для подобной гранатовой структуры характерно несколько типов пустот (рис. 1.1), а именно: додекаэдрические (когда в окрестностях катиона металла находится 8 анионов  $O^{2-}$ ), октаэдрические (в окрестностях катиона металла находится 6 анионов  $O^{2-}$ ) и тетраэдрические (в окрестностях катиона металла находится 4 анионов  $O^{2-}$ ) [22].

В большинстве случаев ионы РЗЭ находятся на додекаэдрических позициях ( $R^{3+}$ ) в решётке, тогда как ионы железа расположены в октаэдрических ( $Fe^{3+}$ ) и тетраэдрических ( $Fe^{3+}$ ) позициях, формируя октаэдрическую и тетраэдрическую магнитные подрешетки, соответственно. Сильное обменное взаимодействие между подрешётками приводит к антипараллельному расположению их магнитных моментов, вследствие этого, ферриты со структурой граната относятся к ферримагнитным материалам [23].

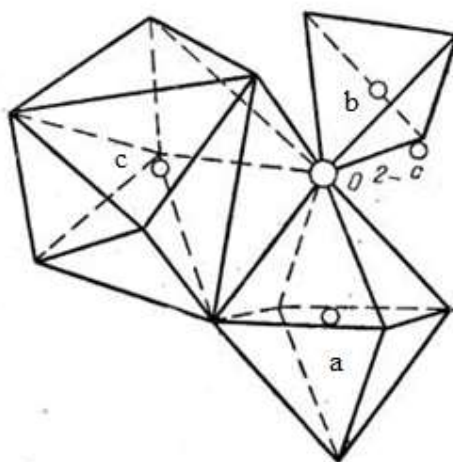


Рис. 1.1. Типы окружения катионов металла в структуре феррит-граната: октаэдрическая (a), тетраэдрическая (b), и додекаэдрическая (c) позиции [12].

Тонкие ферромагнитные пленки ФГ при частичном легировании РЗЭ находят своё применение в изготовлении сверхвысокочувствительных детекторов магнитного поля [24–26, А1], при производстве систем термомагнитной записи данных [20, 14], топографирования, а также визуализации неоднородных магнитных полей [25, 26], в частности, для задач криминалистики и медицинской диагностики. Для тонких пленок катион-замещенных феррит-гранатов характерно весьма высокая магнитная восприимчивость, а также небольшое значение затухания. Это открывает потенциал в конструировании систем магнитомодуляционных детекторов, различных СВЧ фильтрующих устройств, генераторов, а также при исследовании Бозе–Эйнштейновской конденсации магнонов и др. [27–31].

С точки зрения практического применения важным фактором является сильная зависимость магнитных свойств плёнок от их катионного состава и стехиометрии по кислороду (рис. 1.2) [1].

Катион-замещенные феррит-гранаты имеют спектральные области прозрачности в инфракрасном (ИК) диапазоне, однако для видимого интервала спектра из-за значительного количества спектральных полос поглощения, вызываемых атомными переходами в редкоземельных ионах, данная прозрачность в значительной степени снижается (рис. 1.3) [32].

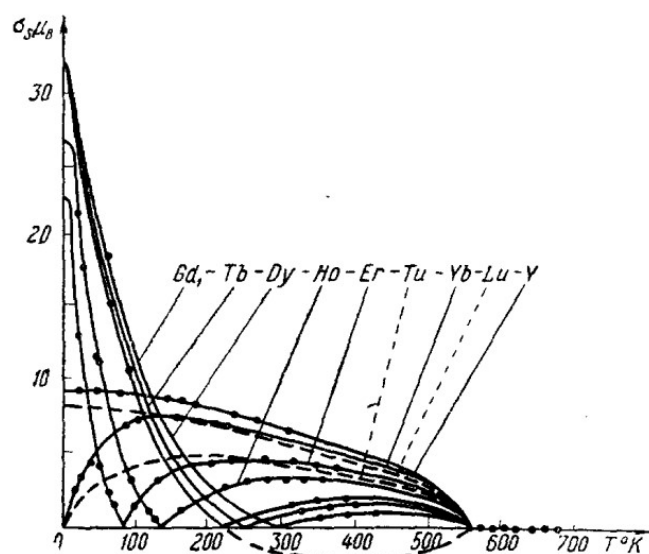


Рис. 1.2. Температурная зависимость для самопроизвольной намагниченности ферритов со структурой граната [1].

Также важным параметром, который влияет на особенности спектрального поглощения ферритовых пленок, является температура  $T$ . Край поглощения ФГ испытывает синий сдвиг при понижении  $T$ , что объясняется сужением пиков поглощения и ширины запрещенной зоны. [33].

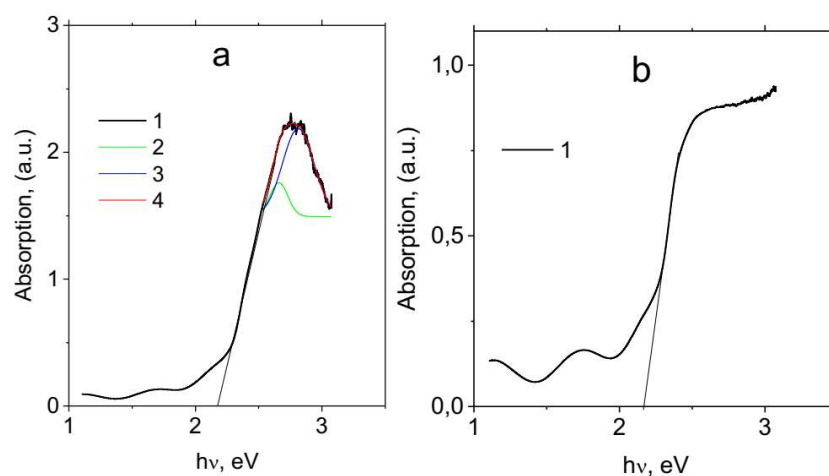


Рис. 1.3. Спектральное поглощение пленок ферритов со структурой граната:

(а) плёнка  $\text{Nd}_{0.5}\text{Bi}_{2.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  на подложке  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ;

(б) плёнка  $\text{Nd}_1\text{Bi}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Nd}_2\text{Bi}_1\text{Fe}_4\text{Ga}_1\text{O}_{12}$  на подложке  $\text{SiO}_2$  [32].

1 – спектр поглощения, 2 и 3 – приближение функцией Гаусса, 4 – сумма кривых 2 и 3.

Поскольку феррит-гранаты представляют собой прозрачные среды, обладающие намагниченностью, то для них возможно проявление магнитооптических эффектов. Эффект Фарадея (ЭФ) в видимом диапазоне спектра для пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ)  $Y_3Fe_5O_{12}$  без катионного замещения невысокий. В частности, для длины волны  $\lambda = 620$  нм при температуре  $T = 300$  К, удельное магнитооптическое вращение плоскости поляризации составляет  $\theta_F = 8.2 \cdot 10^{-2}$  град/мкм. Пиковое значение ЭФ  $\theta_F = 2.7$  град/мкм, проявляется при длине волны  $\lambda = 420$  нм [34].

Для проектирования и создания магнитооптических устройств и систем на их основе, необходимы материалы с большим ЭФ (порядка 2.5–3 град/мкм) [35], а также малым оптическим поглощением, что реализуется посредством катионного замещения в феррит-гранатах [36]. Известно, что при легировании ФГ ионами РЗ и переходных металлов можно существенно усилить магнитооптические эффекты, однако вклад от ионов РЗЭ в ЭФ мал и слабо зависит от вида легирующих ионов. Для длин волн менее  $\lambda = 0.450 \cdot 10^{-6}$  м значение ЭФ может принимать порядка нескольких тысяч градусов на см, это сопоставимо для величин аналогичных ферромагнетиков.

Известно [5, 17–19], что легирование додекаэдрической подрешетки ионами висмута обеспечивает существенные изменения магнитооптической активности феррит-граната в видимом и инфракрасном диапазоне спектра, что, в свою очередь, приводит к увеличению ЭФ, однако в то же время растет и оптическое поглощение. Данное изменение магнитных свойств вызвано преобразованием геометрии связей между ионами  $Bi^{3+}$  и  $O^{2-}$ , а также перекрытием их волновых функций, что увеличивает сверхобменные взаимодействия и спин-орбитальную связь.

С точки зрения практического использования важным показателем является соотношение магнитооптической активности и оптической прозрачности на заданной длине волны. Для характеристики синтезированных пленок применяются величина магнитооптической добротности  $Q$ :

$$Q = \frac{-2 \cdot |\theta_F|}{\ln T} \quad (3.1)$$

где  $|\theta_F|$  – удельное вращение Фарадея, заданное нормированием на общую толщину магнитоактивного слоя,  $T$  – коэффициент пропускания.

Для достижения максимальной добротности необходимо либо увеличивать эффект Фарадея, либо уменьшать поглощение, что при прочих равных можно обеспечить в высококачественных стехиометричных наноразмерных пленках феррит-граната [17–19].

Таким образом, катионное замещение в кристаллах ФГ позволяет варьировать магнитные их характеристики, что предоставляет огромный интерес и их промышленного применения [37]. В частности, помимо спонтанной намагниченности при изменении РЗЭ также существенно меняются параметры анизотропии, магнитострикции и др. [38–40].

Поскольку намагниченности каждой подрешетки имеет собственную температурную зависимость, определяемую элементарным составом, то суммарная намагниченность кристалла обладает точкой магнитной компенсации  $T_c$ , в которой спонтанная намагниченность равна нулю (рис. 1.4).

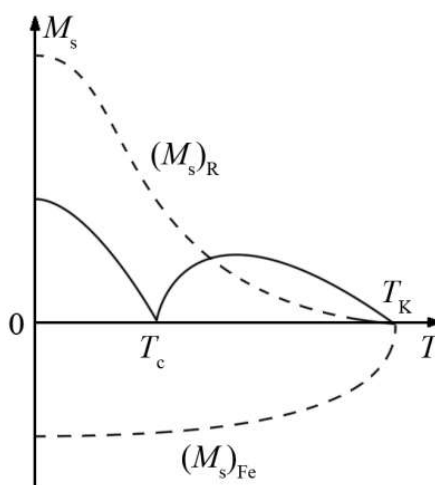


Рис. 1.4. Температурная зависимость спонтанной намагниченности феррита со структурой граната (непрерывная линия), и намагниченность для железной  $(M_s)_{Fe}$  и редкоземельной  $(M_s)_R$  кристаллических подрешеток (пунктирная линия) [43].

Точку (температуру) компенсации  $T_c$  можно рассматривать, как значение температуры, при которой ориентация суммарного вектора спонтанной намагниченности двух- и более подрешеточного ферритмагнетика меняет знак [41, 42]. Для гомогенной (по элементному составу) пленки феррит-граната, величина  $T_c$  едина для всех областей пленки, как в плоскости, так и по толщине. Однако, реальные ФГ пленки могут обладать градиентом химического состава, как по толщине, так и по плоскости образца, что обусловлено технологическими особенностями синтеза. Таким образом, для некоторого диапазона температуры возможно существование компенсационной поверхности, где

суммарная намагниченность равна нулю [44]. Переход через точку магнитной компенсации в ненулевом ортогональном магнитном поле может привести к разному углу поворота магнитного момента подрешёток и характеризуется образованием квазиравновесного неколлинеарного магнитного состояния в объёме плёнки [45, 46].

Изменение спонтанной намагниченности при переходе через точку магнитной компенсации в ФГ приводит к изменению знака для нечетных магнитооптических эффектов, например эффекта Фарадея. На эксперименте это наблюдается в виде «переворота» магнитооптической петли гистерезиса относительно оси абсцисс.

Формирование градиента химического состава по толщине плёнок ФГ можно рассмотреть на примере метода эпитаксиального синтеза монокристаллических плёнок. Так синтез катион-замещенных эпитаксиальных пленок феррит-гранатов (ЭПФГ) с высокой степенью структурного совершенства и наследованием кристаллографической ориентации подложки осуществляют методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава [37]. Фундаментальной чертой данного процесса является наличие неоднородности начальной, а также завершающей стадии эпитаксиального выращивания. Диффузионные процессы, происходящие во время синтеза эпитаксиальных пленок, создают градиентные области вблизи поверхности пленка-воздух и на интерфейсе пленка-подложка благодаря взаимному проникновению элементов [47, 48]. Анализ состава данных областей, выполненный методом оптико-спектрального профилирования в плазме тлеющего высокочастотного (ВЧ) разряда (рис. 1.5), демонстрирует значительные различия по химическому составу [49–51].

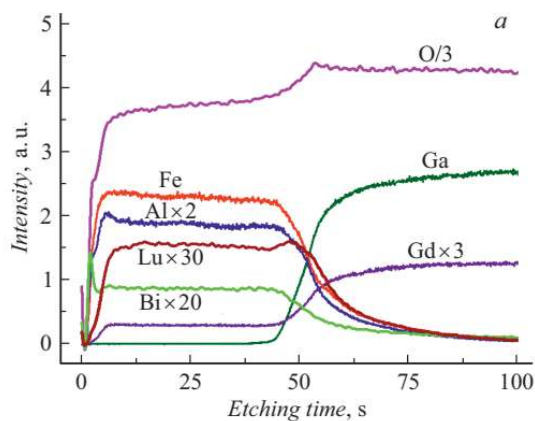


Рис. 1.5. Разделение химических компонентов вдоль толщины плёнки ФГ. [52].

При этом, если неоднородную область вблизи поверхности пленка-воздух, сформированную вытесненными атомами висмута из кристаллической решетки граната,

возможно удалить при помощи постростовой обработки (например, травливания), то диффузионный слой на интерфейсе пленка-подложка (градиент гранатообразующих элементов) удалить невозможно. Соответственно, данная область будет неизбежно создавать неоднородность состава и влиять на свойства пленки ЭПФГ [52, 53].

### 1.1.2 Пленки диоксида ванадия

Системы с перестраиваемыми свойствами представляют большой фундаментальный и прикладной интерес. В таких системах под действием внутренних и внешних факторов наблюдается изменение электрических, оптических и других характеристик [54–56]. Не менее интересными представляются системы, в которых реализуются концентрационные фазовые переходы типа «металл-изолятор» (например, перколяционный переход в композитных системах и тонких плёнках [57]). Зонный фазовый переход (ФП) «металл-изолятор» («металл – полупроводник»), связанный с изменением кристаллической и электронной структуры, демонстрирует диоксид ванадия  $\text{VO}_2$  [58–60].

В последнее десятилетие мировой научный интерес к диоксиду ванадия обусловлен исследованиями интеграции в электронные и фотонные устройства материалов с перестраиваемыми электрическими или оптическими параметрами, позволяющими дополнительно контролировать характеристики различных электронных и фотонных устройств. Оксид ванадия является перспективным в данном смысле материалом, в котором наблюдается резкое изменение физических характеристик (электрической проводимости, магнитной восприимчивости, теплопроводности и теплоёмкости, показателя преломления, кристаллической структуры), возникающее в результате обратимого структурно-фазового перехода «полупроводник – металл» (ПМ) (в англоязычной литературе «изолятор-металл») в этом материале при температуре около  $67^\circ\text{C}$  [61]. Переход ПМ в диоксиде ванадия сопровождается изменением концентрации носителей в  $10^4$ – $10^5$  [62].

На данный момент механизм возникновения ФП «металл – полупроводник» в диоксиде ванадия всё ещё является темой обсуждения [63–69]. Можно выделить несколько базовых подходов [70] для его описания: переход Мотта [71] и переход типа Пайерлса [72]. Переход Мотта второго рода обусловлен электростатическим экранированием кулоновского взаимодействия электронно-дырочных пар в полупроводниковой фазе  $\text{VO}_2$  по мере роста числа свободных носителей в результате термоактивированного перехода через запрещённую зону [58].

Фазовый переход Пайерлса представляет собой структурный фазовый переход первого рода [60]. Суть данного фазового перехода в диоксиде ванадия  $\text{VO}_2$  (рис. 1.6) заключается в изменении симметрии кристаллической решётки с тетрагональной (высокотемпературная металлическая фаза) на моноклинную (низкотемпературная полупроводниковая фаза) [63].

При температуре более  $T > 67^\circ\text{C}$  в металлической фазе кристаллическая структура  $\text{VO}_2$  представляет собой решетку с тетрагональной симметрией [64]. Ионы ванадия находятся на одинаковом расстоянии друг от друга равным  $2.86 \text{ \AA}$  вдоль направления оси  $C_R$  (рис. 1.7а).

При температуре ниже точки фазового перехода ( $T < 67^\circ\text{C}$ ) в  $\text{VO}_2$  реализуется полупроводниковая моноклинная фаза с шириной запрещенной зоны  $0.7 \text{ эВ}$  [65]. Так при комнатной температуре ( $T \sim 300^\circ\text{C}$ ) кислородные октаэдры выстроены в направлении оси  $[001]$  в виде цепи с примыкающими друг к другу своими основаниями, при этом атомы ванадия формируют пары (рис. 1.6б). Ионы ванадия в парах располагаются на расстоянии  $2.65 \text{ \AA}$  друг от друга, тогда как между ионными парами в цепи расстояние составляет  $3.12 \text{ \AA}$  (рис. 1.7б). Точку фазового перехода можно изменять с помощью легирования [63].

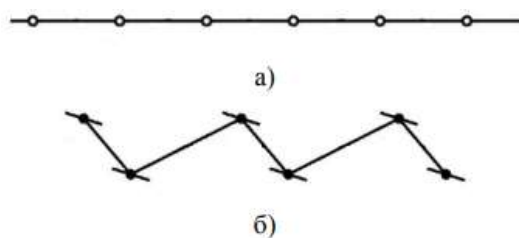


Рис. 1.6. Схема нахождения ионов ванадия в кристаллической решетке: высокотемпературная металлическая фаза (а), низкотемпературная полупроводниковая фаза (б).

Переход ПМ в диоксиде ванадия открывает множество возможностей в прикладном и фундаментальном плане. Нелинейности в оптике представляют значительный интерес как для науки, так и для техники: от узкополосного радиочастотного зондирования, до оптической коммутации и других устройств на основе чипов, активных оптических и электрических фильтров, модуляторов сигналов и датчиков температуры [A9], давления [A8] и др. В частности, для широкого применения в устройствах передачи данных, электро-механических системах, системах генерации

тепловых модуляций и для задач формирования волнового фронта излучения оптического и ближнего ИК диапазона спектра [63, 73–81].

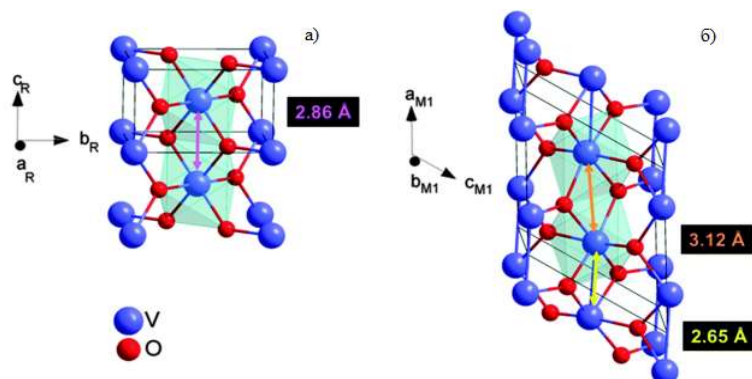


Рис. 1.7. Кристаллическая структура VO<sub>2</sub>: высокотемпературная металлическая фаза (а), низкотемпературная полупроводниковая фаза (б) для которой характерно удваивание периода кристаллической решетки, а также спаривание ионов ванадия в направлении оси  $C_R$  [79].

Таким образом, при фазовом переходе первого рода в тонких плёнках VO<sub>2</sub> симметрия кристаллической решетки изменяется, в результате чего происходит изменение энергетической зонной структуры кристалла, что приводит к изменению электрических и оптических постоянных материала. Изменение концентрации носителей заряда при ФП приводит к увеличению электропроводности плёнок VO<sub>2</sub> на 3–5 порядков [81]. Соответственно, при ФП изменяются и оптические свойства (рис. 1.8): так показатель преломления при 25°C  $n = 3.017 + 0.325i$ , а при 100°C  $n = 2.362 + 0.392i$  (при  $\lambda = 650$  нм) [82–84]. В области ФП температурные зависимости электрических и оптических констант обладают гистерезисом, что обусловлено мартенситной особенностью структурного ФП Пайерлса первого рода.

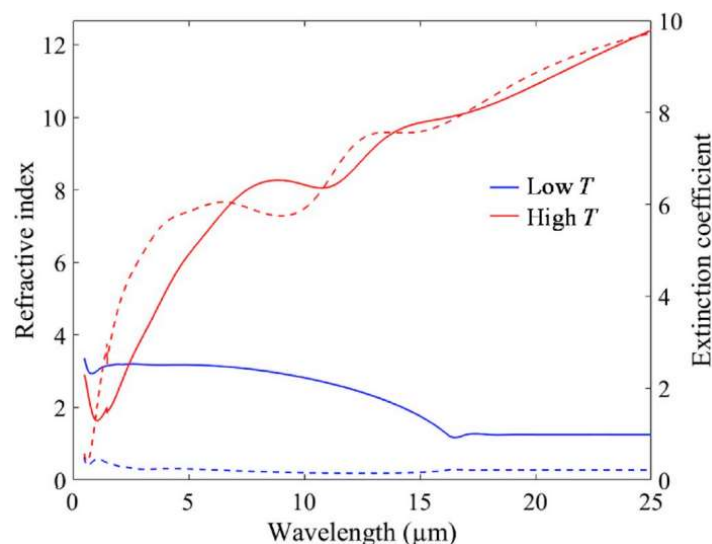


Рис. 1.8. Показатель преломления (непрерывная линия) и коэффициент экстинкции (пунктирная линия) для тонкой пленки диоксида ванадия (толщиной порядка  $h \sim 70$  нм, на подложке из Si), зарегистрированные с помощью эллипсометрии: для комнатной (синий цвет) и температуры выше фазового перехода ( $100^\circ\text{C}$  – красный цвет) [84].

Тетрагональная и моноклинная фаза в диоксиде ванадия демонстрирует парамагнитные свойства, при этом при ФП также характерен скачок магнитной восприимчивости приблизительно в 8-раз [85, 86]. При нагреве образца  $\text{VO}_2$  от 100 К наблюдается постепенное снижение магнитной восприимчивости  $\chi$  (рис. 1.9), а при фазовом переходе  $\chi$  резко возрастает.

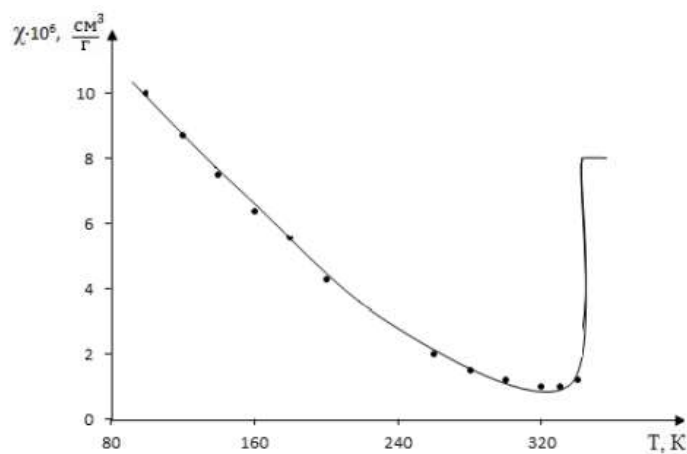


Рис. 1.9. Температурная зависимость магнитной восприимчивости [85].

Температура фазового перехода, температурная ширина гистерезиса в тонкой пленке  $\text{VO}_2$  будет сильно зависеть от микроструктуры (в частности, ориентации зерен) и от напряжений, вызванных механическими и температурными деформациями [87–90], а также методов синтеза [91, 92].

В работах [58, 60] показано, что на начальной стадии нагревания в плёнках диоксида ванадия реализуется переход Мотта который приводит к уменьшению кулоновского взаимодействия электронно-дырочных пар, тем самым увеличивая подвижность носителей заряда и уменьшая энергетическую щель, что приводит к росту проводимости. В результате постепенно наступает вырождение полупроводниковой фазы в металлическую, что хорошо согласуется с моделью Хаббарда [60]. Переход валентных электронов в зону проводимости сопровождается также экранированием взаимодействия пар  $V-V$  и обеднением связей электронами, что приводит к их распаду, при этом реализуется структурный переход Пайерлса из моноклинной фазы в тетрагональную. Таким образом, фазовый переход «полупроводник-металл» в диоксиде ванадия можно рассматривать как комбинированный Мотт-Пайерлсовский переход. При этом переход Мотта второго рода является безгистерезисным, в то время как переход Пайерлса первого рода обладает выраженным гистерезисом, ширина петли которого определяется размерами кристаллитов поликристалла  $\text{VO}_2$  [58, 60].

Подобные уникальные свойства диоксида ванадия позволяют использовать его в виде термоуправляемых оптических слоёв в фотонных резонаторах (фотонных кристаллах). Слои  $\text{VO}_2$  могут как встраиваться в периодическую структуру фотонного кристалла [93, 94], так и выступать в качестве оптического функционального слоя в резонаторах типа Фабри-Перо [95]. Теоретическое исследование свойств подобных фотонно-кристаллических структур с использованием моделей эффективной среды [93, 94] и метода матриц переноса [95] показывает возможность термического и импульсного оптического управления характеристиками таких структур за счёт изменения свойств функциональных слоёв  $\text{VO}_2$  при фазовом переходе «полупроводник – металл». Практическая реализация подобных оптических резонаторов на основе тонких слоёв диоксида ванадия для микро- и нанофотоники является актуальной прикладной задачей [96].

Пленки  $\text{VO}_2$  возможно синтезировать на подложках  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{ZrO}_2$ ,  $\text{Si}$ , а также  $\text{SiO}_2$  целым рядом методов, которые позволяют контролировать параметры роста, в частности, это может быть метод лазерного напыления [97], лазерной абляции [98], золь-гель метод [98], магнетронного распыления [99] и другими [90, 99–101]. Каждый из данных методов

имеет свои особенности и применяется в зависимости от требований к качеству и характеристикам конечного материала.

## **1.2 Методы создания пространственно-неоднородных покрытий**

### **1.2.1 Неоднородное напыление**

Пространственно-неоднородные покрытия (ПНП) представляют собой материалы с изменяющимися физико-химическими свойствами вдоль выбранного направления в пространстве. Подобные покрытия применяют в различных областях микроэлектроники, оптики и нанотехнологий [99, 102]. Одним из ключевых методов формирования ПНП является неоднородное напыление, обеспечивающее определённую вариативность при синтезировании покрытий. Возможность варьирования условий напыления (давление и состав остаточных газов, энергия бомбардирующих ионов, температура подложки и др.) позволяет менять скорость падения атомов на подложку, радиус диффузионной зоны захвата при конденсации, адгезию к подложке, химическое взаимодействие в газовой фазе, физическую и химическую активацию. Например, в [103, 104] показано, что рост давления распыляющего (рабочего) газа содействует возрастанию адгезии, а также снижению пор в структуре покрытия.

Для получения ПНП возможно применение различных систем напыления, например, в случае магнетронного напыления мишени с кольцевой областью эрозии, осуществляется пространственно-неоднородное распыление материала, который затем конденсируется на подложке, формируя неоднородное покрытие [105–107]. Таким образом, ПНП реализуется без применения разнообразных механических заграждений для потока вещества.

Метод магнетронного распыления обеспечивает возможность контроля параметров напыляемого покрытия путем выбора условий синтеза: мощность источника, давление рабочего газа, плотность ионного тока и др. Как следствие, расширяются возможности формирования ПНП с заданными свойствами [99].

Для электронно-лучевого напыления [108] характерно, что поток вещества в направлении подложки является разветвляющимся. Таким образом, плотность потока вещества в плоскости подложки неоднородна: в центральной зоне плотность материала максимальна, а к краю подложки постепенно уменьшается. Следовательно, в процессе осаждения в центре подложки формируется более толстое функциональное покрытие, по сравнению с периферией [108]. Для получения однородного покрытия напылительное оборудование оснащается вращающимися барабанами с множеством подложек, которые

постоянно двигаются возле стационарного испарителя материала, что обеспечивает более равномерный рост пленки.

Другой технологией, обеспечивающей неоднородное напыление, является техника «взрывающейся проволоочки» [109]. Суть её заключается в «мгновенном взрыве» тонкой проволоочки либо ленты в условиях вакуума при подаче сквозь нее мощных импульсов тока (порядка  $10^6$ – $10^7$  А/см<sup>2</sup>). Поскольку плотность переданной энергии существенно больше, чем требуется для осуществления испарения вещества проволоки, то огромный импульс тока бегущей сквозь нее приводит к возникновению магнитного поля, что порождает вытягивание расплава в частички по направлению оси проволоки, которые затем испаряются. Взрыв выполняется разрядкой конденсатора в игнитронном реле, при этом высвобождается тепловая энергия порядка  $10^3$  Дж. Синтезируемая таким методом функциональная поверхность неоднородна – в центральных областях располагается зона вожжённого слоя из-за контакта испаряемого пара с большой теплопроводимостью и подложкой. Контроль размеров данной области осуществляется путем варьирования глубины вакуума, энергии конденсатора и объёма распыляемого в процессе взрыва вещества. Также, из-за взрыва некоторый объём вещества не испаряется, а лишь рассеивается в форме измельченных частичек (капель).

Таким образом видно, что все физические методы синтеза тонких пленок из паровой фазы приводят к формированию ПНП. Для большинства технологических приложений это является нежелательным фактором и требует применения дополнительных методик повышения однородности в виде сложного механического вращения. Мы же хотим подчеркнуть, что этот недостаток можно обратить во благо и даже усилить, поставив себе целью формирование именно ПНП, как функционального слоя с видоизменяющимися размерными параметрами.

### 1.2.2 Неоднородное травление

Неоднородное травление пленок представляет собой неравномерное удаление поверхности для создания пространственно-неоднородных покрытий или композитов с заданными характеристиками и структурой. В данной технологии применяются механические маски, которые позволяют контролировать область воздействия, а также обеспечивают точность и разрешение, создавая градиентные профили травления плёнок с неоднородными физико-химическими свойствами.

В процессе обработки при помощи маскирующих элементов, варьируя скорость травления вдоль выделенных направлений, существует возможность задавать необходимый рельеф на поверхности пленки. В случае, когда скорость удаления

материала больше, скорости травления боковых направлений, то сформируется канавка, иначе в обратном случае – боковое травление вещества пленки.

Чтобы получить высокое разрешение микроструктуры, получаемой на поверхности материала, в процессе травления, отношение высот маски и рабочего материала должно быть минимально, потому что разрешение маски возрастает с уменьшением ее высоты, а разрешение в рабочем материале повышается за счет снижения эффектов переосаждения.

На сегодняшний день существует несколько различных методик травления поверхности, которые могут быть применены в сочетании с масками, и они варьируются в зависимости от используемого материала и требований к конкретной задаче [110–113]. Например, фоторезистивное травление, в котором используется фоторезист наносимый на пленку и впоследствии обрабатывается светом для формирования специфического шаблона [114]. После этого травление может осуществляться с помощью маски, для контроля области подлежащей травлению.

Для более точного создания сложных и детализированных структур, применяется электронно-лучевое травление [115] или ионное травление [A1]. В частности, существует возможность обработки покрытия с нанесенной кубической структурой (размером порядка 5 нм), под переменными углами относительно нормали к подложке на глубину с точностью до нанометров. При этом качество обработки граней куба, получаются наиболее гладкими, чем при травлении с использованием иных методик.

Другим методом неоднородной обработки поверхностей является кислотное травление. Оно может быть выполнено, как с полным или частичным погружением замаскированной поверхности пленки в разбавленные растворы кислот [110, 116], так и путем травления парами кислоты [117]. Данный метод эффективен, когда требуется селективное удаление слоев материала, однако существенный недостаток заключается в возникновении повышенной шероховатости, которая превышает исходную шероховатость поверхности пленки.

### **1.3 Влияние пространственной формы на свойства пленок феррит-гранатов**

Тонкие пленки на основе железо-иттриевого феррит-граната имеют достаточно большую магнитную восприимчивость и обладают низким значением затухания [13, 17, 28]. Это дает возможность применять их в магнитомодуляционных датчиках. Основным ограничивающим фактором эффективного динамического перемагничивания тонкопленочных элементов таких сенсоров, является образование краевых доменов вблизи границы пленки. Данные домены при перемагничивании в плоскости

контактируют с дефектами образца, расположенными в приграничных областях, что приводит к дополнительным помехам. С целью уменьшения воздействия краевых доменов трехмерный профиль пленочного диска датчика стараются создать как можно более гладким, в идеале стремящимся к эллипсоидальному [28].

Классические резонаторные системы выполняются в форме дисков путем механической обработки или лазерной резки эпитаксиальных пленок. В результате чего на краях плёнки создаётся глубокий нарушенный слой с дефектами. Подобные неоднородности механо-физических свойств, вызванные обработкой, увеличивают ширину резонансной линии, а также приводят к возникновению дополнительных шумов в полезном сигнале [118]. Среди распространенных методик, предоставляющих возможность уменьшить подобные негативные влияния, является жидкостное химическое травление в концентрированной ортофосфорной кислоте  $H_3PO_4$ . Это способствует созданию однородной структуры с заранее заданными планарными параметрами [119].

Известна технология формирования квазиэллиптического 3D-профиля плёнок гранатов методом ступенчатого жидкостного травления в кислотах через маску (рис. 1.10) [116].

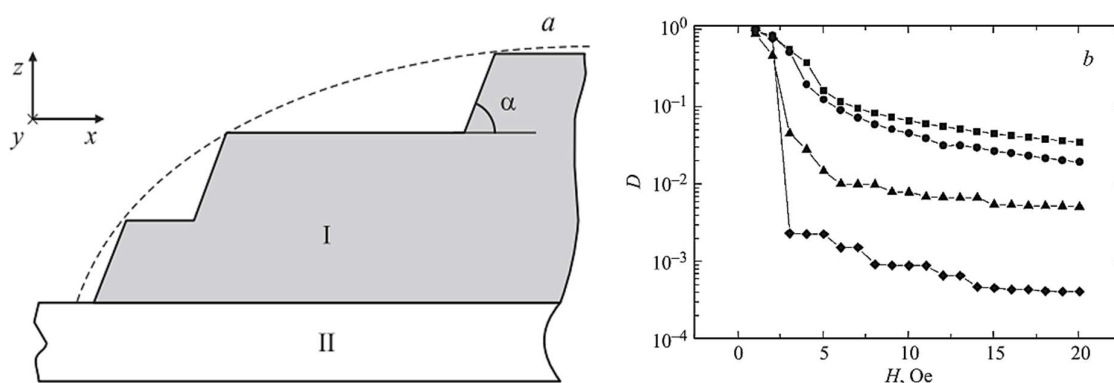


Рис. 1.10. Сформированный профиль (а) со ступенями равной высоты, аппроксимирующий половину эллипса. Отношение фактора деполяризации (b) различных структур от напряженности магнитного поля: прямоугольная метка – структура с одной ступенькой под прямым углом, круглая метка – структура с одной ступенькой под углом  $45^\circ$ , треугольная метка – структура с пятью ступеньками под углом  $45^\circ$ , метка в виде ромба – структура с непрерывным профилем половины эллипса [116].

Данная технология основана на жидкостном травлении в кислотах через маску. Каждая ступень формируется отдельным этапом нанесения маски с последующим

травлением. Основным недостатком такой методики является отсутствие возможности изменять ширину гладкого профиля края зоны травления. Реальный 3D-профиль диска получается не гладкий, а ступенчатый, причем увеличение числа ступенек позволяет получить форму приближённую к эллипсу, но это ведет за собой увеличение количества этапов обработки.

Для решения подобной проблемы получения гладкого эллиптического профиля и регулирования его ширины в рамках диссертационной работы разработана методика и отработаны режимы ионного травления с использованием маски из немагнитного диэлектрика расположенного на и над поверхностью пленки. Подобная технология позволяет сформировать структуру с заданным 3D-профилем в виде гладкого полуэллипса без ступеней и в течение одного технологического цикла «маскирование-травление».

#### **1.4 Фазовые диаграммы плёнок диоксида ванадия и термоуправляемые фотонные устройства.**

В результате фазового перехода «полупроводник – металл» в диоксиде ванадия, изменяются резонансные оптические свойства фотонного кристалла, сформированного на его основе, что может быть использовано в качестве параметра для измерения температуры [120].

В частности, в работе [95] теоретически показано, что в структурах фотонных кристаллов с оптическим дефектом из  $\text{VO}_2$  происходит термическое переключение характеристик всей резонансной структуры за счёт изменения свойств термооптического активного слоя  $\text{VO}_2$  в результате фазового перехода. Таким образом, применение диоксида ванадия в резонансных фотонных структурах позволяет не только повысить уровень их эффективности, но и создавать гибкие и компактные решения для современных оптических систем. Следовательно, интеграция диоксида ванадия в фотонно-кристаллические структуры позволяет реализовать концепцию перестраиваемого резонанса [121–124].

Фазовая диаграмма диоксида ванадия иллюстрирует различные состояния вещества в зависимости от температуры и давления [125].

На фазовой диаграмме (рис.1.11) можно выделить пять областей с разным фазовым состоянием диоксида ванадия. Две полупроводниковые низкопроводящие изоструктурные фазы  $M1(I)$  и  $M1'(I)$  реализуются при малых температурах, но при разном давлении, при этом фаза  $M1'(I)$  проводит электрический ток лучше, чем фаза  $M1(I)$ .

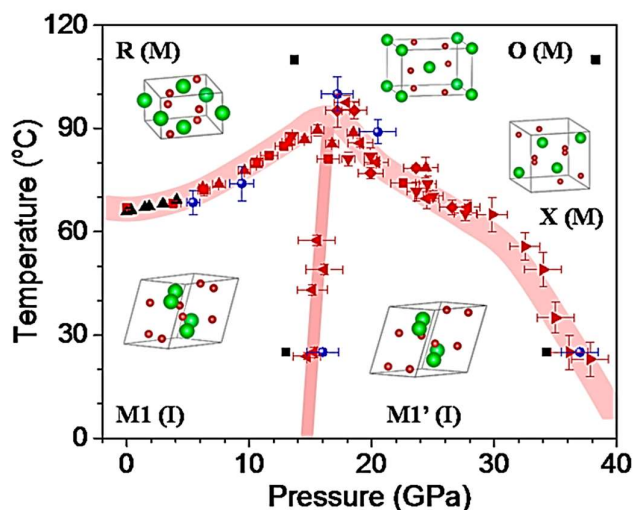


Рис. 1.11. Фазовая диаграмма диоксида ванадия [125].

Три высокопроводящие фазы образуются в результате фазового перехода «полупроводник – металл», который приводит к изменению кристаллографической сингонии с моноклинной на тетрагональную. Причём фаза R(M) реализуется при переходе из фазы M1(I), а фаза X(M) – из фазы M1'(I). Фаза O(M) возникает при больших давлениях и температурах и в рамках данной работы не рассматривается.

Примечательно, что с увеличением давления температура фазовых переходов M1(I) – R(M) и M1'(I) – X(M) может изменяться, позволяя VO<sub>2</sub> переходить в металлическую фазу при более высоких температурах, чем температура перехода при нормальных условиях (около 68°C), для перехода M1(I) – R(M), а при давлении свыше 25 ГПа и при более низких температурах для перехода M1'(I) – X(M). Изменение температуры перехода в результате изменения давления, может применяться для определения величины давления (сенсорный элемент).

На рис. 1.12 показан изотермический (при температуре 23°C) график зависимости сопротивления тонкой плёнки диоксида ванадия при различном давлении [125]. Видно, что электросопротивление тонкой плёнки диоксида ванадия способно измениться на 5 порядков величины при увеличении давления до 40 ГПа, при этом в диапазоне от 20 до 30 ГПа наблюдается скачкообразное изменение сопротивления в 250 раз.

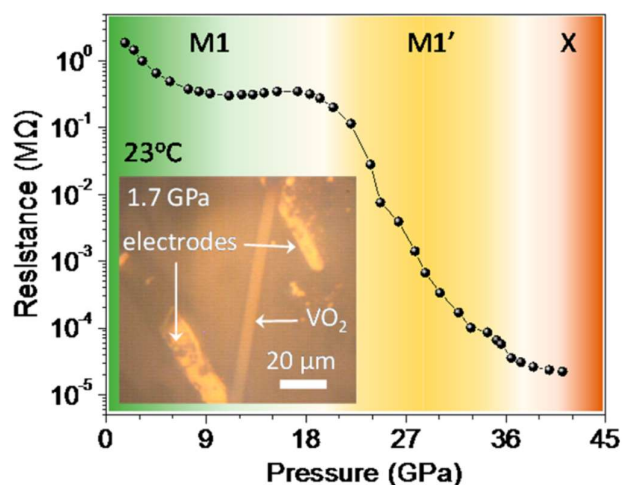


Рис. 1.12. Зависимость сопротивления тонкой плёнки диоксида ванадия от давления [125].

Известно достаточно большое количество сенсорных систем [126–129], работа которых основана на явлении скачкообразного изменения электропроводности или оптических свойств при определенной температуре. Однако чувствительность и точность таких систем существенно зависит от размеров и формы датчика, влияния окружающей среды, времени отклика, разрешения, нелинейности отклика и др. Подобные системы, как правило, являются полупроводниковыми датчиками температуры резистивного типа, содержащие термочувствительные элементы из поликристаллического диоксида ванадия и металлических электродов, размещенных на поверхности термочувствительного тонкоплёночного элемента.

В частности, в литературе описан датчик температуры [126] выполненный в форме полоски состоящей из матричных элементов пьезокерамики с кристаллами VO<sub>2</sub>. Пиковый информационный сигнал сенсора зависит от величины кристалла VO<sub>2</sub>, вида пьезокерамики, а также от режима синтеза чувствительной части датчика (давление сжатия при синтезе) и составляет от 10 до 30 мкВ. Однако, недостатками предложенной конструкции является невысокая механическая прочность, поскольку с уменьшением доли пьезокерамики механическая прочность элемента снижается. Это может привести к повреждению датчика при термоциклировании и может значительно сократить срок его службы.

Другой вид термического датчика [127] отличается тем, что, термочувствительная часть сенсора внедрена таким образом, чтобы двигаться по отношению к пленочному нагревателю в направлении перпендикулярном к его поверхности. Датчик также можно

применять для исследования линейных передвижений предметов или щелей для разнообразных отраслей промышленности

Также известен способ формирования термочувствительных нанокomпозиционных фотонных кристаллов [128], с меняющейся запрещённой зоной, которая регулируется температурой. Реализуется путём имплантации мезоморфного материала (холестерический жидкий кристалл) в матрицу опала изготовленную протравливанием коллоидных частичек, организующих фотонный кристалл (ФК).

Кроме того, существует магнитофотонный кристалл микрорезонаторного типа [129] содержащий слой железо-иттриевого граната размещенного среди пары зеркал Брэгга, которые изготовлены меняющимися по направлению одной из сторон кристалла. Подобная структура представляет собой мнорезонаторный фотонный кристалл и способна функционировать на разнообразных световых длинах волн при попадании излучения на места различных линий с регулярной толщиной.

Моделирование разнообразных микрорезонаторных систем на основе одномерных фотонных структур [95], с функциональным слоем  $\text{VO}_2$ , открывает новые горизонты в области оптоэлектроники и фотоники. Одним из методов моделирования подобных систем включает описание их структуры в виде одномерной слоистой системы. Для расчёта оптических свойств микрорезонаторных систем используется метод матрицы переноса с последующим определением модуляции спектров пропускания резонансной системы. Данный метод основан на представлении слоистой структуры, как серии матриц соответствующей определенному слою. Так, при толщине структурных слоев  $\text{SiO}_2$  и  $\text{ZrO}_2$  220 нм и 165 нм соответственно и функциональным слоем диоксида ванадия 55 нм демонстрируется фотонная запрещённая зона (от 1100 нм до 1600 нм) с дефектной модой на длине волны порядка 1250 нм (рис. 1.13). Что абсолютно согласуется с экспериментальными результатами, представленными в микрорезонаторных системах при исследовании когерентной фотолюминесценции [130].

Видно, что для фильтрации оптического излучения интенсивность дефектной моды невелика и для этих целей необходима величина значительно больше. Следует отметить, что в металлической фазе данная дефектная мода подавляется, а пропускание при длинах волн более 1600 нм слабее, вследствие поглощения инфракрасного излучения.

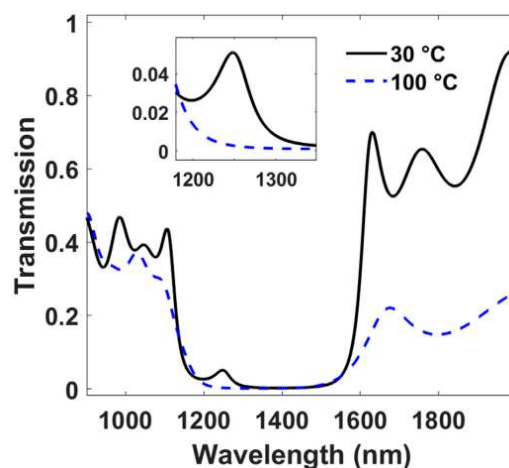


Рис. 1.13. Оптические спектры пропускания для микрорезонаторной системы  $\text{SiO}_2/[\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2]^5/\text{VO}_2/[\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2]^5$  в полупроводниковой (при 30°C, сплошная кривая) и в металлической фазе (при 100°C, пунктирная кривая) [95].

Проведенный анализ литературных источников позволил определить основные направления исследований, призванных расширить существующие знания в области получения и характеристики пространственно-неоднородных термо- и магнитооптических покрытий, а также планарных и многослойных гетероструктур на их основе:

1. Получение пространственно-неоднородных покрытий многоповторными циклами ступенчатого травления или напыления через маску не позволяют создать гладкий профиль, а наличие нескольких циклов не позволяют идеально воспроизводить условия эксперимента и свойства плёнки. Поэтому, актуальными являются разработка методик и исследование физических принципов формирования пространственно-неоднородных по толщине термо- и магнитооптических плёнок, а также формирование структур с квазиэллиптическим пространственным профилем в едином технологическом цикле с высокой степенью воспроизводимости свойств вдоль градиента за счёт единых условий синтеза.

2. При формировании градиентных по толщине (в том числе квазиэллиптических) покрытий важно знать и учитывать наличие градиента свойств вдоль толщины. Следовательно, исследование особенностей пространственного распределения магнитных и магнитооптических характеристик плёнок феррит-гранатов вдоль толщины также весьма важно и актуально.

3. Для применения термо- и магнитооптических покрытий в фотонных устройствах и многослойных структурах, в том числе сенсорного типа, важно понимать и учитывать

размерные особенности (форма, толщина, кристаллическая структура, однородность, островковость и т.д.) изменения их свойств. Таким образом, важной фундаментальной и прикладной задачей является исследование влияния размерных факторов и пространственной геометрии на свойства термо- и магнитооптических плёнок.

4. Важным перспективным направлением является создание и исследование материалов и структур с перестраиваемыми характеристиками, а именно исследование возможностей управления электрическими характеристиками и оптическими резонансными состояниями в термооптических плёнках и фотонных структурах на их основе.

Определённые таким образом актуальные направления исследований лежат в основе настоящей исследовательской работы.

## Раздел 2

### МЕТОДЫ И МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЙ. МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТ

#### 2.1 Получение тонких пленок и функциональных слоёв

##### 2.1.1 Вакуумное напыление

Для получения тонких плёнок поликристаллических феррит-гранатов, диоксида ванадия, а также функциональных слоёв многослойных фотонных структур применялся метод вакуумного напыления.

Синтез поликристаллических плёнок катион-замещённых феррит-гранатов осуществлялся методом конденсации на подложку в вакууме при магнетронном и ионно-реактивном распылении. Магнетронное напыление выполнялось на вакуумной установке «МВУ ТМ Магна 09» (НИИ ТМ, Зеленоград). Распыление материала мишени (диаметр 76 мм, чистота 99.95%) с помощью ВЧ-магнетрона (13.6 МГц, 150 Вт) осуществлялось в плазме  $\text{Ar (25 \%)} + \text{O}_2 (75 \%)$  ( $P = 6.6 \cdot 10^{-1}$  Па) с последующим осаждением на монокристаллическую подложку гадолиний галлиевого граната  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  (ГГГ) с кристаллографической ориентацией (111) при температуре 475–525°C, скорость осаждения 2.5 нм/мин.

Синтез функциональных оптических слоев фотонно-кристаллические структур с перестраиваемым резонансом осуществлялся также с применением вакуумной установки для нанесения покрытий методом магнетронного распыления. Процесс распыления мишеней из исходных материалов  $\text{VO}_2$ ,  $\text{SiO}_2$  и  $\text{TiO}_2$  осуществлялся с аналогичными параметрами синтеза и с последующим осаждением на разогретые сапфировые подложки ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ , ориентация  $[\bar{1}1\bar{2}]$  с двусторонней полировкой) при температурах 475 и 550°C.

В отличие от жидкофазной эпитаксии при вакуумном напылении конденсированные слои представляют собой аморфный материал с заданной стехиометрией по составу. Для формирования кристаллической структуры граната напылённые плёнки подвергаются термическому отжигу при температуре 680–700°C на воздухе. Для получения оптимальных однородных кристаллизованных структур  $\text{VO}_2$  и улучшения электрофизических и оптических свойств, а также релаксации внутренних напряжений пленки, термический отжиг образцов осуществлялся в течение 120 мин в атмосфере  $\text{O}_2$  ( $P = 6 \cdot 10^{-3}$  Па) при температуре 475 и 550°C, аналогично температуре подложки при осаждении.

## 2.1.2 Жидкофазная эпитаксия

Синтез монокристаллических плёнок феррит-гранатов осуществлялся на экспериментальной установке для жидкофазной эпитаксии (LPE Daiichi Electromechanical, Япония) из пересыщенного раствор-расплава. Для формирования раствор-расплава шихта из гранатообразующих элементов, растворителя, легирующих и согласующих добавок расплавляется в платиновом тигле при температуре около 1420 К в течение 3–4 часов и гомогенизируется при этой температуре в течение 8–10 часов, из которых 2–4 часа с перемешиванием платиновой мешалкой, после чего температура раствор-расплава медленно понижается ниже точки насыщения около 1220–1250 К в течение 2–2.5 часов. В качестве подложек использовались пластины монокристаллического парамагнитного гадолиний-галлиевого граната  $Gd_3Ga_5O_{12}$ .

Для синтеза плёнки подложка погружалась платиновым держателем в раствор-расплав и выполняла роль затравки для роста кристаллической плёнки. При правильном подборе согласующих добавок возможно добиться минимального рассогласования параметров решётки подложки и плёнки  $\Delta a$ , что приводит к формированию эпитаксиальных монокристаллических слоёв с высоким структурным совершенством и заданным направлением кристаллографической, а, следовательно, и магнитной анизотропии.

При определенных условиях пленки могут быть синтезированы с заранее заданными неоднородностями, например, при необходимости создания высококоэрцитивного состояния, или для создания специальных внутренних или внешних интерфейсных слоев [131].

## 2.2 Постростовая обработка плёнок ферритов-гранатов

### 2.2.1 Ионно-плазменное травление

После синтеза образцов эпитаксиальных пленок феррит-гранатов (ЭПФГ) применялась постростовая обработка для удаления дефектных поверхностных слоёв плёнок и создания определённого геометрического форм-фактора как в планарной проекции (для удаления шумов ФМР, связанных с образованием магнитостатических волн и наличием краевых дефектов), так и в 3D-профиле (для снижения влияния краевых доменов на процессы динамического перемагничивания). Одним из методов такой постростовой обработки является метод высокочастотного ионно-плазменного травления.

Методы ионного травления позволяют выполнять травление ЭПФГ с относительно малой скоростью, что актуально для плёнок нанометровой толщины, и при этом

позволяют реализовать анизотропное травление с высокой степенью однородности по поверхности.

Ионно-плазменное травление образцов осуществлялось ионами  $Ar^+$ , как в атмосфере  $Ar$ , так и в смеси газов  $Ar$  (60 %<sub>мол</sub>) +  $O_2$  (40 %<sub>мол</sub>) при давлении 1 Па с применением вакуумной установки глубокого анизотропного травления «МВУ ТМ Плазма 06» (НИИ ТМ, Зеленоград), схема реакторной камеры которой показана на рис. 2.1. Для формирования градиентных структур применялся метод пространственно-неоднородного травления с использованием твердотельных масок [А1].

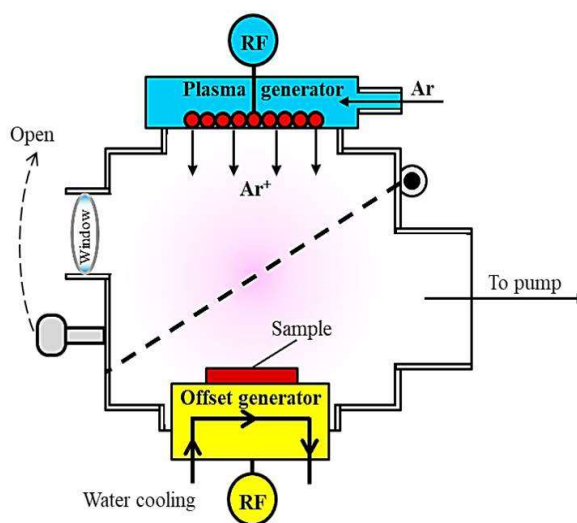


Рис. 2.1. Схема реактора вакуумной установки МВУ ТМ Плазма 06.

В основе процесса ионного травления лежит ионная бомбардировка поверхности образца. Обработка материала осуществляется в результате физического взаимодействия между ускоряющимися в плазме ионами аргона и атомами поверхностного слоя плёнки. В условиях низкого давления формируется плазма тлеющего разряда, создаваемого ВЧ-генератором (13.56 МГц, 1 кВт). Ионы плазмы разгоняются благодаря разности потенциалов ВЧ-поля, создаваемого генератором смещения. Изменение значений давления, мощности источника, напряжения и состава подаваемых рабочих газов позволяет гибко варьировать режимы травления. Высоковакуумная система откачки позволяет создать вакуум с давлением остаточных газов не хуже  $10^{-3}$  Па.

Обрабатываемый образец перемещается на специальный водоохлаждаемый и изолированный от рабочей камеры стол, на который подается ВЧ-напряжение смещения по отношению к стенкам камеры. Рабочий газ поступает через газораспределитель, обеспечивающий равномерное распространение газа по всей камере. Во время подачи газа

и ВЧ напряжения между столиком и стенками камеры формируется ёмкостной ВЧ разряд. Так как стенки камеры по площади больше, чем рабочая поверхность стола, то на нём (и в том числе на поверхности образца, со стороны плазмы) формируется отрицательный потенциал автоматического смещения, в результате чего создается поток положительно заряженных ионов из плазмы.

При травлении оксидных плёнок феррит-граната ионами  $Ag^+$  возможно нарушение стехиометрии по кислороду в приповерхностных слоях. Данное негативное влияние на структуру плёнок частично компенсируется добавлением кислорода в реакционный объём (оптимальная концентрация была определена эмпирическим путём). При этом скорость травления снижается, однако качество поверхности улучшается и, как следствие, снижается влияние поверхностных дефектов на свойства плёнки. Использование кислородной плазмы для анизотропного травления феррит-гранатовых плёнок, с улучшением шероховатости поверхности описано в работе [132].

В ходе работы были выбраны три базовых режима ионного травления. Для получения режима с наименьшей скоростью травления равной 5 нм/мин, расход рабочего газа должен составлять 0.3 л/ч, давление в камере 1 Па, мощность генератора плазмы Cesar составляет 150 Вт, мощность генератора смещения СХ-600 равна 20 Вт. На втором режиме скорость травления составляет порядка 18 нм/мин, расход рабочего газа равен 0.5 л/ч, давление в камере – 0.9 Па, мощность генератора плазмы Cesar составляет 300 Вт, мощность генератора смещения – 70 Вт. Третий режим имеет скорость травления 32 нм/мин, расход рабочего газа должен составлять 0.2 л/ч, давление в камере 1 Па, мощность генератора плазмы Cesar составляет 300 Вт, мощность генератора смещения – 100 Вт.

### 2.2.2 Кислотное травление

Кислотное травление представляет собой важный технологический процесс, который применяется для очищения или модификации поверхности пленок. Метод основан на химической реакции между кислотой и материалом, что приводит не только к удалению загрязняющих веществ, окислов и нежелательных слоев с поверхности, но также к созданию специфических структур.

Методы химического травления позволяют удалять вещество с поверхности плёнки с большей скоростью, чем другие технологии, однако обладают селективностью в отношении дефектов и неоднородностей материалов.

В работе применялась классическая технология травления в ортофосфорной кислоте  $H_3PO_4$  при температуре 200°C с применением планарной маски на основе

фоторезиста марки ФП-383 для формирования круглого профиля. Нанесение слоя фоторезиста осуществлялось методом скоростного центрифугирования на заранее подготовленную и очищенную поверхность однородным слоем толщиной до 3 мкм с последующим экспонированием через фотошаблон. Образец помещался в травильную ванну с кислотой, что обеспечивает равномерное удаление материала. По достижению необходимой глубины травления, процесс останавливался путем удаления материала из кислотного раствора с последующей промывкой для предотвращения дальнейшего разрушительного воздействия остатков кислоты и продуктов реакции на поверхность. Для минимизации возможного образования конденсата на поверхности, сушку пленки осуществляли при помощи сжатого воздуха. Таким образом, метод кислотного травления представляет собой сложный и многоступенчатый процесс, который требует тщательной подготовки, контроля и анализа. Более подробно с технологией создания масок и методикой кислотного травления можно ознакомиться в работах [130, 133, 134].

### **2.3 Контроль толщины тонких плёнок и функциональных слоёв**

Контроль толщины тонких пленок и функциональных слоев является ключевым аспектом в области материаловедения и нанотехнологий. Однако, для случая плёнки толщиной порядка нанометров, такая характеристика, как толщина не может быть определена однозначно. Для нанометровых плёнок шероховатость поверхности часто сопоставима, либо больше усредненных значений толщины. В частности, это выполняется для островковых [135, 136], а также неоднородных покрытий [137].

В основе процедуры контроля толщины нанометровой плёнки лежит предположение о том, что в процессе напыления при неизменных электродинамических и термических условиях синтеза скорость осаждения является квазипостоянной. Следовательно, при известной скорости осаждения покрытия существует возможность контроля толщины путем ограничения времени процесса напыления.

При осуществлении исследования толщины покрытий с использованием микроинтерферометра требуется снять небольшую часть функционального слоя пленки для формирования ступеньки с чёткой границей плёнка-подложка. В работе это реализовано путем маскирования области полированной подложки в процессе осаждения или путем механического удаления, химического травления и др.

Для измерения толщины использован оптико-цифровой комплекс интерферометрического метода контроля на базе микроинтерферометра Линника МИИ-4 в сочетании с цифровой обработкой данных. Микроинтерферометр состоит из

интерферометра и измерительного микроскопа, что дает возможность проводить наблюдения за изображением интерференционной картины в необходимом масштабе в поле зрения микроскопа. Таким образом, изображение интерференционной картины накладывается на изображение объекта, что позволяет проводить измерения образовавшейся неровности координатным способом. Высота неровности определяется как результат отношения величины искривления профиля и ширины интерференционной полосы. Ширина одной полосы равна высоте шероховатости профиля поверхности, соответствующей половине длины волны падающего света.

Процесс получения данных о профиле осуществляется при помощи камеры, закрепленной на окуляре микроскопа, затем полученные снимки передаются в компьютер, где существует возможность в реальном времени визуализировать поверхность пленки. Далее производится цифровая обработка фотоснимков (рис. 2.2) для непосредственного определения ширины интерференционных полос и искривления профиля, что позволяет определять профиль неровностей по глубине с точностью порядка 10 нм. Точность измерений может повыситься до единиц нанометров для структурно-однородных покрытий с шероховатостью менее 1 нм.

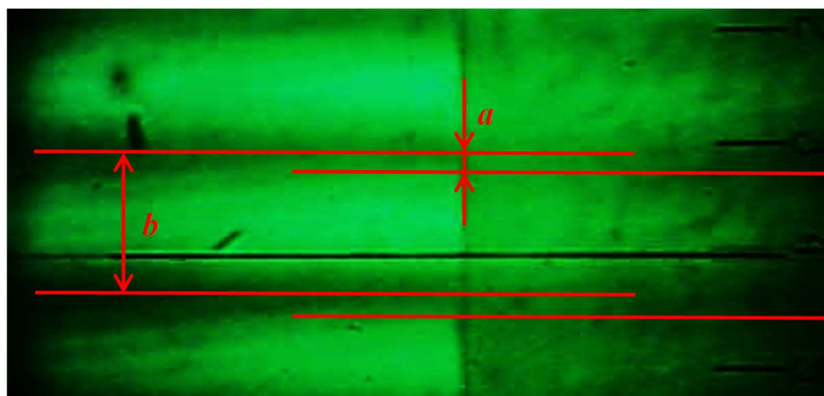


Рис. 2.2. Схема анализа высоты ступени по интерферограмме на границе тонкой плёнки (микроинтерферометр Линника МИИ-4).

По полученным значениям смещения интерференционной картины, можно определить высоту профиля ступени на основании формулы:

$$H = \frac{a}{b} \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad (2.1)$$

где  $a$  – высота неровности в интерференционном поле,  $b$  – ширина интерференционной полосы,  $\lambda$  – длина волны падающего света (во время исследований использовался монохроматический светофильтр с полосой пропускания  $\lambda = 532$  нм).

Для случая, когда исследуемый слой прозрачный, то некоторая доля излучения проходит через пленку и отражается от границы интерфейса между пленкой и подложкой. В частности, когда диэлектрический слой обладает показателем преломления  $n$ , то выражение (2.1) нужно записать следующим образом:

$$H = \frac{a}{b} \cdot \frac{\lambda}{2(n-1)}, \quad (2.2)$$

В случае ЭПФГ практически довольно трудно сформировать точную ступень на границе пленка-подложка. Из-за сильной адгезии плёнки с поверхностью подложки механическое воздействие не сформирует четкую ступеньку, а использование различных масок в технологии эпитаксиального роста недопустимо в связи с техническими особенностями процесса синтеза пленок. Для контроля толщины ЭПФГ применялась методика наклонного шлифа в совокупности, с описанной выше, интерферометрией [А10, 138]. Данная технология предусматривает изготовление пространственно-неоднородного профиля травления на глубину порядка нескольких (двух) толщин функционального слоя пленки. Анализ сформированного профиля травления выполняется с использованием микроинтерферометра. Сдвиг интерференционных линий на пространственно-неоднородном профиле травления в области контрастной границы между функциональным слоем и подложкой позволяет точно установить толщину образца.

#### 2.4 Термoeлектрические измерения

Исследование фазового перехода “полупроводник – металл” в синтезированных тонких пленках  $\text{VO}_2$  проводили путем измерения температурной зависимости электропроводности по стандартной [139] двухзондовой методике. Основана на применении двух электрических прижимных зондов, которые приводятся в механический контакт с исследуемой пленкой диоксида ванадия. При подаче на контакты стабилизированной разности потенциалов фиксируется значение силы тока, протекающей через образец. Полученные значения тока и напряжения позволяют рассчитать электропроводность пленки.

Экспериментальный измерительный стенд (рис. 2.3а) с прижимными золотыми контактами (рис. 2.3б) обеспечивает измерение электросопротивления пленки при ее циклическом нагреве от комнатной температуры до 100°C с шагом 2°C, с последующим остыванием, что позволяет оценить температуру фазового перехода и исследовать температурный гистерезис проводимости.

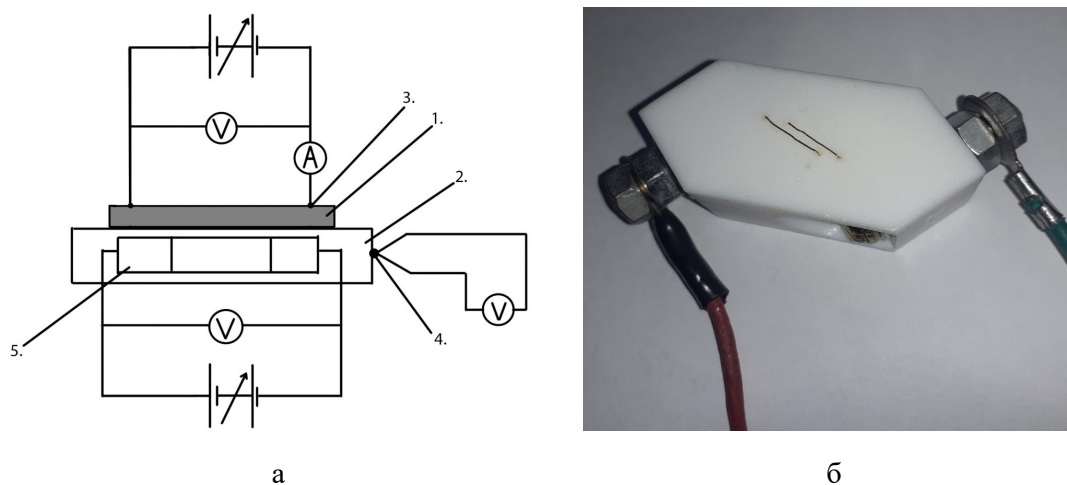


Рис. 2.3. Схема измерительного стенда (а) с прижимными протяженными контактами Au (б) для получения температурной зависимости электропроводности.

Для измерения температурной зависимости проводимости образец  $\text{VO}_2$  (1) размещается стороной подложки на нагревательный столик (2), далее на функциональную поверхность пленки размещается фторопластовая пластина с двумя протяженными планарными электродами из Au (3) и прижимается с фиксированным усилием для обеспечения стабильного омического контакта. Постепенно увеличивая температуру образца термоэлементом (5), встроенным в столик, в заданных интервалах температуры, контролируемой термодатчиком (4), осуществляется измерение силы тока и напряжения.

## 2.5 Исследование оптических и магнитооптических свойств тонких плёнок и многослойных гетероструктур

Оптические резонансные свойства фотонно-кристаллических структур на основе функциональных слоёв  $\text{VO}_2$  исследовались на спектрофотометре Holmarc HO-A216FR/KR-ORMSC2 с оптической схемой Черни–Тернера (рис. 2.4) в диапазоне 400–950 нм и спектральным разрешением 2 нм. В роли источника излучения использована

галогеновая лампа КГМ 12–10. Излучение от лампы раскладывается в спектр посредством монохроматора и по оптоволоконному световоду подаётся в рабочую камеру измерительной установки. Далее излучение проходит входной коллиматорный блок с последующим фокусированием на пленке, расположенной на моторизированном держателе. Затем свет, прошедший сквозь пленку, собирается выходным коллиматорным блоком с дальнейшей фиксацией кремниевым фотодиодом ФД–288Б.

Спектр пропускания образца определялся как отношение интенсивности света известной длины волны, прошедшего через образец, к интенсивности света, падающего на образец (то есть, зарегистрированного фотоприемником при отсутствии образца):

$$T(\lambda) = \frac{I_s(\lambda) - I_D(\lambda)}{I_0(\lambda) - I_D(\lambda)}, \quad (2.3)$$

где  $I_s(\lambda)$  – спектральная зависимость интенсивности света, прошедшего через образец,  $I_0(\lambda)$  – спектральная зависимость интенсивности света, падающего на образец,  $I_D(\lambda)$  – величина темнового тока фотодетектора.

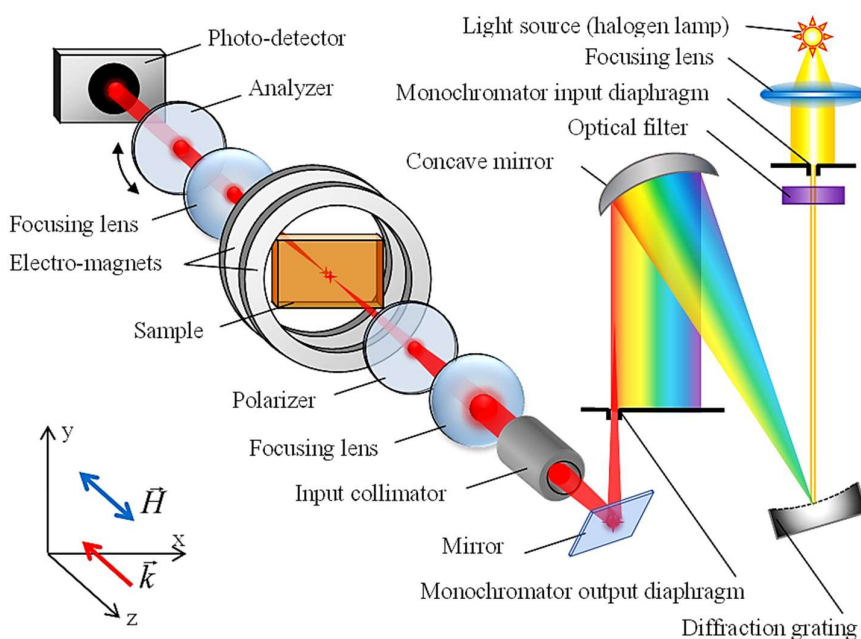


Рис. 2.4. Оптическая схема спектрофотометра Holmarc.

Температурные зависимости пропускания фотонных кристаллов измерялись при помощи модифицированного держателя образца, содержащего в себе резистивный нагреватель и терморезистивный датчик температуры. Для исследования температурной зависимости оптического спектра пропускания пленки осуществляется измерение спектральной зависимости интенсивности света, падающего на образец до фиксирования пленки на держателе. Затем пленка помещается на поверхность держателя с последующей установкой температуры для стабилизации. Управление нагревателем реализовано на базе микроконтроллера AtXmega32A4U, регулировка температуры осуществлялась посредством широтно-импульсной модуляции тока нагревателя, для стабилизации температуры применялся метод ПИД-стабилизации [140]. Сразу после стабилизации ПИД-контроллером определенной температуры пленки, осуществляется фиксация значений спектральной зависимости интенсивности света, прошедшего через образец.

Измерения осуществлялись в процессе нагрева пленки от комнатной ( $20^{\circ}\text{C}$ ) до температур выше точки фазового перехода полупроводник-металл ( $90^{\circ}\text{C}$ ). Для регистрации температурного гистерезиса оптического пропускания проводились циклические измерения в режиме нагрев-охлаждение.

## **2.6 Исследование магнитных и магниторезонансных свойств**

В данной работе для исследования влияния ионного травления на магнитные свойства ЭПФГ проводился анализ доменной структуры исследуемых образцов с использованием поляризационного микроскопа Nikon ECLIPSE LV150 поляризационным методом.

Исследуемая эпитаксиальная пленка феррит-граната помещается на предметный столик поляризационного микроскопа, имеющий три степени свободы для позиционирования образца в поле объектива и фокусировки изображения. Исследования проводятся по принципу «на отражение». При этом свет проходит сквозь плёнку, отражается от оптически контрастной границы плёнки и подложки и возвращается в оптическую систему микроскопа. При помощи цифровой фотокамеры и компьютера, выполняется непосредственное наблюдение, фиксация и первичная обработка изображений. Визуализация доменной структуры осуществляется за счёт анализа поворота плоскости поляризации света, прошедшего через магнитную плёнку феррит-граната (магнитооптический эффект Фарадея). При этом домены, намагниченные вдоль и навстречу волновому вектору света, «вращают» плоскость поляризации в противоположных направлениях и при пропускании такого излучения через анализатор

происходит контрастирование доменов (или доменных стенок) в объективе (рис. 2.5). Для измерения периода  $d$  доменной структуры применяется масштабная шкала (сетка).

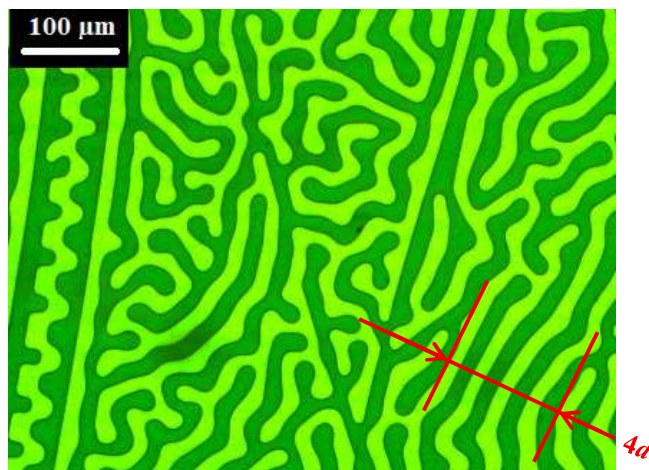


Рис. 2.5. Вид доменной структуры в поляризационном микроскопе Nikon ECLIPSE LV150.

После получения цифровых снимков проводится их анализ и измеряется период доменных структур. Таким образом анализируется динамика изменения доменной структуры плёнки в результате послойного ионного травления.

Для исследования резонансных свойств тонких плёнок феррит-гранатов выполнялся ФМР-анализ на спектрометре SPINSCAN X.

В основе работы спектрометра SPINSCAN X лежит эффект резонансного поглощения энергии внешнего электромагнитного поля ферромагнетиком. Такое поглощение вызывает переходы между различными энергетическими уровнями, обусловленными всевозможными пространственными ориентациями магнитных моментов частиц.

Спектрометр позволяет регистрировать дифференциальные спектры ФМР при полевой развёртке в двух конфигурациях ориентации внешнего магнитного поля относительно плоскости плёнки: перпендикулярной  $H_{\perp}$  (0 град по отношению к нормали) и параллельной  $H_{\parallel}$  (90 град).

При анализе пленок, содержащих различные слои с отличными магнитными константами, в спектре могут наблюдаться несколько выраженных резонансных пиков, которые связаны с выполнением резонансных условий на соответствующих слоях. Таким образом, спектрометр позволяет детектировать присутствие магнитных неоднородностей в структуре пленки.

Для исследования магнитных параметров ЭПФГ после послойного ионного травления осуществляется регистрация спектров зависимости интенсивности сигнала от индукции магнитного поля и дальнейшая их обработка (рис. 2.6).

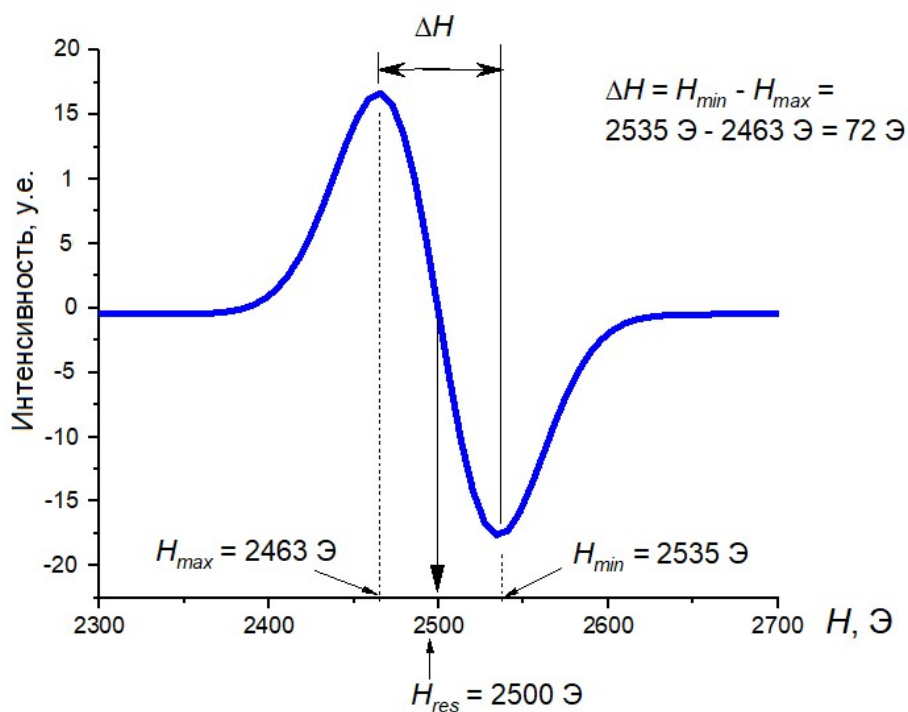


Рис. 2.6. Образец спектра ФМР для пленки железиттриевого граната, а также схематическое нахождение резонансных полей  $H_{\perp}$ ,  $H_{\parallel}$  и ширины линии  $\Delta H$ .

Для оценки магниторезонансных характеристик плёнок (эффективное поле анизотропии  $H_{эфф}$  и гиромагнитное отношение  $\gamma$ ), на основе спектров ФМР, осуществляют решение системы уравнений (2.4) и (2.5).

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{\perp} + H_{эфф}, \quad (2.4)$$

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_{\parallel} (H_{\parallel} - H_{эфф}), \quad (2.5)$$

где  $\omega$  – частота ферромагнитного резонанса,  $H_{\perp}$  и  $H_{\parallel}$  – резонансные поля при перпендикулярном и параллельном поле подмагничивания, соответственно.

Решая систему уравнений (2.4) и (2.5), получим для поля анизотропии  $H_{эфф}$  и гиромагнитного отношения  $\gamma$ :

$$(H_{эфф})_{1,2} = \frac{-(2H_{\perp} + H_a) \pm \sqrt{4H_{\perp}H_{\parallel} + 5H_{\parallel}^2}}{2}, \quad (2.6)$$

$$\gamma_{1,2} = \omega \cdot \left[ H_{\perp} - \frac{1}{2} \left( 2H_{\perp} + H_{\parallel} \pm \sqrt{4H_{\perp}H_{\parallel} + 5H_{\parallel}^2} \right) \right]^{-1}, \quad (2.7)$$

Из индексов 1 и 2 выбирается тот, для которого  $\gamma$  имеет положительное значение.

## 2.7 Исследование поверхностной морфологии тонких плёнок

Исследование поверхностной морфологии (3D-рельефа) осуществлялось методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) на оборудовании Ntegra фирмы NT-MDT. Принцип работы микроскопа основан на анализе зависимости значения величины наведённого диполь-дипольного (Ван-дер-Ваальсового) взаимодействия между зондом и поверхностью исследуемого образца ЭПФГ от значения величины расстояния зонд – образец. Детектируя силу взаимодействия, при постепенном прохождении зонда над всей заданной областью плёнки, можно исследовать неровности и микроструктурные особенности поверхности образца. Для обеспечения высокой точности измерений и надёжности данных применяются интегрированные трехосевые емкостные сенсоры управления с обратной связью, что обеспечивает контроль реального смещения сканера и компенсирование неизбежных недостатков пьезокерамики. Регистрация отклонений зонда осуществляется лазерным лучом, который фиксирует изменения расстояния между зондом и объектом.

Исследования поверхности образцов осуществлялось в «полуконтактном» режиме, при котором зонд совершает колебания вдоль нормали к поверхности. Изменение взаимодействия между зондом и поверхностью приводит к изменению резонансной частоты колебательной системы, что фиксируется электронно-оптической системой и через обратную связь корректирует положения зонда для стабилизации исходной частоты. Это обеспечивает получение информации о поверхностной морфологии с учетом как механических, так и электронных взаимодействий между зондом и образцом. Для анализа были выбраны участки размером  $5 \times 5$  мм, что позволяет охватить значительную исследуемую область. Полученные изображения предоставляют возможность для

извлечения ключевых параметров, таких как максимальный разброс по высоте  $A_{max}$ , среднеквадратичное значение отклонения от среднего значения RMS и среднюю шероховатость  $R_a$ .

## 2.8 Математическое моделирование

### 2.8.1 Модель напыления

Рассмотрение специфики создания неоднородных функциональных поверхностей в процессе магнетронного напыления с кольцевой областью эрозии, осуществлялось путем пространственного моделирования. В соответствии с предложенной моделью (рис. 2.7) анализируется пара параллельных поверхностей (мишени и подложки), находящихся по отношению друг к другу на высоте  $l$ . Пусть точка  $X(r, \varphi, 0)$  расположена на поверхности мишени, а точка  $Y(r_i, \varphi_i, l)$  на поверхности подложки.

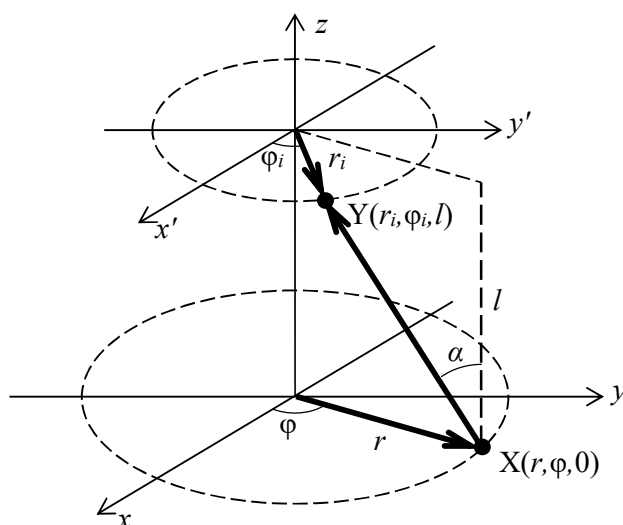


Рис. 2.7. Модельное представление для анализа распределения высоты функциональных слоёв пленки в процессе магнетронного напыления.

Из геометрических соображений квадрат расстояния между парой точек  $X$  и  $Y$ :

$$(XY)^2 = (r \cos \varphi - r_i \cos \varphi_i)^2 + (r \sin \varphi - r_i \sin \varphi_i)^2 + l^2, \quad (2.8)$$

Выражение функции Гаусса при кольцевой области эрозии поверхностного слоя мишени имеет вид:

$$j = \frac{C}{\sigma\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(r - \langle r \rangle)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (2.9)$$

где  $j$  – вероятность травления поверхности мишени для выбранной точки с радиус-вектором  $r$  по отношению к нормали поверхности,  $C$  – вариативная постоянная, характеризующая интенсивность травления поверхности мишени,  $\langle r \rangle$  – величина кольцевой области эрозии мишени,  $\sigma$  – вариативная постоянная, характеризующая ширину области эрозии.

Интенсивность потока распылённого материала от поверхности  $dS$ :

$$dI = j \cdot dS = j \cdot r dr d\varphi, \quad (2.10)$$

Величина интенсивности направленного потока материала по направлению, отличном от нормали к поверхности, определяется диаграммой направленности. В рамках рассматриваемой модели диаграмма направленности определяется функцией косинуса и имеет вид:

$$dI_\alpha = dI \cdot \cos \alpha = dI \frac{l}{XY}, \quad (2.11)$$

где  $\alpha$  – величина угла отклонения распылённого потока от нормали к плоскости мишени (см. рис. 2.7).

Прирост толщины  $dh$  для точки  $Y$  на подложке, в результате потока материала из точки  $X$  с поверхности мишени, характеризуется следующим выражением:

$$dh = \frac{dI_\alpha}{(XY)^2} = dI \frac{l}{(XY)^3} = j \frac{l \cdot r dr d\varphi}{(XY)^3}, \quad (2.12)$$

$$h(r_i, \varphi_i, l) = \frac{l \cdot C}{\sigma\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^R \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{(r - \langle r \rangle)^2}{2\sigma^2}\right) \cdot \frac{r dr d\varphi}{\left[(r \cos \varphi - r_i \cos \varphi_i)^2 + (r \sin \varphi - r_i \sin \varphi_i)^2 + l^2\right]^{3/2}} \quad (2.13)$$

Полная толщина напыленного слоя в любой точке на поверхности подложки, является интегральной суммой толщин  $dh$ , формируемых потоками от каждой точки с поверхности мишени. Таким образом, учитывая (2.8) и (2.9) в выражении (2.12) получим полную конечную толщину (2.13).

### 2.8.2 Модель неоднородного ионно-плазменного травления с использованием маски сферической формы

В настоящей работе предложена модель неоднородного ионно-плазменного травления с использованием маски сферической формы радиуса  $R$  (рис. 2.8а). При размещении сферической твердотельной маски над плоской поверхностью ЭПФГ между ними образуется зазор переменной высоты  $\delta(x)$ . Ионы аргона, ускоренные ВЧ полем, преодолевают в зазоре между плёнкой и маской разные расстояния и приобретают разную кинетическую энергию  $Q$ , которая будет определяться  $\delta$  (длиной свободного пробега). Модель предполагает оценку эффективности поверхностного распыления ускоренными ионами в переменном электромагнитном поле, в зависимости от координаты внутри зазора между ЭПФГ и маской. Для математического описания этого процесса рассмотрим модель на рис. 2.8б.

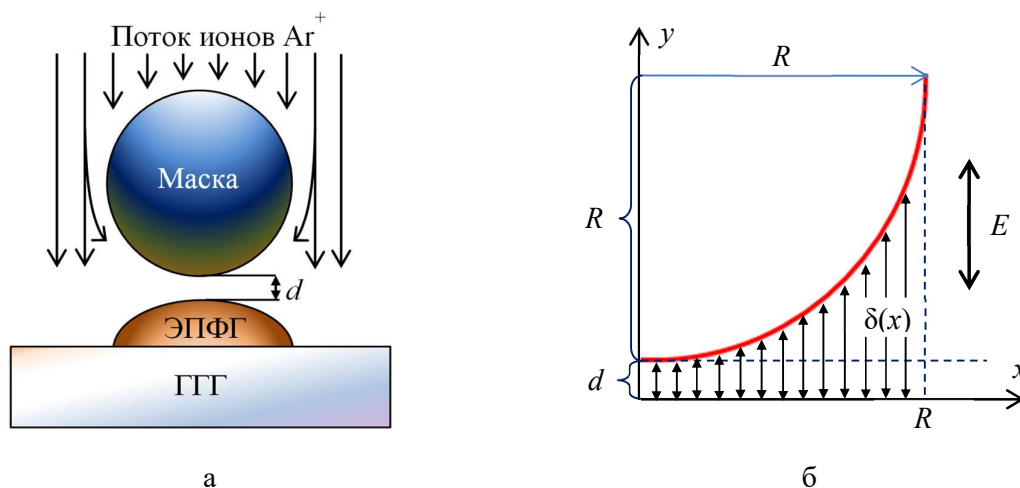


Рис. 2.8. Ионно-плазменное травление с использованием сферической маски: схема травления (а), рассмотренная модель (б).

Решение уравнения движения электрона в переменном электрическом поле даёт зависимость пройденного электроном расстояния от времени:

$$S = y = \frac{qE_0}{m} \int d\tau \int \sin(\omega\tau) d\tau = \frac{qE_0}{m\omega^2} (-\sin(\omega\tau)) + const, \quad (2.14)$$

Учитывая граничные условия, выражение (2.14) примет следующий вид:

$$S = C_0 \sin(\omega\tau), \quad (2.15)$$

где  $C_0 = -\frac{qE_0}{m\omega^2}$

Выражая  $\tau$  из (2.15) и подставляя в выражение для напряжённости поля, получим:

$$E = E_0 \sin(\omega\tau) = E_0 \frac{S}{C_0} = CS, \quad (2.16)$$

Энергия ионов, от пройденного пути  $S$  в зазоре между сферической маской и поверхностью ЭПФГ с учётом (2.16), описывается квадратичной функцией:

$$Q = Uq = \frac{Cq}{2} S^2, \quad (2.17)$$

При этом вероятность распыления поверхности будет пропорциональна:

$$P \sim \exp\left(\frac{Q}{W}\right), \quad (2.18)$$

где  $W$  – энергия выхода (выбивания) атома с поверхности.

Скорость травления поверхности  $v$  ускоренными ионами в различных точках поверхности описывается уравнением Аррениуса (как вероятность активации):

$$v = v_{Q \gg W} \exp\left(-\frac{2W}{qCS^2}\right), \quad (2.19)$$

где  $v_{Q \gg W}$  – значение скорости распыления при условии  $Q \gg W$ .

Следовательно, наличие неоднородного щелевого зазора между поверхностью ЭПФГ и маской сферической формы при ВЧ плазменном травлении приводит к формированию пространственно-неоднородного профиля травления в результате образования пространственно-неоднородного по энергиям ионного потока.

### 2.8.3 Минимальный период лабиринтной доменной структуры

При использовании ЭПФГ в качестве магнитных сенсоров для визуализации магнитных полей и, в частности, для магнитооптической вихретоковой дефектоскопии, важным параметром, определяющим разрешающую способность визуализации, является период лабиринтной доменной структуры (ПДС) для плёнок с магнитной анизотропией типа «лёгкая ось» [25]. Очевидно, что чем меньше ПДС, тем более мелкие дефекты можно визуализировать. Изменять период доменной структуры ЭПФГ можно за счёт изменения их толщины, однако, как показывает эксперимент, уменьшение толщины плёнки приводит к уменьшению ПДС лишь до определённой толщины, около 100 нм, и при дальнейшем уменьшении толщины плёнки размеры доменов начинают резко возрастать [141].

Подобное явление изменения типа доменной структуры обусловлено отклонением направления вектора намагничивания от нормали к поверхности плёнки в результате конкуренции поля анизотропии  $H_a$  и поля размагничивания  $4\pi M_s$ , что приводит к изменению магнитной анизотропии с типа «лёгкая ось» на «лёгкая плоскость», и, соответственно, увеличению размеров магнитных доменов [A2].

Согласно выражению для периода доменной структуры  $d$  в зависимости от толщины плёнки  $L$  [A2], с учётом выражения для константы магнитной кристаллографической анизотропии, получим выражение:

$$d = \sqrt{\frac{\gamma}{1,7bM_s^2}} \cdot \frac{\sqrt{L}}{\sin \theta}, \quad (2.20)$$

где  $\gamma$  – плотность граничной энергии,  $M_s$  – намагниченность насыщения,  $\theta$  – угол между вектором равновесной намагниченности и плоскостью плёнки, а константа

$$b = \left(1 + \frac{\pi M_s^2}{K_u}\right)^{-1},$$

Угол  $\theta$  определяется соотношением поля одноосной анизотропии  $H_a$  и размагничивающего поля  $4\pi M_s$ .

$$\sin \theta = \frac{H_a}{\sqrt{H_a^2 + (4\pi M_s)^2}}, \quad (2.21)$$

Таким образом, видно, что ширина магнитных доменов будет определяться двумя конкурирующими процессами. С одной стороны уменьшение толщины плёнки  $L$  приводит к уменьшению ПДС за счёт изменения соотношения магнитостатической энергии и

энергии доменных стенок (первый множитель в уравнении 2.20), с другой стороны толщина плёнки влияет на соотношение размагничивающего фактора и поля анизотропии, что приводит к отклонению вектора намагниченности от нормали (второй множитель в уравнении 2.20). При большом значении  $L$  определяющим является поле анизотропии  $H_a$  ( $H_a \gg 4\pi M_s$ ) и доменная структура обусловлена исключительно толщиной плёнки, поскольку  $\sin \theta \rightarrow 1$ . Для малых толщин размагничивающее поле  $4\pi M_s$  больше, чем поле анизотропии  $H_a$  и, следовательно,  $\sin \theta \rightarrow 0$ , а период доменной структуры значительно возрастает и асимптотически стремится к бесконечности при гипотетическом стремлении толщины плёнки к нулю. Фактически структурные и магнитные свойства плёнок феррит-гранатов сохраняются вплоть до толщин порядка 10 нм, что подтверждается экспериментальными работами [А4, 142].

Результаты моделирования зависимости периода доменной структуры ( $d$ ) от толщины эпитаксиальной феррит-гранатовой пленки на основании выражения (2.20) при различном значении  $M_s$  представлены на рис. 2.9. Для сравнения показаны результаты из работы [141].

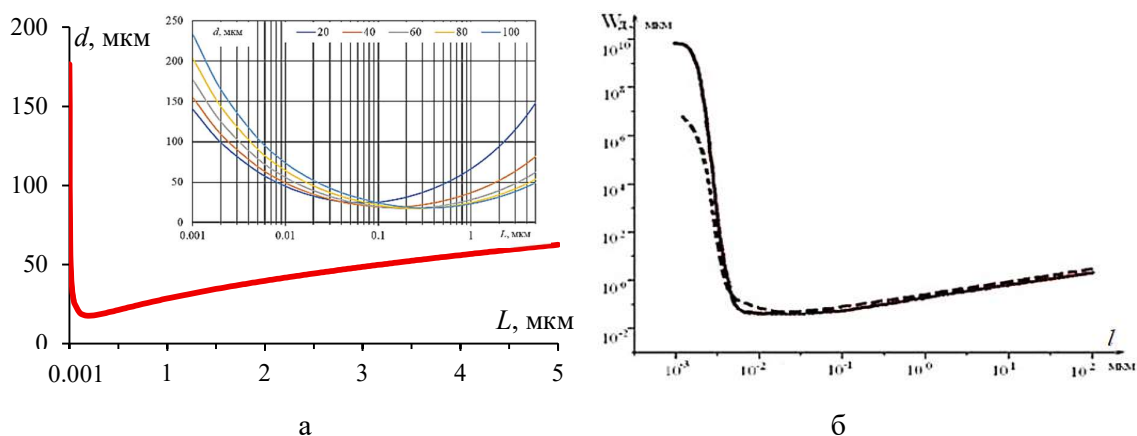


Рис. 2.9. Период доменной структуры от толщины ЭПФ в соответствии с выражением (2.20) для различного значения  $M_s$  (а); аналогичная зависимость из работы [141] (б).

Видно, что для толщины плёнки свыше 200 нм ПДС тем больше, чем толще плёнка. Однако при толщинах порядка 100–150 нм ширина доменов принимает минимальное значение, и при дальнейшем уменьшении толщины ЭПФ размеры доменов начинают резко возрастать, что связано с отклонением вектора намагниченности от нормали, которое определяется соотношением поля насыщения  $4\pi M_s$  и поля анизотропии  $H_a$ , и обусловлено минимизацией полей размагничивания. Характер зависимости ширины

доменной структуры от толщины плёнки необходимо учитывать при разработке магнитных материалов с заданными свойствами и устройств на их основе.

## Основные результаты раздела 2

1. В работе применяется полный экспериментальный цикл, включающий изготовление лабораторных образцов тонких плёнок и фотонных структур методами вакуумного напыления, жидкофазной эпитаксии, ионного и кислотного травления, характеризацию свойств (структурных, оптических, электрических, магнитных, магнитооптических и др.) объектов исследования на всех стадиях синтеза, обработку и интерпретацию результатов, в том числе методами математического моделирования.

2. Предложена оригинальная авторская методика получения пространственно-неоднородных плёнок методом напыления в неоднородном потоке магнетронным способом с кольцевой зоной эрозии мишени, построена математическая модель процесса формирования такого неоднородного покрытия.

3. Предложена оригинальная методика получения пространственно-неоднородных плёнок методом ионного травления через сферическую маску, построена математическая модель процесса формирования такого неоднородного покрытия.

4. Предложена модель, описывающая наличие минимума периода лабиринтной доменной структуры легкоосных плёнок феррит-гранатов, основанная на конкуренции двух процессов: уменьшения периода доменной структуры (за счёт соотношения магнитостатической энергии и поверхностной энергии доменных границ) и увеличения периода доменной структуры (за счёт отклонения вектора намагниченности от нормали, которое определяется соотношением поля насыщения  $4\pi M_s$  и поля анизотропии  $H_a$ ). Показано, что минимум периода лабиринтной доменной структуры наблюдается при толщине плёнок ЭПФГ 100–150 нм и зависит от величины намагниченности насыщения  $M_s$ .

Результаты, представленные в настоящем разделе, опубликованы в следующих работах: [A25], [A26].

### Раздел 3

## ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫЕ ТЕРМО- И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ПЛЕНКИ

### 3.1 Пространственное моделирование микроструктур с заданным 3D-профилем.

#### 3.1.1 Получение пространственно-неоднородных структур при напылении

При напылении тонких плёнок методом магнетронного распыления мишеней с кольцевой областью эрозии интенсивность потока распыляемого вещества, как было показано в разделе 2.8.1., может быть описана функцией Гаусса с радиальной симметрией (2.9) с учётом диаграммы направленности (2.11).

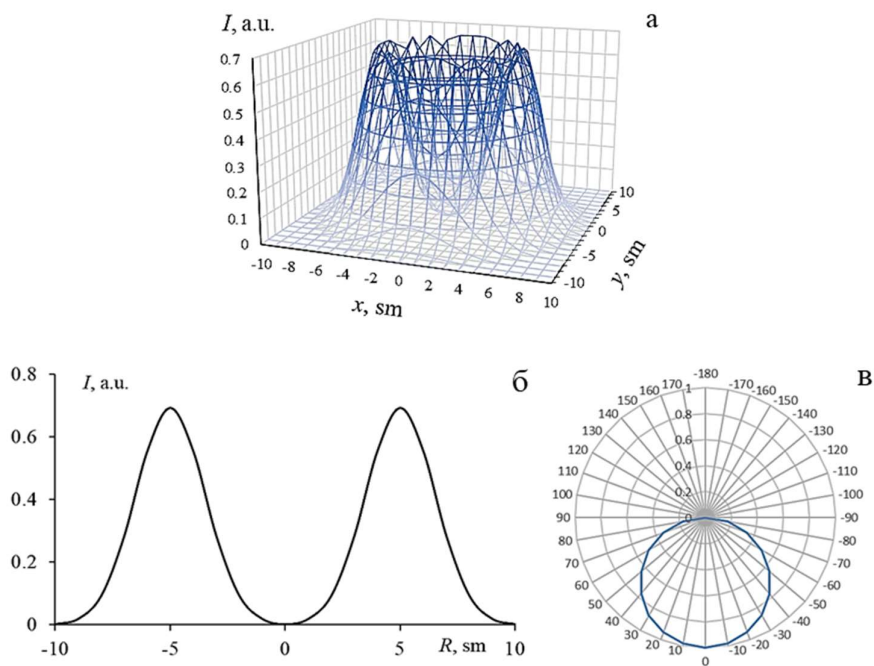


Рис. 3.1. Диаграмма интенсивности распыления магнетронной мишени с кольцевой зоной эрозии: а – 3D изоповерхность (2.9), б – поперечный диаметральный профиль, в – диаграмма направленности потока распылённого вещества (2.11).

Графическое отображение нормальной компоненты интенсивности потока при магнетронном распылении с кольцевой областью эрозии представлено в виде трёхмерной диаграммы на рис 3.1а, на рис 3.1б показано радиальное сечение. Данные диаграммы служат наглядным представлением распределения интенсивности потока частиц,

полученными на основании выражения (2.9), и непосредственно описывают эффективность процесса распыления мишени при формировании покрытий. Диаметр области эрозии в модели составляет 10 см (рис. 3.1б). Для учёта пространственного разлёта вещества необходимо учитывать диаграмму направленности (2.11), графический вид которой представлен на рис. 3.1в.

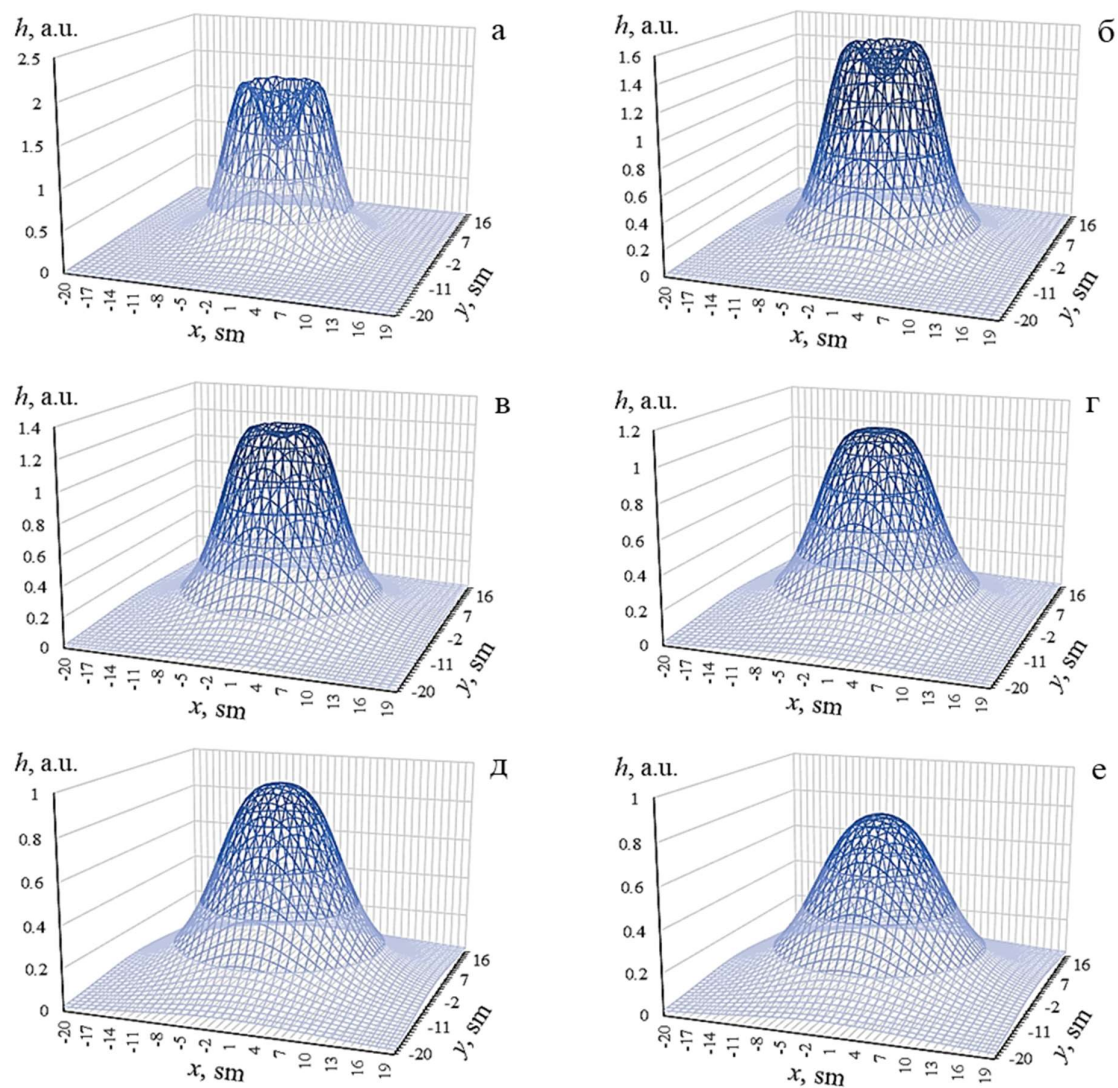


Рис. 3.2. 3D-профили распределения толщины осаждённых покрытий при разном расстоянии от мишени до подложки (2.13):

а – 20 мм, б – 30 мм, в – 40 мм, г – 50 мм, д – 60 мм, е – 70 мм.

Видно, что наличие кольцевой области эрозии формирует сложное распределение толщины конденсата, которое необходимо учитывать при проектировании ПНП. Профили распределения толщины осаждённых покрытий, построенные на основании выражения

(2.13) при различном расстоянии от мишени до поверхности подложки, представлены на рис. 3.2. Показано, что с увеличением расстояния форма профиля видоизменяется от локального минимума в центре (кратер), до симметричного пологого пика.

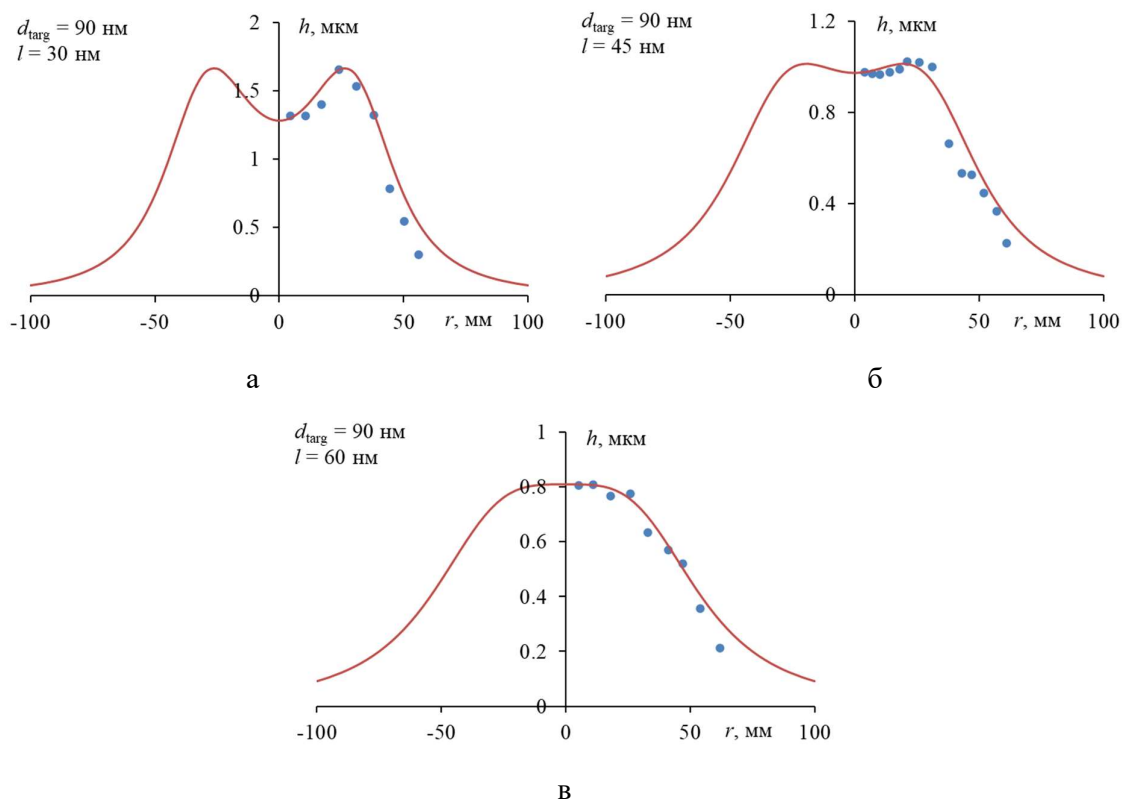


Рис. 3.3. Экспериментальное исследование особенностей распределения высот полученных поверхностей  $\text{TiO}_2$  при различном промежутке  $l$  от поверхности мишени до подложки из ситалла: а)  $l = 30$  мм; б)  $l = 45$  мм; в)  $l = 60$  мм (точки – экспериментальные данные, сплошная кривая – модельный анализ) [138].

В работе [143] продемонстрировано подтверждение аналитических расчетов для распределения слоя ПНП в процессе осаждения методом магнетронного напыления с кольцевой областью эрозии мишени (титан) (рис. 3.3). Показано, что при небольших значениях расстояния между мишенью и подложкой для центральной зоны осажденного слоя наблюдается минимум толщины слоя с кольцеобразным окружением и с большей толщиной. С ростом промежутка до радиуса области эрозии в центральной части прослеживается зона с однородной поверхностью в виде «плато». При дальнейшем увеличении расстояния отмечается распределение осажденного материала в виде симметричного «пологого холма». В результате формируется ПНП с неоднородностью по

толщине. Вид профиля осажденного материала определяется характеристиками области эрозии и значением расстояния между мишенью и подложки. Таким образом, неоднородное напыление представляет собой один из возможных подходов для создания пространственно-неоднородных покрытий с заданными свойствами.

### 3.1.2 Получение пространственно-неоднородных структур при травлении

Одним из ключевых аспектов пространственного моделирования микроструктур, при ионно-плазменном травлении является влияние геометрии маски, а также её расположение относительно поверхности пленки, что оказывает значительное воздействие на формирования 3D-профиля покрытия. Как было показано в подразделе 2.8.2, изменение величины зазора между маской и поверхностью пленки позволяет контролировать распределение ионов и их угол падения, что является критически важным, поскольку непосредственно влияет на интенсивность взаимодействия с материалом. В результате, можно формировать разнообразные варианты профилей травления, что открывает новые возможности для создания структур с заданными свойствами [A1].

Рассмотренная в разделе 2.8.2 модель неоднородного ионно-плазменного травления с использованием маски сферической формы демонстрирует возможности эффективного управления травлением для достижения необходимых характеристик профиля. На рис. 3.4 представлены различные профили поверхности пленки, сформированные ионным травлением при изменении зазора  $d$  между сферической маской (радиусом 1.5 мм) и поверхностью пленки.

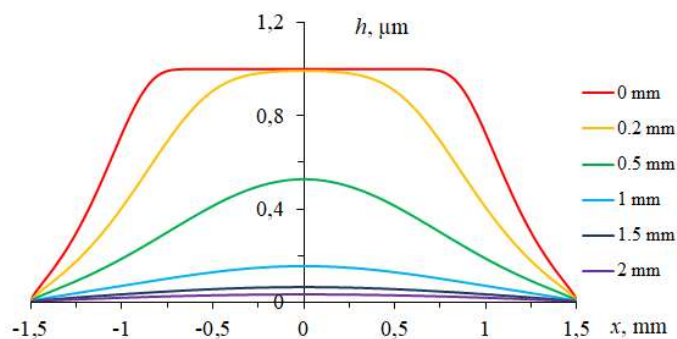


Рис. 3.4. Модельный расчет профиля, сформированного ионным травлением при изменении зазора между сферической маской и поверхностью пленки  $d$  (величина зазора указана в легенде).

Видно, как различные значения зазора влияют на травление материала и, соответственно, на финальную геометрию создаваемых микроструктур. В частности, при непосредственном накладывании маски на поверхность пленки или небольшом зазоре (менее 0.5 мм) сформированный профиль обладает областью с плоской поверхностью, поскольку малый зазор обеспечивает более равномерный поток ионов, что ведёт к созданию резких профилей. Тогда как при увеличении зазора (более 0.5 мм) изменяется интенсивность взаимодействия ионов с поверхностью, что приводит к сглаживанию краёв и изменению формы создаваемого профиля.

Эллиптический профиль, формируемый при величине зазора равного 0.5 мм, демонстрирует возможность создания микроструктур с высокой симметрией, что расширяет их потенциальное применение.

## **3.2 Исследование пространственной формы плёнок после ионно-плазменного травления**

### **3.2.1 Маскирование плоской маской**

Для получения структур с заданной геометрией применяется маскирование поверхности обрабатываемого плазмой изделия. При этом поверхность закрытая маской травлению не подвергается.

Чтобы с высокой точностью передать форму маски на рабочую поверхность в процессе ионного травления маска должна соответствовать следующим критериям:

- высокое разрешение;
- угол наклона боковых стенок маски стремится к  $90^\circ$ ;
- химическая стойкость к воздействию ионной бомбардировки;
- стойкость к воздействию температур;
- скорость травления маски должна быть минимальна по отношению к скорости травления материала.

Чтобы получить высокое разрешение микроструктуры, получаемой на поверхности материала в процессе ионного травления, отношение толщины маски и её планарных размеров должно быть минимально, следовательно разрешение маски возрастает с уменьшением ее толщины. В процессе ионного травления возможно использование механических масок, однако в этом случае минимальные размеры получаемых микроструктур составляют от 30 до 50 мкм.

В работе рассматриваются несколько вариантов маскирования путем накладывания маски немагнитного диэлектрика на поверхность исследуемого образца. Простейший

метод формирования 3D-профиля (рис. 3.5) заключается в том, что немагнитный диэлектрик (маска) толщиной ориентировочно 500 мкм помещается непосредственно на поверхность пленки. Ионы аргона при взаимодействии с поверхностью диэлектрика создают наведенный положительный заряд, как показано на рис. 3.5 [144]. 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 [145, 146]. Таким образом, вблизи границы маски формируется край пленки с гладким 3D-профилем.

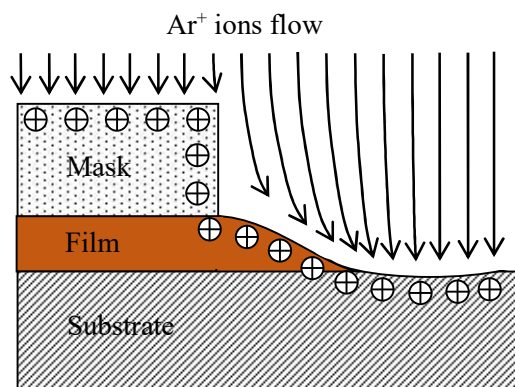


Рис. 3.5. Схема формирования гладкого профиля края пленки при непосредственном расположении маски на поверхности пленки (символами «+» обозначен наведенный электростатический заряд на диэлектрической поверхности маски и пленки).

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).

Экспериментальный анализ геометрической формы 3D-профиля края пленки осуществлялся с помощью микроинтерферометра.

На рис. 3.6 представлены результаты исследования формы гладкого профиля края пленки номинального состава  $(BiLu)_3Fe_5O_{12}$  ( $h = 0.16$  мкм) после ионного травления через маску толщиной 500 мкм, когда маску располагали непосредственно на поверхности пленки. На рис. 3.6а 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. Для анализа формы профиля был выбран участок снимка интерференционной картины, который

показан на вставке. Результаты анализа в виде зависимости  $h(x)$  показаны на рис. 3.6б. 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.

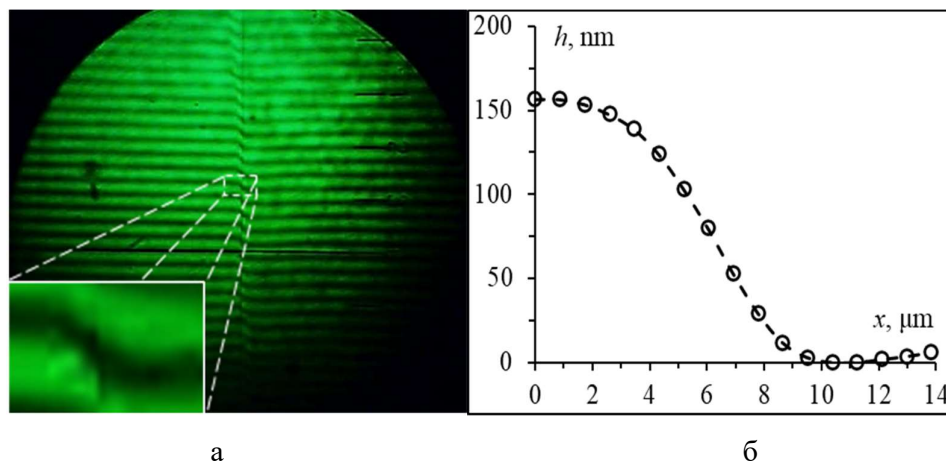


Рис. 3.6. Снимок интерференционной картины, полученной в монохроматическом излучении ( $\lambda = 532$  нм) на границе области травления пленки  $((\text{BiLu})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}, h = 0.16$  мкм) при расположении маски непосредственно на поверхности пленки (а); форма профиля края пленки (б).

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. 3.7. 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. 3.8 показаны результаты исследования профиля края пленки номинального состава  $(\text{BiLu})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  ( $h = 0.16$  мкм) после ионного травления через маску толщиной 500 мкм, когда маску располагали над поверхностью пленки с образованием зазора (рис. 3.7). Высота зазора составляла 300 мкм.

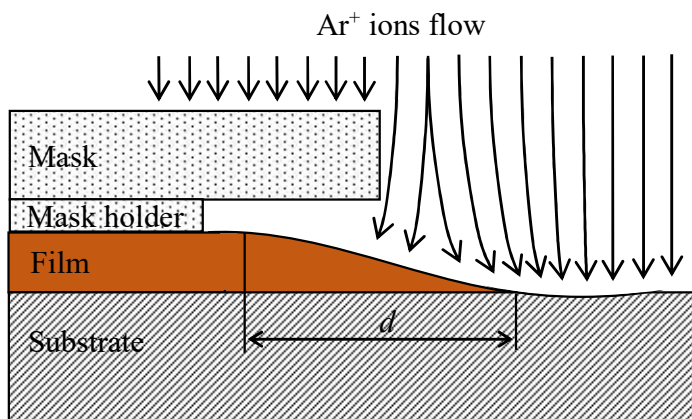


Рис. 3.7. Схема формирования гладкого профиля края плёнки при расположении маски над поверхностью пленки.

На рис. 3.8а продемонстрировано смещение интерференционной картины на краю пленки. Результаты анализа формы профиля края пленки  $h(x)$  представлены на рис. 3.8б. 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.

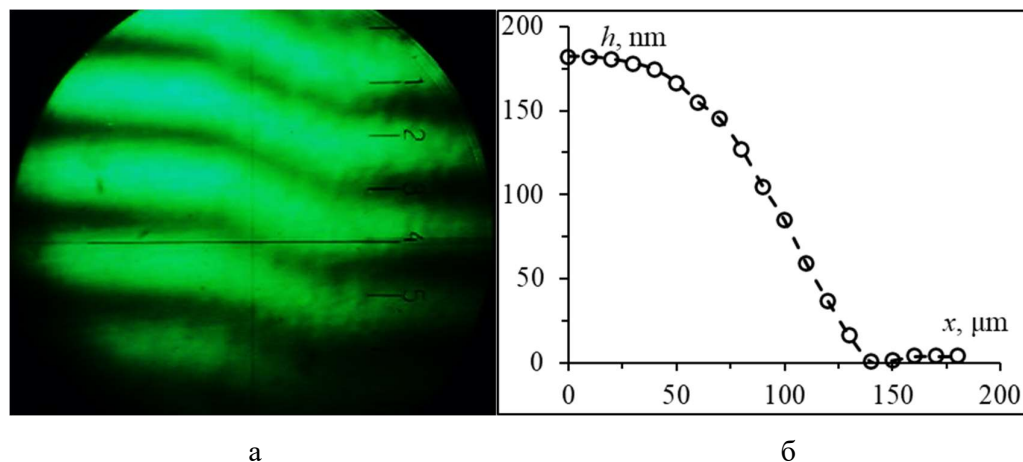


Рис. 3.8. Снимок интерференционной картины, полученной в монохроматическом излучении ( $\lambda = 532$  нм) на границе области травления пленки  $((\text{BiLu})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ,  $h = 0.16$  мкм) при расположении маски над поверхностью пленки на фиксированном расстоянии 300 мкм (а); форма профиля края пленки после травления(б).

### 3.2.2 Маскирование сферической маской

В рамках данной работы также применялся метод формирования 3D-профиля, заключающийся в том, что на поверхности плёнки помещается цилиндрическая или сферическая маска из кристаллического кварца (рис. 3.9а). В соответствии с моделью, описанной в пункте 2.8.2, в зазоре между маской и плёнкой формируется ионный поток неоднородный по энергиям, что приводит к неоднородной скорости травления и, как следствие, к формированию гладкого профиля плёнки на границах области травления. Поскольку поверхности цилиндра и сфера в сечении (или плоской проекции) представляют собой окружности, то 3D-профиль травления, благодаря краевым эффектам, в результате формирования неоднородного плазменного потока стремится к эллиптическому.

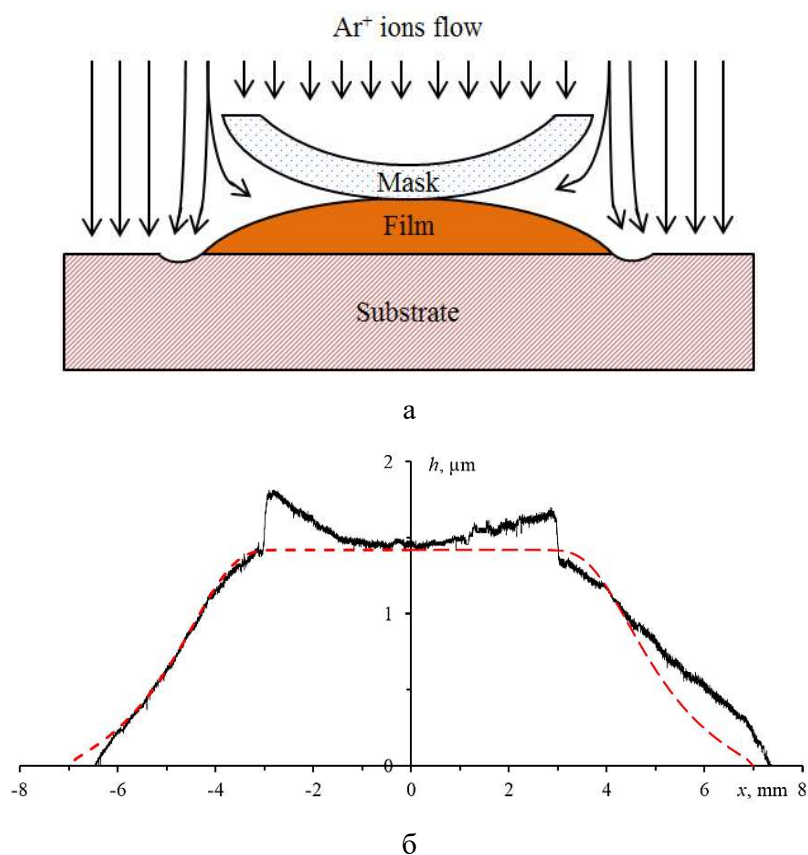


Рис. 3.9. Пространственно-неоднородное травление через маску: схема травления с помощью цилиндрической маски (а), профиль ЭПФГ  $((\text{BiY})_3(\text{AlGaFe})_5\text{O}_{12}, h = 2 \text{ мкм})$  после травления (б), сплошная линия – эксперимент, пунктирная линия – модель.

Профиль, полученный при помощи зондового профилометра, для плёнки номинального состава  $(\text{BiY})_3(\text{AlGaFe})_5\text{O}_{12}$  толщиной порядка 2 мкм, после травления с использованием маски с радиусом закругления 6 мм показан на рис. 3.9б. В данном эксперименте маска располагалась непосредственно на поверхности плёнки.

Характерные симметричные выступы типа «кошачьи уши», присутствующие на расстоянии примерно 3 мм от центра маски, образовались в результате пересадения распылённого материала плёнки и представляют собой аморфный конденсат из гранатообразующих оксидов, возникающий из-за вероятности распыления. Ширина 3D-профиля травления составила порядка 15 мм при общей глубине травления 1.5 мкм.

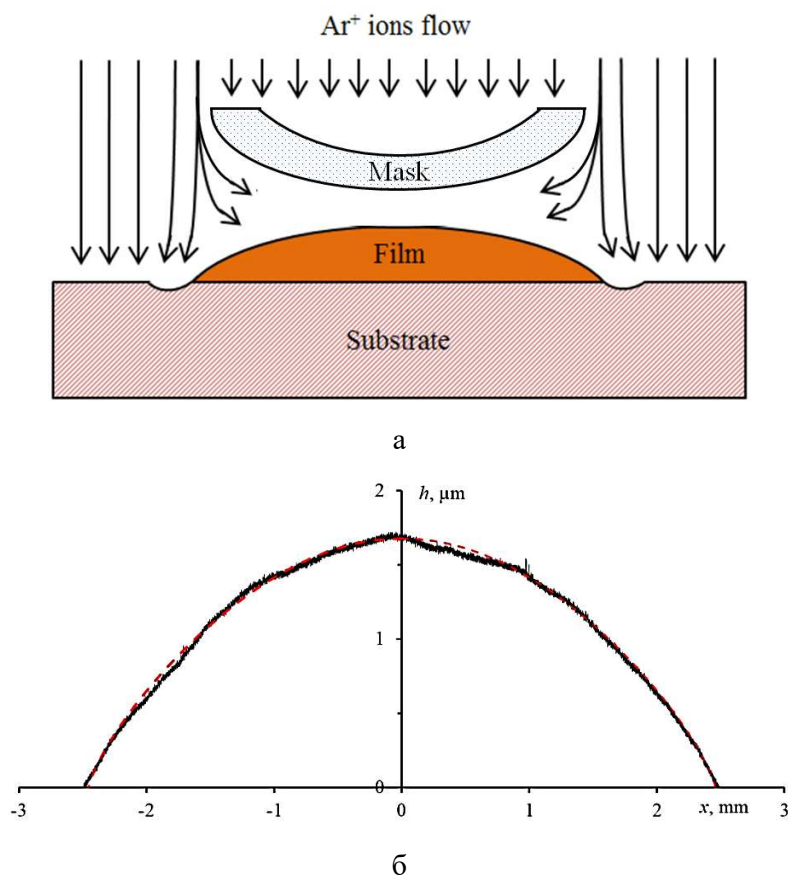


Рис. 3.10. Пространственно-неоднородное травление при расположении маски над поверхностью пленки на фиксированном расстоянии 500 мкм: схема травления с помощью цилиндрической маски (а), профиль ЭПФГ  $(\text{BiY})_3(\text{AlGaFe})_5\text{O}_{12}$ ,  $h = 2$  мкм) после травления (б), сплошная линия – эксперимент, пунктирная линия – модель.

Для получения более сглаженного профиля травления и предотвращения появления характерных симметричных выступов цилиндрическая маска была приподнята

над поверхностью пленки с образованием зазора высотой 0.5 мм (рис. 3.10а). Профиль травления ЭПФГ номинального состава  $(\text{BiY})_3(\text{AlGaFe})_5\text{O}_{12}$  представлен на рис. 3.10б.

Видно, что сформированный таким образом 3D-профиль близок к эллипсоиду, параметры которого можно задавать путём изменения высоты зазора между цилиндрической маской и поверхностью пленки. Ширина эллипсоида (большая ось) составила порядка 5 мм при общей глубине травления (малая полуось) – 1.7 мкм.

### 3.3 Исследование пространственной формы плёнок после напыления

#### 3.3.1 Напыление в неоднородном потоке

Как было показано в подразделе 3.1.1, при магнетронном распылении мишеней с кольцевой зоной эрозии формируется неоднородный поток вещества, что приводит к неравномерной конденсации плёнки на подложке вследствие пространственно-неоднородного поля скорости осаждения. При этом степень неоднородности можно легко варьировать в зависимости от расстояния между мишенью и подложкой. В зависимости от поставленной экспериментальной задачи можно подобрать конфигурацию эксперимента, при которой получаемое покрытие будет обладать либо высокой степенью однородности по толщине, либо будет иметь выраженный градиент вдоль определённого направления.

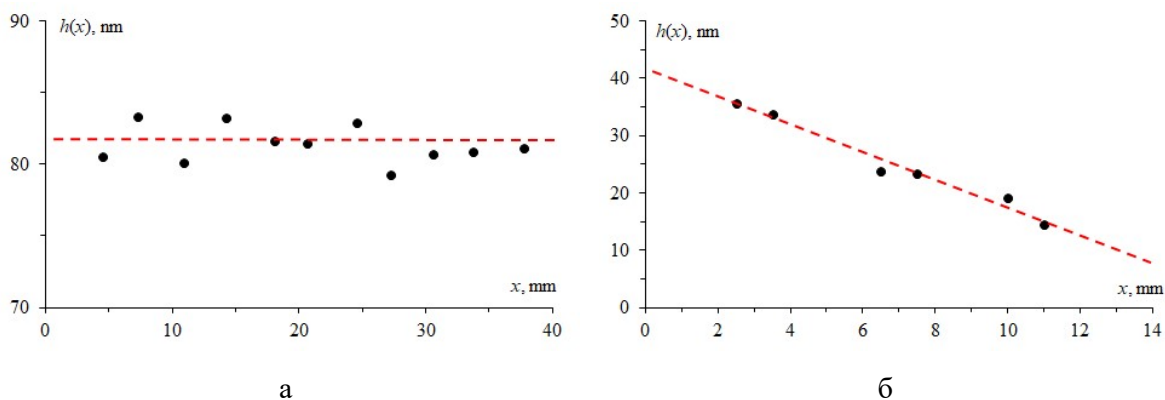


Рис. 3.11. Профили распределения толщины плёнок при напылении в неоднородном потоке: а – равномерный ( $\text{TiO}_2$ ), б – градиентный ( $\text{VO}_2$ ).

Таким образом магнетронное напыление в неоднородном потоке представляет собой эффективный метод формирования тонкослойных покрытий с заданными характеристиками. На рис. 3.11. представлены профили распределения толщины для напылённых плёнок  $\text{TiO}_2$  (оптический слой) и  $\text{VO}_2$  (функциональный слой),

демонстрирующие возможности создания не только однородных по толщине покрытий, но также пространственно-неоднородных с градиентом толщины. Получение подобных покрытий, как однородных, так и с заданными параметрами пространственной неоднородности по толщине позволяет широко использовать их для синтеза многослойных гетероструктур и фотонных кристаллов.

### 3.3.2 Метод тонкой заслонки

Создание градиента толщины функциональных слоев пленок открывает возможности для анализа воздействия размерных факторов на физико-химические характеристики покрытий. Градиент формируется в одном этапе синтеза при неизменных условиях, что позволяет применять такие пленки для оптимизации резонансных условий, а также структурных свойств, для модификации свойств композитных материалов.

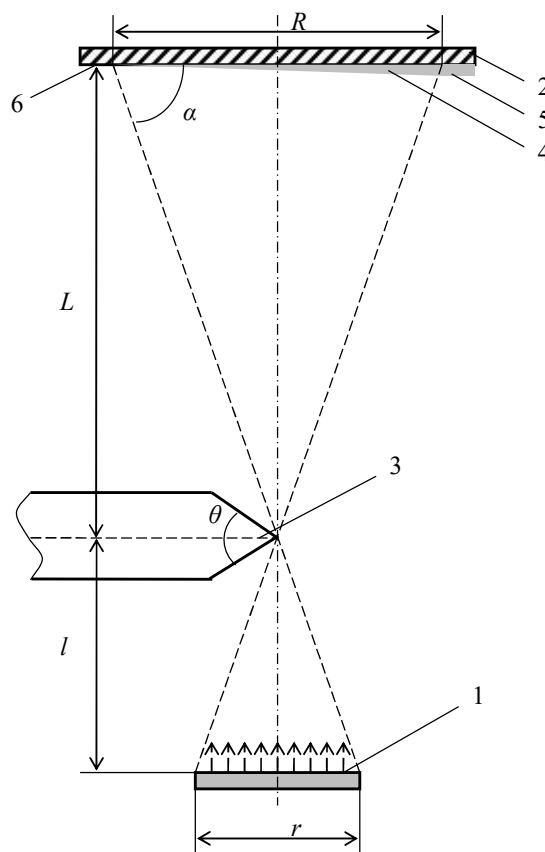


Рис. 3.12. Схематическое представление технологии «тонкой заслонки» [143].

Для формирования градиентных функциональных слоев пленки использовалась технология «тонкой заслонки» [147]. В пространстве осаждающей рабочей камеры (рис.

3.12) между испарителем 1 и закрепленной подложкой 2 устанавливается тонкая заслонка 3 в виде пластины с острым ребром на торцевой части (лезвие). Заслонка формирует механическое препятствие на пути распространения потока испаренного материала, что в совокупности с неточечным испарителем формирует зону геометрической полутени 4. Это приводит к осаждению на различных участках подложки разного количество вещества. Таким образом, возникает градиент толщины слоя конденсата между областями с максимальной толщиной пленки 5 и чистой подложкой закрытой от напыления 6.

Пусть длина испарителя  $r$ , а зазор от края испарителя до «тонкой заслонки» составляет  $l$  и промежуток от «тонкой заслонки» до поверхности подложки  $L$ . Тогда величина области геометрической полутени определяется из подобия треугольников как:

$$R = \frac{L}{l} r \quad (3.1)$$

Таким образом, технология «тонкой заслонки» позволяет реализовать формирование градиентных функциональных слоев пленки с предсказуемым профилем толщины. Относительная простота анализа (из геометрических принципов) позволяет легко оценивать влияние разных параметров (размера испарителя, расстояний и т.д.) на параметры профиля и распределение толщины синтезируемой пленки, что способствует более точному управлению механизмами осаждения материала.

Технология применима для различных вакуумных установок и методов осаждения вещества. Допущение о равномерности потока материала из испарителя и его направленности предоставляет перспективу для моделирования распределений материала с применением различных геометрий заслонок, испарителей и подложек.

Комбинируя математическую модель методики «тонкой заслонки» и разработанную пространственную 3D-модель формирования пленок при магнетронном распылении с кольцевой областью эрозии мишени [148], возможно построить пространственные диаграммы распределения толщины пленок (рис. 3.13) в зависимости от расстояния между распыляемой мишенью и подложкой (расстояние будем выражать в долях радиуса зоны эрозии мишени  $R_e$ ). На рис. 3.13а,в,д показано распределение толщины пленки при напылении без «тонкой заслонки», а на рис. 3.13б,г,е – с «тонкой заслонкой».

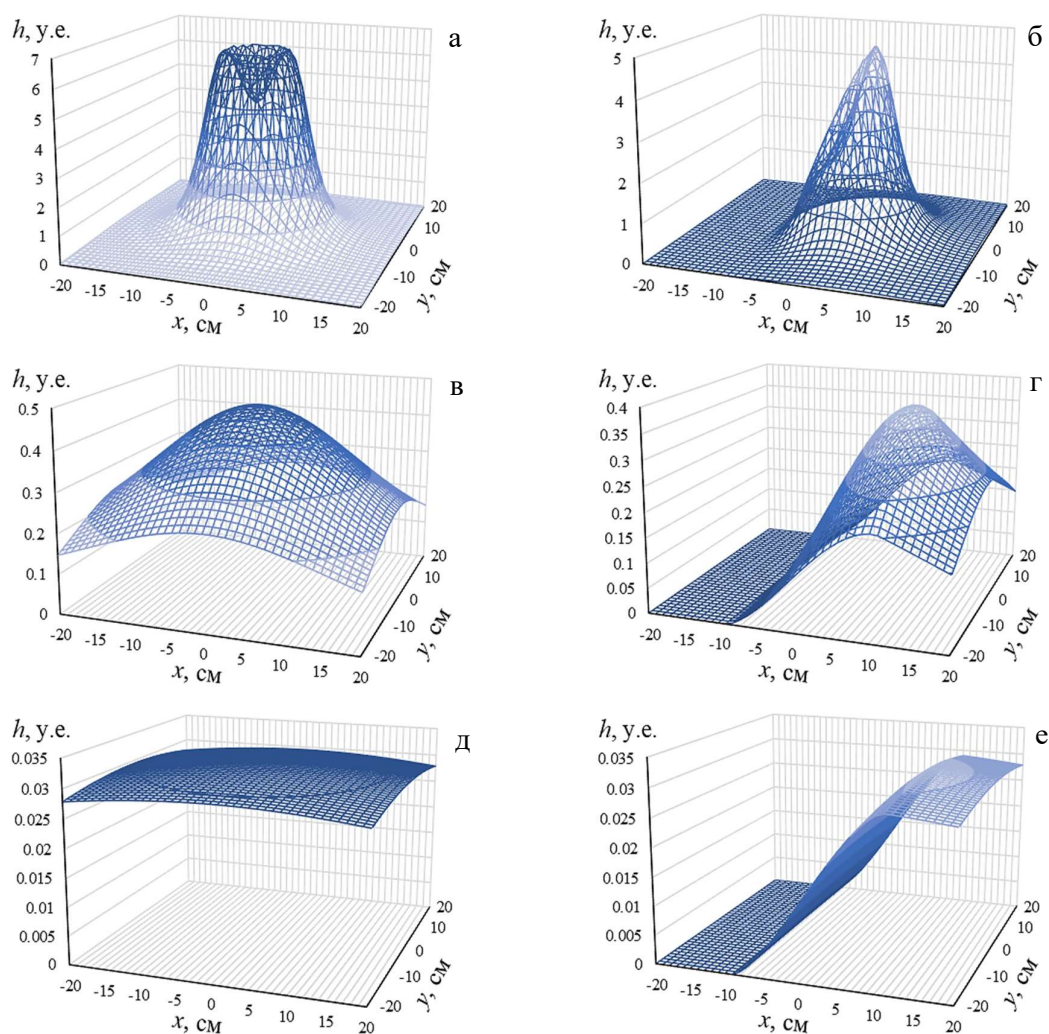


Рис. 3.13. Пространственные диаграммы распределения толщины пленки при различном расстоянии от мишени до подложки (в долях от радиуса зоны эрозии мишени): а, б – 0,5; в, г – 5; д, е – 20 (а, в, д – без экрана; б, г, е – с экраном).

Наличие тонкой заслонки позволяет сформировать градиент толщины пленки вдоль оси  $x$ . Расстояние от мишени до подложки влияет на планарное распределение толщины пленки. При расстоянии  $0.5R_e$  в центральной области конденсации образуется кратер, который наблюдается также при использовании «тонкой заслонки». Когда расстояние между мишенью и подложкой увеличивается до  $5R_e$ , кратер не наблюдается, но распределение толщины пленки по-прежнему неравномерно. При больших расстояниях порядка  $20R_e$ , распределение толщины пленки становится однородным, а при использовании тонкой заслонки формируется чётко выраженный градиент. Полученные результаты могут быть использованы при создании градиентных покрытий для оптических конструкций и других специальных применений.

### Основные результаты раздела 3

1. При напылении плёнок магнетронным способом с кольцевой зоной эрозии мишени при разном расстоянии от мишени до подложки формируется разный профиль пространственного распределения толщины покрытия. При расстоянии «мишень–подложка» меньше радиуса зоны эрозии в центре покрытия формируется «кратер» (локальная область уменьшенной толщины), при равном радиусу – «плоское плато» (область однородной толщины), а при большем радиуса – «гладкий холм» (выраженная точка максимума толщины).

2. При ионном травлении плёнок с использованием плоской маски на границе зоны травления формируется градиентный по толщине профиль травления, ширина которого зависит от величины зазора между маской и плёнкой и может варьироваться в широком пределе от единиц до сотен микрометров. В частности показано, что при размещении плоской маски толщиной 500 мкм непосредственно на поверхности пленки ширина градиентного профиля травления составила порядка 10 мкм, при размещении этой же маски на высоте 300 мкм над поверхностью пленки ширина профиля травления составила порядка 140 мкм. Образование такого профиля обусловлено воздействием неоднородного по концентрации ионного потока, формирование которого определяется краевыми эффектами на границе маски, приводящими к механическому рассеканию потока и образованию эффекта полутени

3. При ионном травлении плёнок с использованием сферической маски при непосредственном контакте маски с поверхностью плёнки профиль травления имеет трапециевидную форму. При наличии зазора между маской и плёнкой 0.5 мм и более профиль травления имеет форму близкую к эллиптической. Образование такого профиля обусловлено воздействием неоднородного по энергии ионного потока. Энергетическая неоднородность потока обусловлена разной кинетической энергией ионов, ускоренных переменным полем в неоднородном по толщине зазоре между сферической маской и плёнкой.

Результаты, представленные в настоящем разделе, опубликованы в следующих работах: [A1], [A10], [A17], [A19], [A20].

## Глава 4

РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК  
ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ

## 4.1 Особенности поверхностной морфологии

## 4.1.1 Ионное травление подложки

Очевидно, что качество поверхности и структурное совершенство плёнок феррит-гранатов во многом зависит от морфологии поверхности подложки, на которой эти плёнки формируются. Поэтому было исследовано влияние ионного травления на структуру поверхности монокристаллических подложек гадолиний галлиевого граната  $Gd_3Ga_5O_{12}$  (ГГГ) с кристаллографической ориентацией (111).

На рис. 4.1 показаны результаты исследования изменений морфологии подложки ГГГ толщиной 500 мкм после ионной обработки (атомно-силовой микроскоп Ntegra, NT-MDT). Анализ динамики изменения морфологии проводился по значениям нескольких параметров, а именно: максимальный разброс по высоте  $A_{max}$ , среднее квадратичное значение отклонения от среднего значения RMS и средняя шероховатость  $R_a$ .

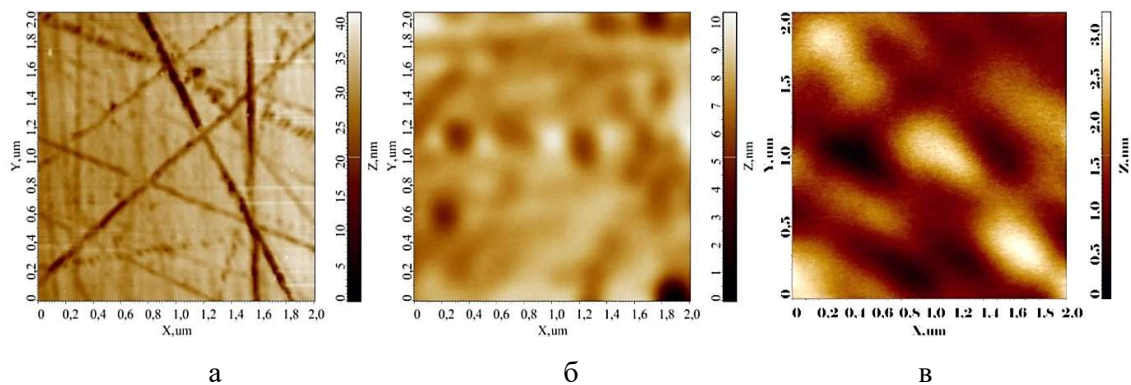


Рис. 4.1. Морфология поверхности подложки ГГГ толщиной 500 мкм до ионной обработки (а), после ионного травливания слоя толщиной 200 нм (б) и 600 нм (в).

До ионной обработки (рис. 4.1а) у подложки ГГГ с механической полировкой величина максимального разброса высот  $A_{max}$  составляет 39.3 нм, среднее квадратичное значение  $RMS = 4$  нм и средняя шероховатость равна  $R_a = 2.7$  нм. При ионном травливании поверхностного слоя толщиной 200 нм (рис. 4.1б) значения указанных параметров существенно снизились и составили  $A_{max} = 10.4$  нм, среднее квадратичное

значение  $RMS = 0.9$  нм, а средняя шероховатость  $R_a = 0.6$  нм. После следующего этапа обработки при суммарном стравливании слоя толщиной 600 нм (рис. 4.1в) значения параметров также уменьшились:  $A_{max} = 3.3$  нм,  $RMS = 0.5$  нм и  $R_a = 0.4$  нм, соответственно.

Таким образом, при ионной обработке поверхности подложки ГГГ в результате стравливания 600 нм шероховатость уменьшается более чем в 6 раз, что составляет меньше параметра решётки феррит-граната. При этом амплитудный разброс  $A_{max}$  уменьшился почти в 12 раз. Это позволяет на подобных сверхгладких подложках создавать плёнки с высокой структурной однородностью.

#### 4.1.2 Ионное травление ЭПФГ

Для формирования гладкого профиля поверхности ЭПФГ номинального состава  $(\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$  толщиной порядка 2 мкм при помощи ионного травления применялась цилиндрическая маска из кристаллического кварца. Полученный профиль травления показан в главе 3 на рис. 3.8б.

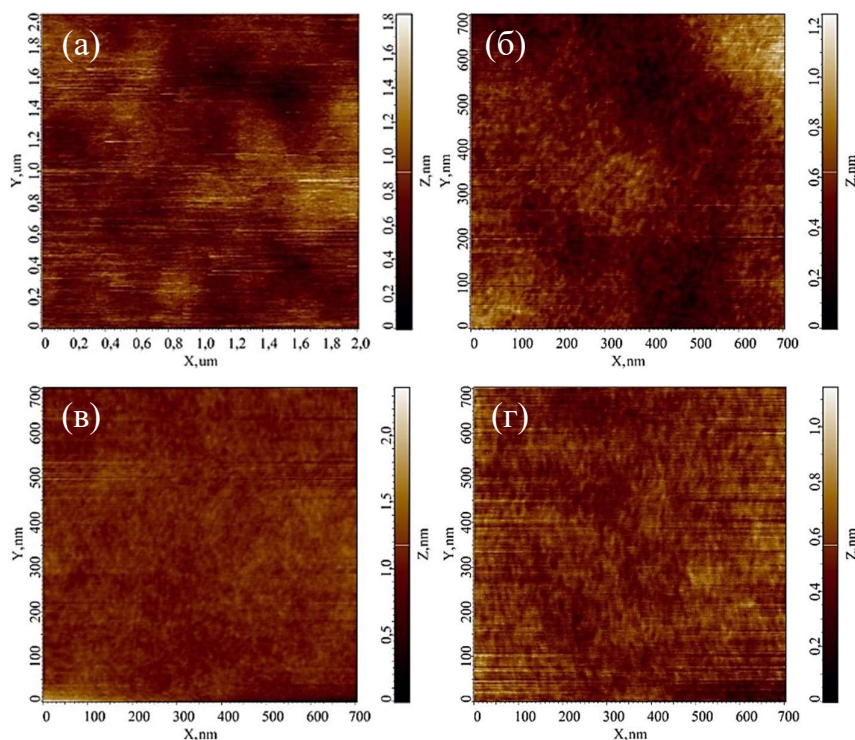


Рис. 4.2. Морфология поверхности ЭПФГ (пленка  $(\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$ ,  $h = 2$  мкм) после ионного травления на различных участках с шагом в 2.5 мм (а–г – от центра к краю).

На рисунке 4.2 показаны результаты АСМ-исследования морфологии поверхности ЭПФГ на разных участках сформированного профиля в направлении от центра к краю с шагом 2.5 мм. Как видно, средняя шероховатость поверхности  $R_a$  при этом меняется не значительно и составляет 0.1–0.15 нм.

Таким образом, показано, что при пространственно-неоднородном ионном травлении поверхности ЭПФГ морфология поверхности сохраняется на всех участках профиля травления и практически не зависит от глубины и скорости травления.

#### 4.1.3 Ионное травление напылённой плёнки

На данном этапе работы исследовалась поликристаллическая напылённая плёнка номинального состава  $\text{Vi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  с толщиной порядка 72 нм при помощи послойного ионного травления. Экспериментальный анализ морфологии проводился после каждого цикла стравливания слоя толщиной 20 нм (рис. 4.3).

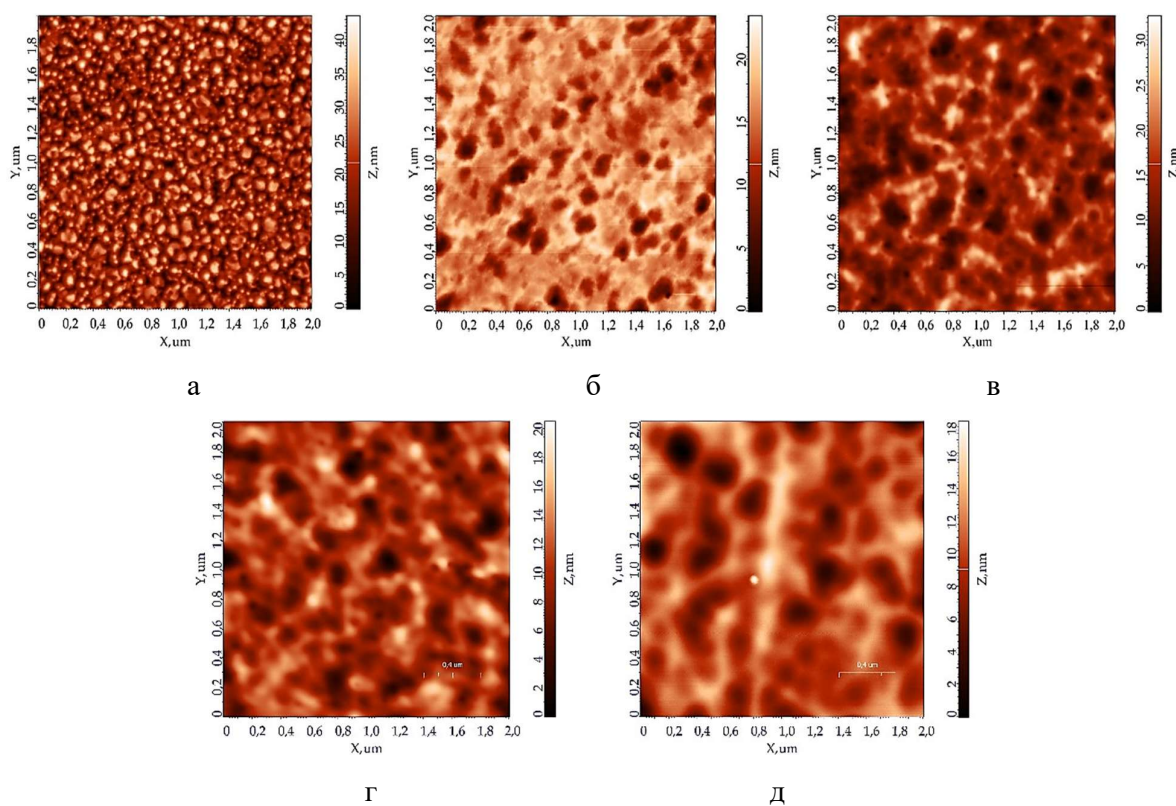


Рис. 4.3. Морфология поверхности напылённой плёнки ( $\text{Vi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ,  $h = 72$  нм) до ионной обработки (а), после стравливания слоя толщиной 20 нм (б), 40 нм (в), 60 нм (г), 80 нм (д).

У образца напылённой пленки до ионной обработки (рис. 4.3а) максимальный разброс по высоте  $A_{max}$  составляет 43.5 нм, среднеквадратичное значение отклонения  $RMS = 6.6$  нм, а средняя шероховатость  $R_a = 5.3$  нм. После стравливания первого слоя толщиной 20 нм (рис. 4.3б) можно наблюдать уменьшение в несколько раз значений параметров, так величина  $A_{max}$  составляет 23.4 нм, среднеквадратичное отклонение  $RMS = 3.2$  нм, а средняя шероховатость  $R_a = 2.4$  нм.

При суммарном стравливании слоя 40 нм (рис. 4.3в) значения параметров немного увеличиваются и составляют:  $A_{max} = 32.7$  нм,  $RMS = 4.5$  нм и  $R_a = 3.5$  нм, соответственно. Это, очевидно, связано с более эффективным вытравливанием межзёренных границ в поликристаллической плёнке.

После третьего этапа травления при суммарном стравливании слоя толщиной 60 нм (рис. 4.3г) снова наблюдается уменьшение значений параметров. Так величина  $A_{max}$  составляет 20.5 нм, среднеквадратичное значение  $RMS = 2.8$  нм и средняя шероховатость  $R_a = 2.2$  нм.

После удаления всей напылённой плёнки (глубина травления 80 нм) значения параметров также уменьшаются (рис. 4.3д): величина  $A_{max}$  составляет 18.1 нм,  $RMS = 2.5$  нм и  $R_a = 2$  нм. Однако данные показатели остаются больше, чем для чистой ГГГ подложки.

Таким образом, видно, что изменение структурных параметров напылённой пленки при послойном ионном стравливании имеет сложную зависимость, что связано с её поликристаллической структурой. Однако в среднем шероховатость поверхности уменьшается, повышая однородность поверхностной морфологии, при этом общий рельеф плёнки после полного её удаления способствует наследованию рельефа на подложке.

#### 4.1.4 Сравнение ионного и кислотного травления

Поскольку качество поверхности и структурное совершенство ЭПФГ, в том числе сформированное в процессе постростовой обработки, в значительной степени оказывает влияние на эффективность их практического применения, было исследовано влияние кислотного и ионного травления на структуру поверхности плёнок. Анализ морфологии ЭПФГ  $(YLa)_3(FeGaAl)_5O_{12}$  (квадрат  $5 \times 5$  мм, толщиной  $h = 2.1$  мкм) осуществлялся при помощи АСМ сканирования при послойном травлении поверхности. У исходного образца магнитной плёнки максимальный разброс по высоте  $A_{max}$  составляет 51.2 нм, а среднеквадратичное значение отклонения  $RMS = 1.4$  нм.

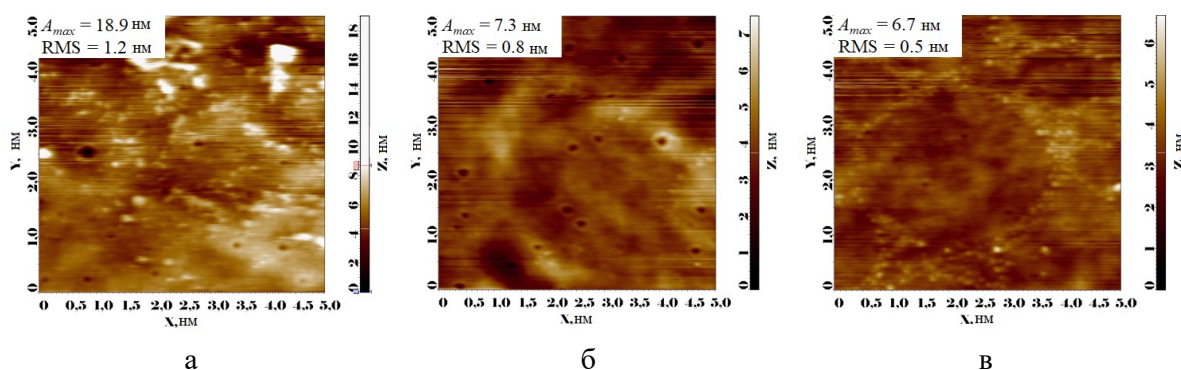


Рис. 4.4. АСМ-анализ морфологии поверхности ЭПФГ  $(\text{YLa})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$  ( $h = 2.1$  мкм) после ионной обработки при стравливании слоя толщиной 0.5 мкм (а), 1 мкм (б), и 1.5 мкм (в).

После ионного стравливания верхнего слоя толщиной 0.5 мкм (остаточная толщина плёнки 1.6 мкм) можно наблюдать уменьшение более, чем в два раза значения параметра разброса (рис. 4.4а), так величина  $A_{max}$  составила 18.9 нм, а среднеквадратичное отклонение  $\text{RMS} = 1.2$  нм. После второго этапа травления (рис. 4.4б) при суммарном снятии слоя толщиной 1 мкм (остаточная толщина 1.1 мкм) значения параметров уменьшаются и составляют:  $A_{max} = 7.3$  нм и  $\text{RMS} = 0.8$  нм, соответственно. В результате третьего цикла ионной обработки (рис. 4.4в), при суммарном стравливании слоя толщиной 1.5 мкм (остаточная толщина 0.6 мкм) соблюдается общая тенденция уменьшения значений исследуемых параметров. В данном случае величина  $A_{max}$  составляет уже 6.7 нм, а среднеквадратичное значение  $\text{RMS} = 0.5$  нм.

Аналогичным образом проведены исследования влияния кислотного травления на параметры морфологии поверхности ЭПФГ (рис. 4.5).

Видно, что после первого этапа кислотного травления (рис 4.5а) в результате удаления слоя толщиной 0.5 мкм (остаточная толщина плёнки 1.6 мкм) среднеквадратичное отклонение составляет  $\text{RMS} = 1.1$  нм, а максимальный разброс по высоте  $A_{max} = 34.1$  нм. После суммарного удаления слоя толщиной 1 мкм, при остаточной толщине 1.1 мкм (рис. 4.5б), среднеквадратичное отклонение  $\text{RMS}$  практически не меняется и составляет 1.2 нм, при этом максимальный разброс рельефа по высоте уменьшается до 14.1 нм. На завершающем третьем этапе травления (рис. 4.5в) при удалении слоя 1.5 мкм (остаточная толщина 0.6 мкм) значения указанных параметров уменьшаются и составляют:  $A_{max} = 7.3$  нм,  $\text{RMS} = 0.7$  нм.

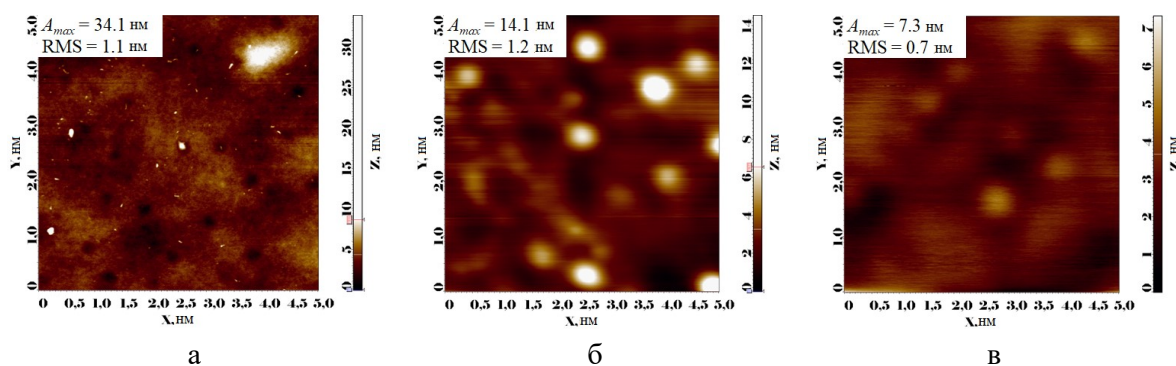


Рис. 4.5. АСМ-анализ морфологии поверхности ЭПФГ  $(\text{YLa})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$  ( $h = 2.1$  мкм) после кислотной обработки при стравливании слоя толщиной 0.5 мкм (а), 1 мкм (б), и 1.5 мкм (в).

На рис. 4.6 показано изменение параметров шероховатости поверхности ЭПФГ при послойном травлении различными методами. По оси абсцисс показана толщина удалённого слоя (глубина травления).

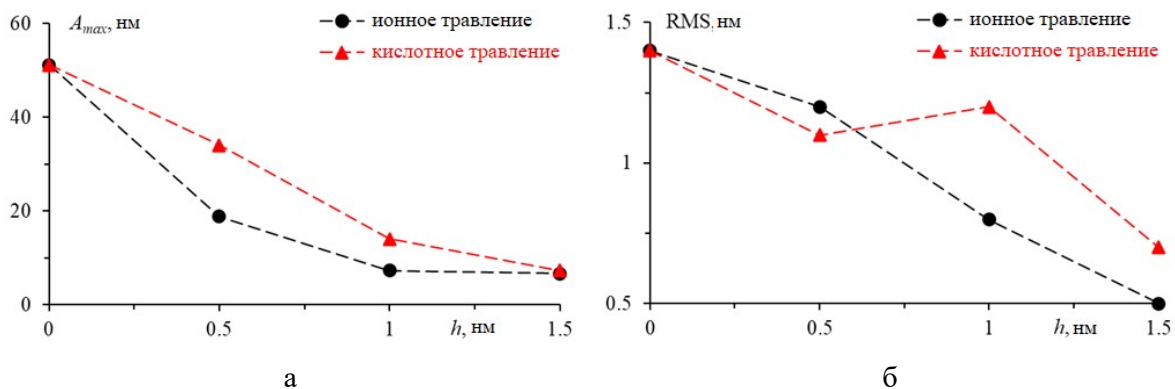


Рис. 4.6. Изменение параметров шероховатости поверхности ЭПФГ при послойном травлении различными методами: а – параметр  $A_{max}$ ; б – параметр RMS.

Таким образом, видно, что при послойном ионном травлении эпитаксиальной плёнки наблюдается значительное уменьшение значений среднеквадратичного отклонения и максимального разброса шероховатости по высоте. В наблюдаемых экспериментах метод ионного травления даёт в среднем меньшее значение параметров шероховатости, по сравнению с методом кислотного травления.

## 4.2 Доменная структура

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.

На рис. 4.7 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. 4.7а) период ДС  $d = 35$  мкм. При уменьшении толщины ЭПФГ в 2 раза ( $h = 3.8$  мкм, рис. 4.7г) период  $d$  составляет уже 24 мкм, а при толщине ЭПФГ  $h = 1.3$  мкм – период  $d = 10$  мкм (рис. 4.7е).

Зависимость периода доменной структуры  $d$  от толщины плёнки  $h$  показана на рис. 4.4и и хорошо аппроксимируется в соответствии с уравнением (2.20). Однако, при определённых значениях толщины лабиринтная доменная структура пропадает и наблюдаются гигантские области однородной намагниченности (магнитные домены) неправильной «амёбоподобной» формы. Подобное изменение типа ДС наблюдается при толщине плёнки 6.3 мкм (рис. 4.7б), 2.5 мкм (рис. 4.7д), а также при сверхмалых толщинах  $h < 100$  нм (рис. 4.7ж). 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 в соответствии с уравнением (2.20). На рис. 4.7и данные аномалии выделены пунктирным контуром. Природа данных аномалий будет объяснена далее при анализе магнитооптических петель гистерезиса. Рост размеров доменов при сверхмалых толщинах плёнки ( $h < 100$  нм), обусловленный конкуренцией значений поля анизотропии  $H_a$  и поля рассеяния  $4\pi M_S$  и связанный с отклонением вектора намагниченности от нормали к плёнке, был описан в подразделе 2.8.3.

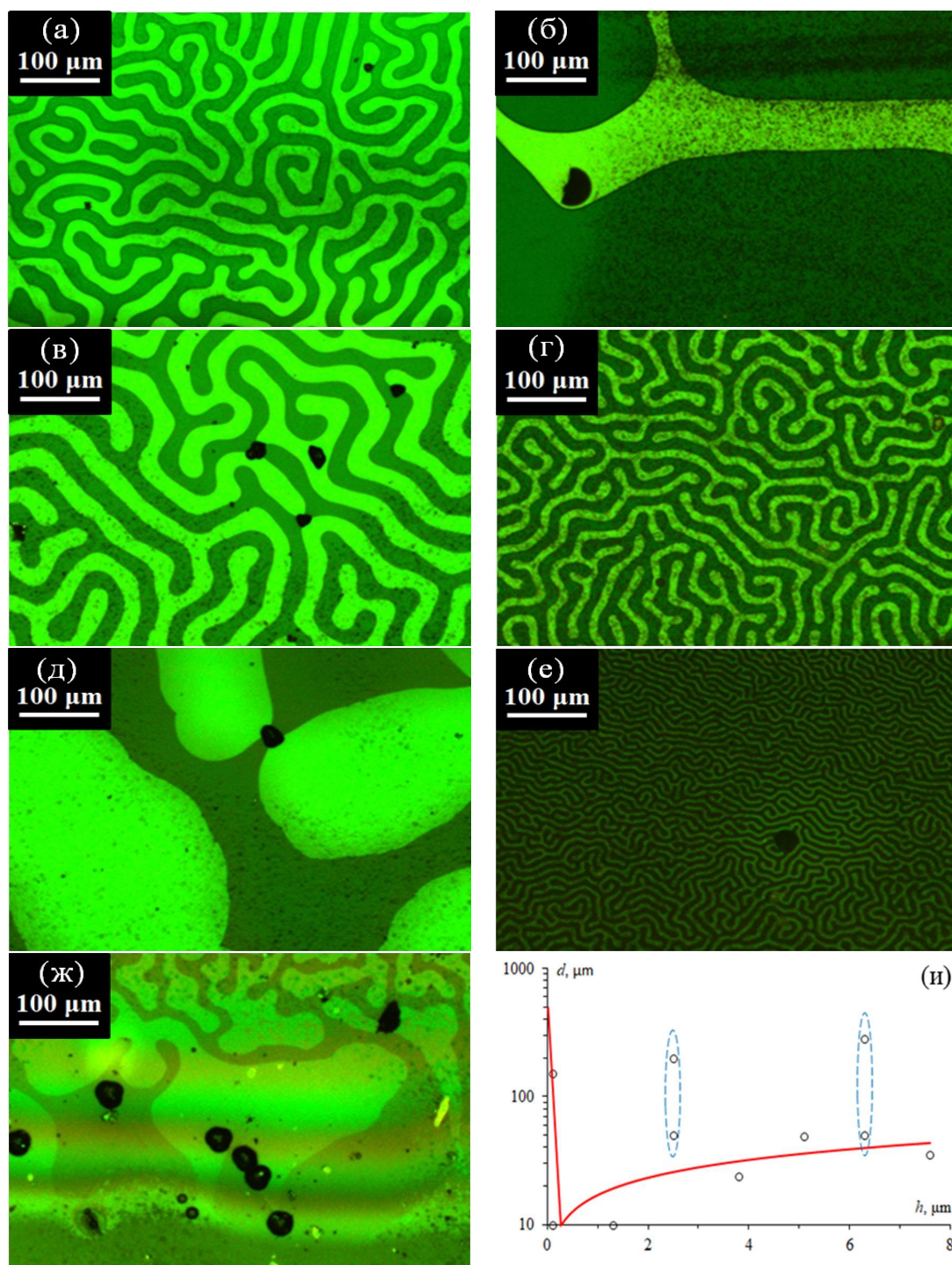


Рис. 4.7. Вид доменной структуры ЭПФГ  $(\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$  при различном значении остаточной толщины: а)  $h = 7.6$  мкм (без травления); б)  $h = 6.3$  мкм; в)  $h = 5.1$  мкм; г)  $h = 3.8$  мкм; д)  $h = 2.5$  мкм; е)  $h = 1.3$  мкм; ж)  $h < 100$  нм; и) зависимость периода доменной структуры  $d$  от толщины плёнки (точки – экспериментальные данные, линия – аппроксимация уравнением (2.20)).

### 4.3 Магниторезонансные свойства

Исследования влияния размерного фактора толщины на особенности ферромагнитного резонанса (ФМР) осуществлялись при послойном травливании ЭПФГ состава  $(\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$  и толщиной 7.6 мкм. На рис. 4.8 представлены спектры ФМР для двух конфигураций относительно направления внешнего магнитного поля: перпендикулярно (0 град) и параллельно плоскости плёнки (90 град). Спектры регистрировались после травливания слоя ЭПФГ определённой толщины.

Для исходной плёнки феррит-граната толщиной  $h = 7.6$  мкм (до ионного травления, рис. 4.8а) мы наблюдаем 3 резонансных пика в перпендикулярной конфигурации и 1 пик в параллельной. При перпендикулярном резонансе значения индукции резонансного поля  $B_{res\perp}$  для трёх пиков ФМР соответственно равны 15.7 мТл, 113.9 мТл и 392.4 мТл, а для параллельного резонанса значение  $B_{res\parallel} = 512.7$  мТл.

После ионного травления при толщине плёнки  $h = 6.3$  мкм (стравили слой  $l = 1.3$  мкм, рис. 4.8б) в перпендикулярной конфигурации центральный сигнал резонанса ( $B_{res\perp} = 113.9$  мТл) разделился на два сигнала:  $B_{res\perp} = 123.7$  мТл и  $B_{res\perp} = 139.9$  мТл. Аналогичное разделение резонансного сигнала на два пика наблюдается и для параллельного резонанса ( $B_{res\parallel} = 460.7$  мТл и  $B_{res\parallel} = 527.1$  мТл). Дополнительные осцилляции связаны со спин-волновыми возбуждениями.

После ионного травливания 2.5 мкм (остаточная толщина плёнки  $h = 5.1$  мкм, рис. 4.8в) в параллельной конфигурации наблюдается только один пик ФМР при значении резонансного поля  $B_{res\parallel} = 417.6$  мТл. В перпендикулярной конфигурации наблюдаются два пика ФМР: сильный сигнал при  $B_{res\perp} = 194.6$  мТл и слабый сигнал при  $B_{res\perp} = 387.8$  мТл. Для плёнки толщиной  $h = 3.8$  мкм (рис. 4.8г) резонансные поля и ширина линий ФМР практически не меняются.

После ионного травливания 5.1 мкм (остаточная толщина плёнки  $h = 2.5$  мкм (рис. 4.8д) в перпендикулярной конфигурации остаётся 1 резонансный сигнал при  $B_{res\perp} = 211.5$  мТл, в параллельной конфигурации резонансное поле ФМР немного уменьшается  $B_{res\parallel} = 404$  мТл. При уменьшении толщины плёнки до  $h = 1.3$  мкм (рис. 4.8е) резонансные поля ФМР в перпендикулярной и параллельной конфигурации практически не меняются  $B_{res\perp} = 211.1$  мТл, а  $B_{res\parallel} = 406.3$  мТл. При этом интенсивность обоих сигналов резко уменьшается. Аналогичные изменения наблюдаются и на рис. 4.8ж при  $h < 100$  нм.

На рис. 4.8и показана зависимость  $B_{res}$  для различных пиков ФМР от толщины  $l$  травленного слоя ЭПФГ.

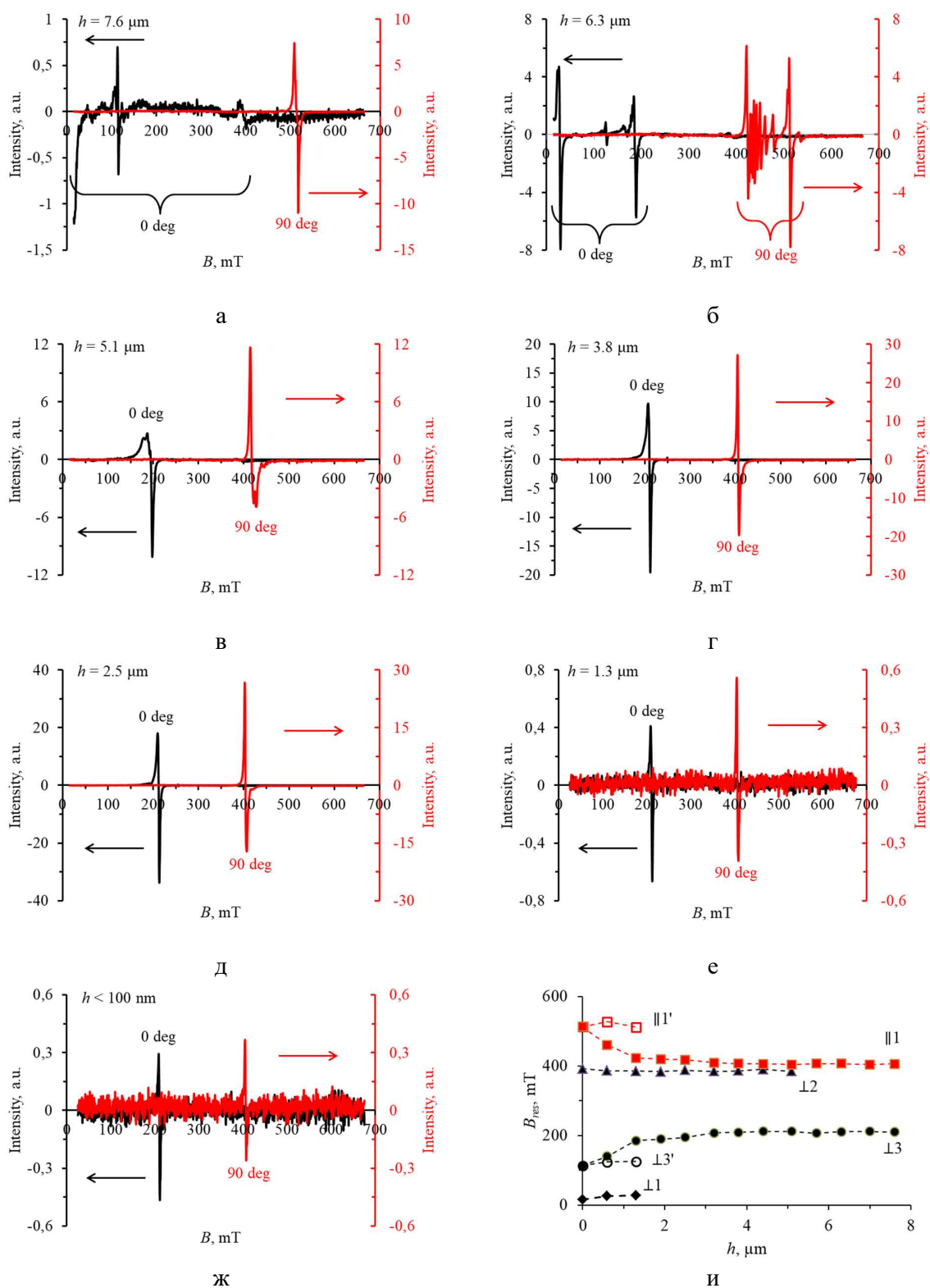


Рис. 4.8. Резонансные кривые ФМР (плёнка  $(\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$ ,  $h = 7.6 \text{ мкм}$ ) для перпендикулярного (0 град) и параллельного резонанса (90 град) при послойном ионном травлении (а-ж); зависимость  $B_{\text{res}}$  от толщины стравленного слоя (и).

Как видно из графика рис. 4.8и для перпендикулярной конфигурации можно выделить три основных пика ФМР, т.е. плёнка представляет собой систему с тремя резонансными модами. Согласно формуле Киттеля (2.4) для перпендикулярного резонанса, получается, что плёнка должна иметь три значения эффективного поля  $H_{eff}$ . Поскольку размагничивающее поле для плёнки не меняется, то должно быть три разных значения поля анизотропии  $H_a$ . Очевидно, что данное поле анизотропии будет соответствовать как минимум трём слоевым областям, удаление которых и приводит к поочерёднему исчезновению соответствующих резонансных пиков в спектре ФМР. Таким образом, плёнку можно рассматривать как систему трёх связанных осцилляторов с относительно слабым обменом (слабый сдвиг резонансных частот ФМР).

Первый «низкополевой» резонанс  $\perp 1$  ( $B_{res\perp} < 20$  мТл) соответствуют приповерхностной области плёнки и перестаёт наблюдаться после ионного травливания плёнки на глубину  $l = 1.3$  мкм ( $h = 6.3$  мкм). Второй «высокополевой» сигнал  $\perp 2$  при  $B_{res\perp} = 392.4\text{--}384.6$  мТл имеет крайне низкую интенсивность резонансной линии и полностью исчезает после травливания  $5.1$  мкм толщины плёнки ( $h = 2.5$  мкм). Таким образом данный сигнал формируется областью плёнки, залегающей на глубине от  $1.3$  до  $5.1$  мкм. Третий сигнал при  $B_{res\perp} = 113.9$  мТл наблюдается на всех толщинах плёнки вплоть до  $h < 100$  нм (формируется от третьей области на глубине менее  $5.1$  мкм).

Таким образом видно, что исследуемая плёнка содержит по меньшей мере три различные области с разной глубиной залегания в плёнке, для которых существенно отличаются магниторезонансные свойства, вследствие изменения  $H_{eff}$ . Данные области могут быть удалены при послойном травливания части плёнки, и соответственно, имеют относительно чёткие границы между областями. Таким образом, данные области с разным состоянием можно рассматривать как «слои», магниторезонансные свойства которых и 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 только для данных условий эксперимента. Магнитное взаимодействие между слоями можно рассматривать как аналог обменного взаимодействия между подрешётками ферромагнетика. Подобное взаимодействие будет определять интегральные характеристики плёнки, как например, намагниченность, МО отклик, доменная структура и т.д.

Обмен между слоями будет приводить также к сдвигу собственных резонансных частот и образованию дополнительных связанных мод. Так, например, видно, что на начальных этапах травления сигнал от третьей области разделяется на 2 резонансных пика

$\perp 3$  ( $B_{res\perp} = 113.9\text{--}212.3$  мТл) и  $\perp 3'$  ( $B_{res\perp} = 110\text{--}125.6$  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. 4.7).

Для параллельного резонанса в исходной плёнке наблюдается один пик, который в процессе травления разделяется на два пика  $\parallel 1$  ( $B_{res\parallel} = 403.7\text{--}512.7$  мТл) и  $\parallel 1'$  ( $B_{res\parallel} = 512.7\text{--}527.1$  мТл). Второй пик  $\parallel 1'$  также перестаёт наблюдаться после стравливания поверхностного «первого» слоя на глубину 1.3 мкм (толщина плёнки  $h = 6.3$  мкм). Это свидетельствует о том, что природа резонанса  $\parallel 1'$  обусловлена взаимодействием между поверхностным слоем и внутренними слоями.

Таким образом, анализ доменной структуры и спектров ФМР показал наличие в структуре плёнки не менее 3 разных по свойствам областей (слоёв). Первый слой находится в приповерхностной области плёнки на глубине до 1.3 мкм, второй слой расположен на глубине от 1.3 до 5.1 мкм, и третий слой простирается от глубины 5.1 мкм вплоть до интерфейса плёнки с подложкой (до 7.6 мкм). Для анализа природы данных слоёв были рассмотрены особенности магнитооптических петель гистерезиса в данной плёнке при различном значении  $h$  (после ионного травления).

#### 4.4 Магнитооптические петли гистерезиса

Анализ особенностей магнитооптических (МО) петель гистерезиса в плёнке  $(\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$  (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 4.9.

Видно, что МОПГ для исходной плёнки (рис. 4.9а) 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 в нулевом внешнем магнитном поле.

При ионном стравливании слоя  $l = 1.3$  мкм (рис. 4.9б, 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.

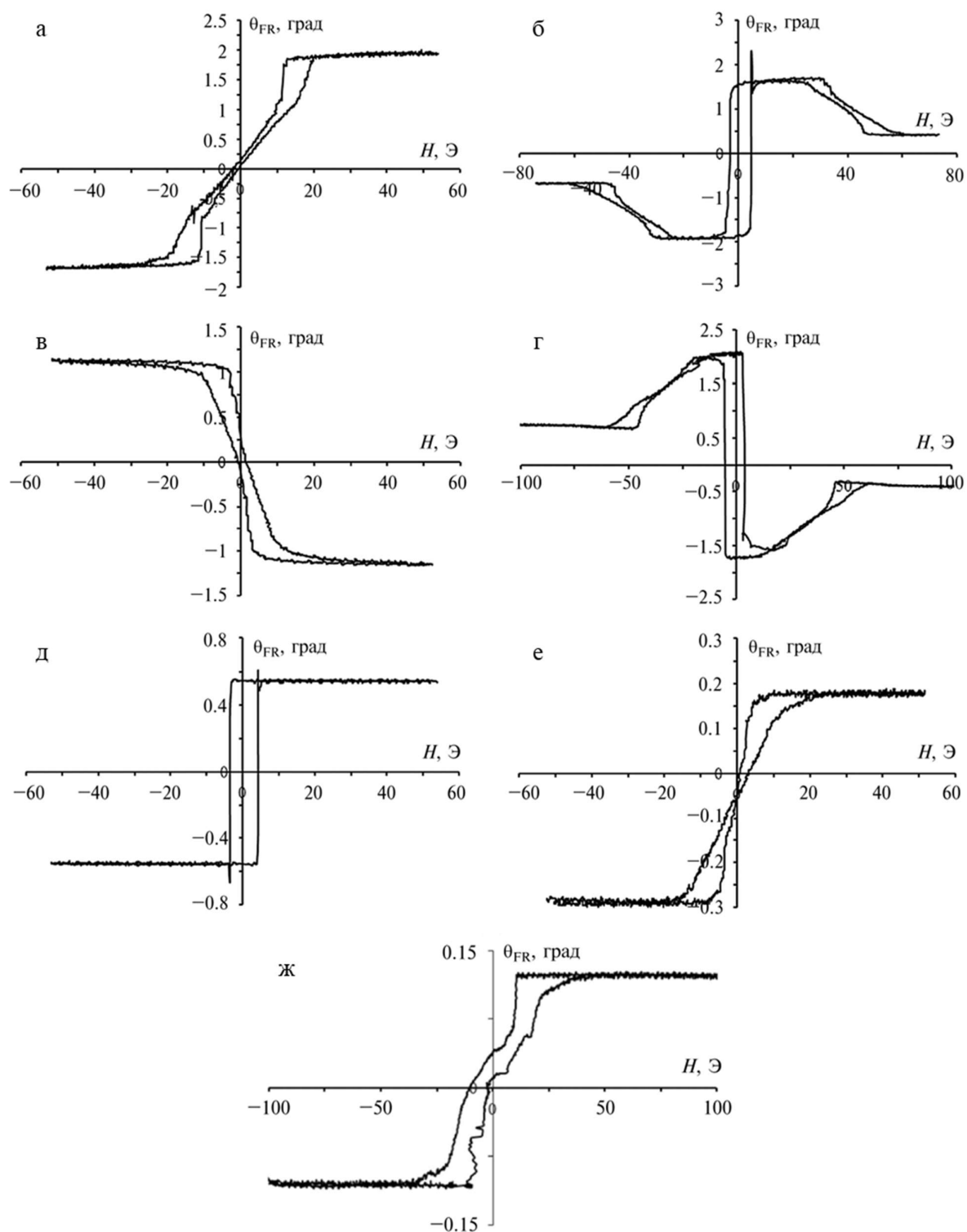


Рис. 4.9. Петли гистерезиса (плёнка  $(\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$ ,  $h = 7.6 \mu\text{m}$ ) при различном значении остаточной толщины при послойном ионном травлении: а)  $h = 7.6 \mu\text{m}$  (без травления), б)  $h = 6.3 \mu\text{m}$ , в)  $h = 5.1 \mu\text{m}$ , г)  $h = 3.8 \mu\text{m}$ , д)  $h = 2.5 \mu\text{m}$ , е)  $h = 1.3 \mu\text{m}$ , ж)  $h < 100 \text{ nm}$ .

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. Изменение знака магнитооптического эффекта Фарадея при переходе через точку компенсации является хорошо известным экспериментальным фактом [149–153], и обусловлено изменением ориентации вдоль поля намагниченности окта- и тетраэдрических подрешёток феррит-граната, имеющих разное направление магнитооптического вращения. Переориентация намагниченностей подрешёток при переходе через точку компенсации в совокупности со спектральным распределением эффекта Фарадея для каждой подрешётки и даёт суммарное изменение знака эффекта.

Таким образом, при динамическом перемагничивании многослойной плёнки результат как раз и будет представлять собой сумму полевых зависимостей эффекта Фарадея (петель гистерезиса) от разных слоёв. Отметим, что подобное искажение МО петли характерно для толщины плёнки, при которой ранее наблюдалась аномалия формы и размера доменной структуры (рис. 4.7б, 4.7и) и исчезало разветвление сигналов ФМР (рис. 4.8б, 4.8и).

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 стравливания 2.5 мкм (рис. 4.9в,  $h = 5.1$  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. 4.7в).

Дальнейшее ионное травление плёнки на глубину 3.8 мкм (рис. 4.9г,  $h = 3.8$  мкм) снова приводит к деформации МО петли, обратной по сравнению с рис. 4.9б, и при стравливании 5.1 мкм (рис. 4.9д, 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. 4.7д, 4.7и) и пропал «высокополевой» сигнал ФМР от второй области (рис. 4.8и).

Дальнейшее травление плёнки до толщины  $h = 1.3$  мкм (рис. 4.9е) снова приводит к формированию «прямой» петли с низкой коэрцитивностью с образованием равновесной лабиринтной ДС. Стравливание плёнки до сверхмалых толщин (рис. 4.9ж,  $h < 100$  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 и уменьшением интегральной намагниченности плёнки  $M_S$ , а обусловлено фактором соотношения поля анизотропии  $H_a$  и поля рассеяния  $4\pi M_S$ .

Очевидно, наличие подобных областей с разным состоянием относительно точки компенсации при заданной температуре обусловлено наличием градиента температуры компенсации вдоль толщины плёнка, который, в свою очередь, обусловлен градиентом физико-химических свойств плёнки (состав, напряжения), сформированным в процессе её эпитаксиального роста. Такие области (слои) с разным состоянием относительно компенсации в объёме плёнки на глубине 1.3–6.3 мкм и 6.3–7.6 мкм очевидно образованы градиентом примесных элементов Al и Ga, которые замещают ионы железа в тетраэдрических позициях структуры феррит-граната. Приповерхностный слой на глубине до 1.3 мкм отличается, как правило, высоким содержанием Bi, что приводит, в том числе, к изменению параметра решётки [154–156]. Границы, разделяющие эти слоевые области, представляют собой эквипотенциальные плоскости, для которых температура компенсации равна температуре плёнки в момент исследования.

Следует отметить, что указанные выше границы между областями, а точнее их положение в плёнке справедливы только при комнатной температуре 23–25°C, поскольку, нагрев приведёт к сдвигу условия равенства температуры плёнки и температуры компенсации, и как следствие к изменению положения данных границ (рис. 4.10).

Схема на рис. 4.10а демонстрирует принцип смещения межслойных границ при изменении температуры. Функцией  $T_{comp}(x)$  условно показан предполагаемый градиент точки компенсации вдоль поперечного профиля плёнки. При температуре  $T_{room}$  точки пересечения с функцией  $T_{comp}(x)$  будут определять положение границ между областями плёнки с разным состоянием компенсации (чёрный пунктир), но при изменении температуры на  $T_{heat}$  точки пересечения и, соответственно, границы слоёв смещаются (красный пунктир). На рис. 4.10б показан вид доменной структуры плёнки  $(YBi)_3(FeAlGa)_5O_{12}$  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

уравновешивания магнитных моментов слоевых областей с разным состоянием относительно точки компенсации (точка  $A$  на диаграмме рис. 4.10а) и демонстрирует описанную выше крупную доменную структуру. Участок плёнки  $B$  соответствует интегральному состоянию плёнки ниже точки компенсации (точка  $B$  на диаграмме рис. 4.10а), для которой характерна лабиринтная доменная структура.

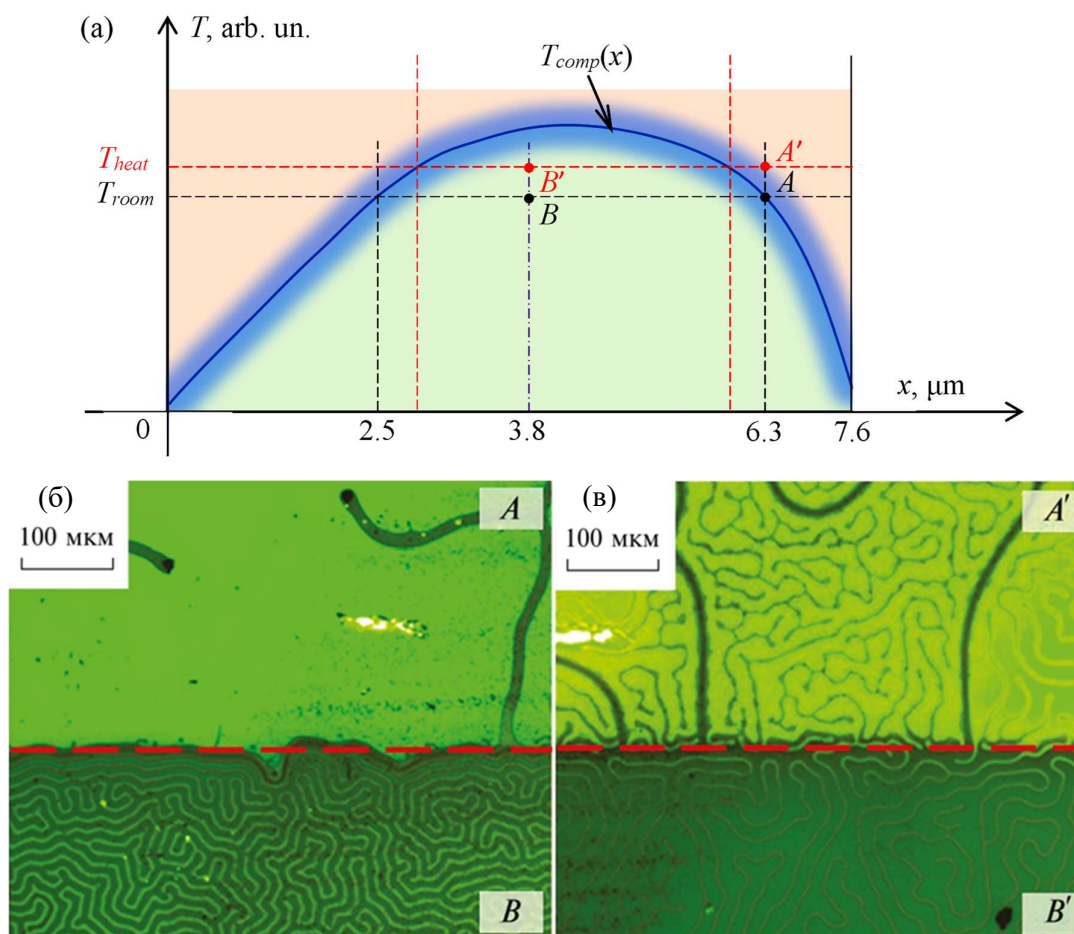


Рис. 4.10. Схема формирования слоёв за счёт градиента точки компенсации вдоль поперечного профиля плёнки (а), граница зоны травления при комнатной температуре (б) и после нагрева на  $20^\circ\text{C}$  (в), перепад глубины травления 1.3  $\mu\text{m}$  сверху (области  $A$  и  $A'$ ) и 3.8  $\mu\text{m}$  снизу (области  $B$  и  $B'$ ).

После нагревания плёнки примерно на  $20^\circ\text{C}$  (рис. 4.10в) 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».

Таким образом, послойное ионное травление градиентной феррит-гранатовой плёнки в сочетании с исследованием её структурных и магнитных параметров (доменная структура, ФМР, магнитооптика) позволило выявить наличие не менее трёх областей на разной глубине залегания с разным состоянием относительно точки магнитной компенсации подрешёток. Границы между областями представляют собой эквипотенциальные плоскости с нулевой намагниченностью и соответствуют условию равенства температуры плёнки и температуры компенсации.

#### 4.5 Влияние планарной формы

Для создания высокодобротных сверхвысокочастотных резонаторов на основе железо-иттриевого граната важным фактором является форм-фактор эпитаксиальной плёнки. Так наличие прямоугольных дефектных сколов плёнки и прямых граней, образованных при скрайбировании (разделении большого образца ЭПФГ на маленькие части, как правило, квадратной или прямоугольной формы) приводит к уширению линии ФМР и зашумлению сигнала за счёт магнитостатических мод. Немаловажным фактором, влияющим на магниторезонансную добротность ЭПФГ, является наличие поверхностных дефектов, пересыщенных поверхностных слоёв и межслойных интерфейсов. Поэтому для повышения СВЧ-добротности резонаторов на основе плёнок ЖИГ применяется метод ионного травления для придания определённой планарной формы плёнке с плавными бездефектными краями без прямолинейных границ (как правило, в форме диска), а также послойное удаление поверхностных слоёв с дефектами структуры и состава.

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  $4 \times 4$  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. 4.11а показан снимок вытравленного диска, соответствующий профиль травления показан на рис. 4.11б.

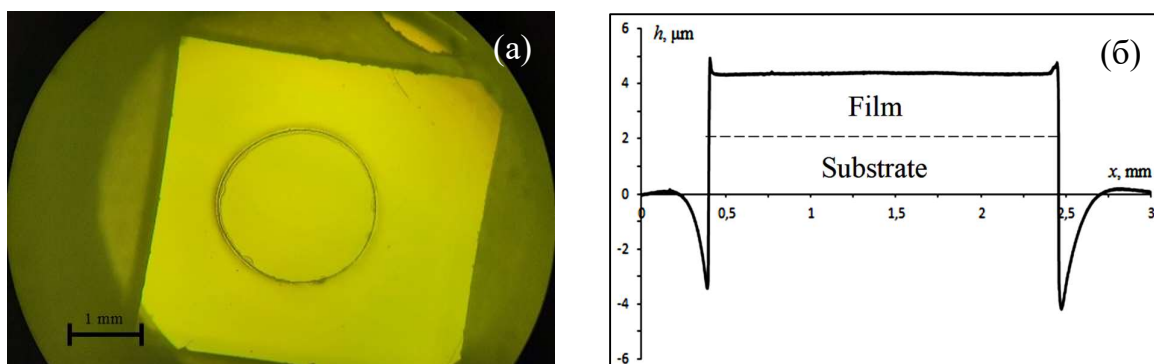


Рис. 4.11. Образец с 3D-профилем круглой формы (плёнка  $(\text{YLa})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ,  $h = 2.4$  мкм): а) фото структуры с круглым профилем; б) профиль сформированной поверхности.

Высота вытравленного диска (профиля) составляет 4.3 мкм, а ширина 2.06 мм. На профиле сформированной структуры можно видеть резкие пики и провалы вблизи края зоны травления (рис. 4.11б). Данные скачки являются следствием возникающих краевых эффектов, связанных с образованием наведённого статического заряда, которые приводят к формированию неоднородности ионного потока и «уплотнению» плазмы в области приграничной к краю маски. В результате этого по периметру маскированной части пленки возникают вытравленные углубления в подложке.

Далее на поверхность вытравленного диска диаметром 2 мм накладывалась маска диаметром 1.5 мм и цикл ионного травления повторялся. В результате травления получался диск диаметром 1.5 мм. После каждого этапа травления были исследованы особенности ФМР. Результаты исследования представлены на рис. 4.12.

Видно, что после травления значительно снижаются шумы, при этом резонансные поля меняются не значительно. Так при перпендикулярном резонансе  $B_{res}$  меняется от 502.5 до 501.3 мТл, а при параллельном – от 253.4 до 253 мТл. Ширина линий ФМР  $\Delta B$ , наоборот, существенно уменьшается. Для исходного образца (рис. 4.12а)  $\Delta B$  в перпендикулярной конфигурации составляет 3.9 мТл, а в параллельной – 5.9 мТл, при вытравливании диска диаметром 2 мм (рис. 4.12б)  $\Delta B$  в перпендикулярной конфигурации уменьшается до 1.6 мТл, а в параллельной – до 2 мТл. В случае диска диаметром 1.5 мм (рис. 4.12в) ширина линии ФМР уменьшается до 1.3 мТл и 0.7 мТл, соответственно.

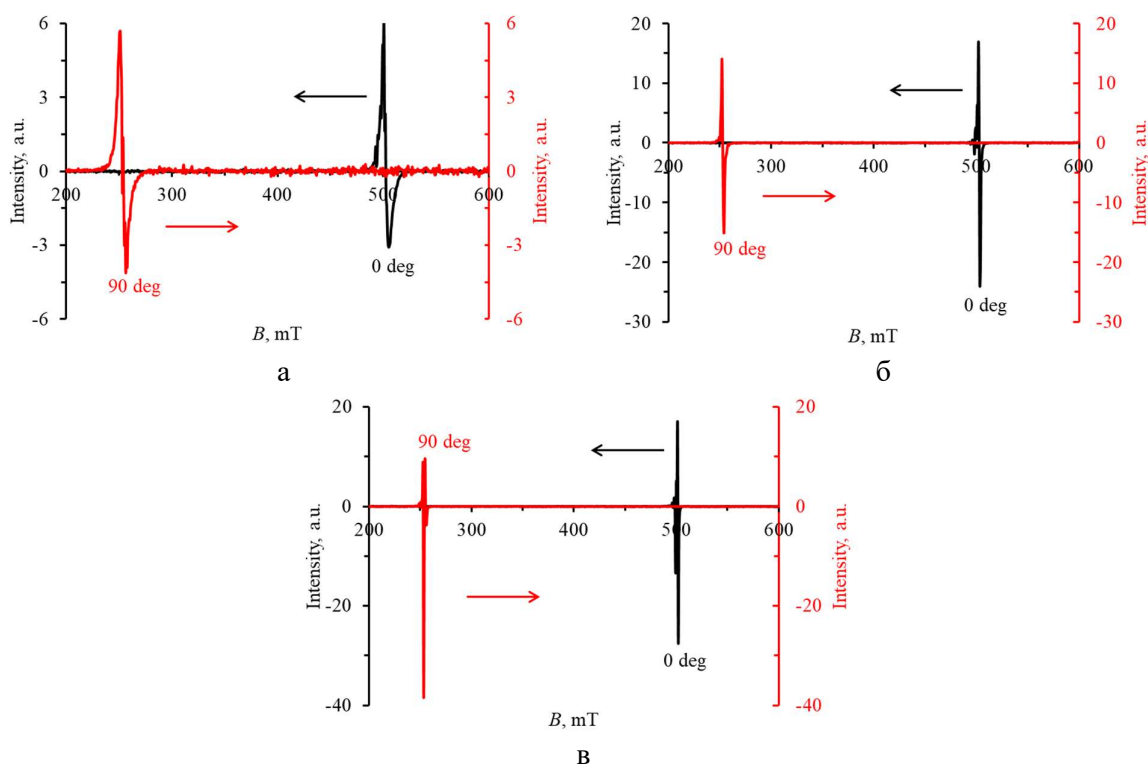


Рис. 4.12. Резонансные кривые ФМР (плёнка  $(YLa)_3Fe_5O_{12}$ ,  $h = 2.4$  мкм) для перпендикулярного (0 град) и параллельного резонанса (90 град): до травления, квадрат  $4 \times 4$  мм (а), после вытравливания круглого диска  $d = 2$  мм (б) и  $d = 1.5$  мм (в).

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  $\Delta B$  ещё в 1.5–2.5 раза. Таким образом в перпендикулярной конфигурации ширина линии ФМР суммарно уменьшилась в 3 раза, а в параллельной – более чем в 8 раз.

#### 4.5.1 Сравнение влияние ионного и кислотного травления на магниторезонансные характеристики

Для получения тонкоплёночных структур с заранее заданной геометрией применялось травление поверхности плёнок с применением маски, при этом поверхность, закрытая маской, травлению не подвергалась. Методами кислотного и ионно-плазменного травления эпитаксиальной плёнки феррит-граната плёнки состава  $(YLa)_3(FeGaAl)_5O_{12}$  толщиной  $h = 2.1$  мкм были изготовлены диски диаметром 2 и 3 мм. На рис. 4.13 показаны

профили поперечного сечения сформированных дисков. Профили получены при радиальном сканировании на профилометре Mitutoyo SJ-410.

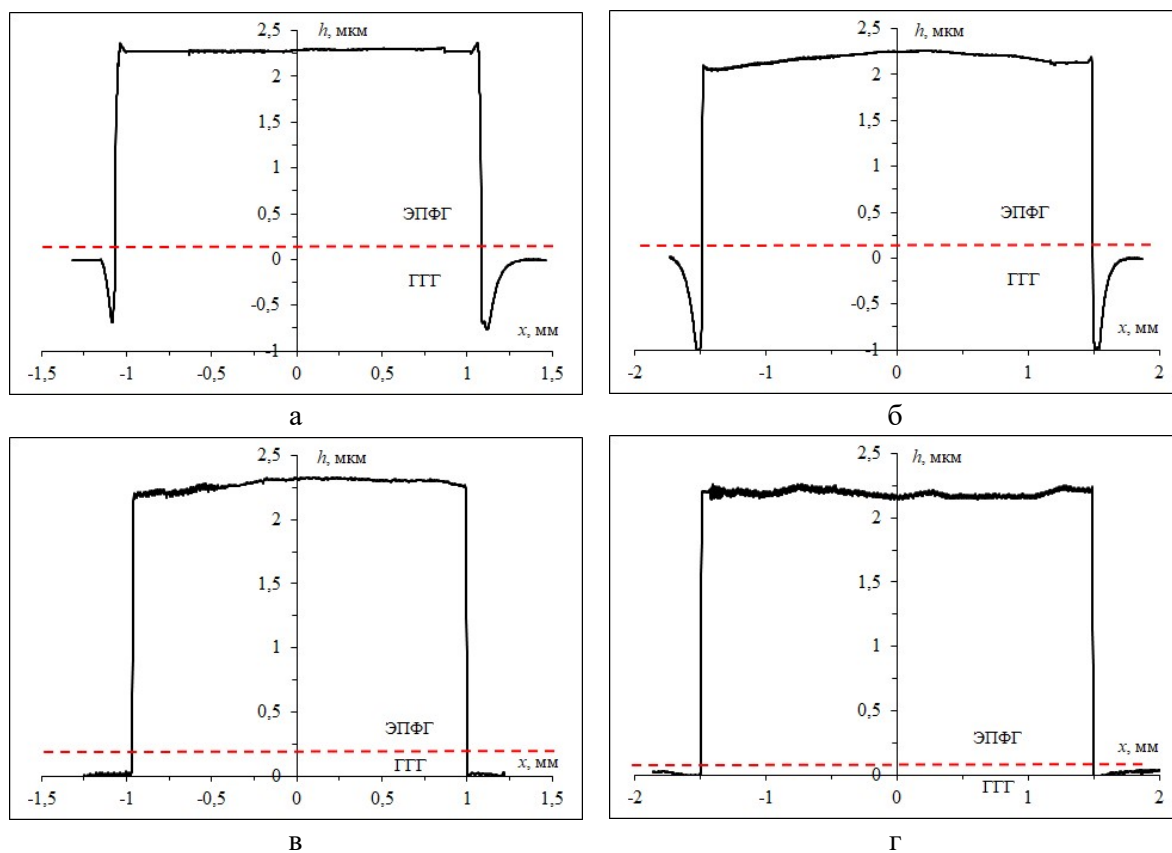


Рис. 4.13. Профиль поперечного сечения дисков, полученных методами ионно-плазменного травления (а, б) и кислотного травления (в, г), диски диаметром 2 мм (а, в) и диаметром 3 мм (б, г). Пунктиром показана граница между плёнкой ЭПФГ и подложкой ГГГ.

Видно, что в процессе ионно-плазменной обработки поверхности ЭПФГ на границе диэлектрической маски возникают краевые эффекты, связанные с образованием наведённого статического заряда, которые приводят к формированию неоднородности ионного потока и «уплотнению» плазмы в области приграничной к краю маски. В результате этого по периметру маскированной части пленки возникают вытравленные углубления в подложке (рис. 4.13а,б). Однако данные артефакты не влияют на структуру боковых поверхностей сформированной дисковой структуры.

При кислотном травлении описанные краевые эффекты менее выражены (рис. 4.13в,г), что позволяет сформировать на краю зоны маскирования чётко выраженную ступеньку без существенных искажений прямоугольного профиля.

Таким образом, оба метода обеспечивают формирование достаточно чётких профилей маскированной области ЭПФГ с минимальным искажением боковых граней структуры на границе травления.

Для анализа влияния ионного и кислотного травления на магниторезонансные свойства ЭПФГ были выполнены исследования особенностей ФМР при различной конфигурации внешнего подмагничивающего поля. На рис. 4.14 представлены ФМР спектры при направлении внешнего поля параллельно нормали к плёнке (перпендикулярный резонанс). На рис. 4.14а представлен ФМР спектр исходной плёнки феррит-граната в виде квадрата со стороной 5 мм. В спектре можно выделить группу линий в диапазоне 406–418 мТ, которая соответствует объёмной моде с основной резонансной линией 415 мТ, модулированной резонансами магнитостатических волн (МСВ), а также можно выделить отдельную резонансную линию на 426 мТ, связанную с поверхностной модой.

При изменении геометрии образца на круг радиусом 1.5 мм (рис. 4.14б) в спектре ФМР наблюдаются изменения, обусловленные изменением условий возбуждения МСВ по сравнению с основной модой, при этом положение основной моды не меняется. Аналогичные изменения прослеживаются и при уменьшении радиуса круга до 1 мм (рис. 4.14в). При этом основная линия на 415 мТ становится чётко выраженной на фоне относительно слабых сигналов МСВ. Следует отметить, что поскольку отсутствует воздействие на поверхность замаскированной области (удаляется лишь плёнка вне маски), то мода поверхностных колебаний не меняется при изменении планарной формы образца. Аналогично на вид спектра несущественно влияет и способ травления, поскольку, как было показано выше, форма профиля получаемого диска практически одинакова для обоих методов.

Несколько иначе проявляется ФМР при послойном удалении части плёнки без изменения планарной формы. На рис. 4.14г видно, что после удаления на поверхности исходной ЭПФГ в виде квадрата слоя толщиной 500 нм (примерно 1/4 толщины плёнки) спектр МСВ модуляции основной объёмной моды становится менее выраженным (резонансных линий наблюдается меньше, а располагаются они на спектре дальше друг от друга). Более выраженной становится и мода поверхностных колебаний. Следует отметить, что в спектре ФМР образца, полученного при ионном травлении, наблюдается меньшее зашумление модами МСВ по сравнению с кислотным травлением, что обусловлено лучшими параметрами шероховатости поверхности. После ионного травливания слоя толщиной 1 мкм (рис. 4.14д) спектр ФМР образца содержит только две линии объёмной и поверхностной моды. Спектр ФМР образца после кислотного

травления также содержит две моды объёмных и поверхностных колебаний, при этом наблюдается более сильное зашумление модами МСВ. Ионное травление слоя толщиной 1.5 мкм (рис. 4.14е) приводит к формированию спектра ФМР с одной чётко выраженной резонансной модой. После кислотного травления в спектре ФМР по-прежнему сохраняются две моды, при этом количество дополнительных шумов уменьшается, что может быть связано с уменьшением шероховатости поверхности (см. рис. 4.6).

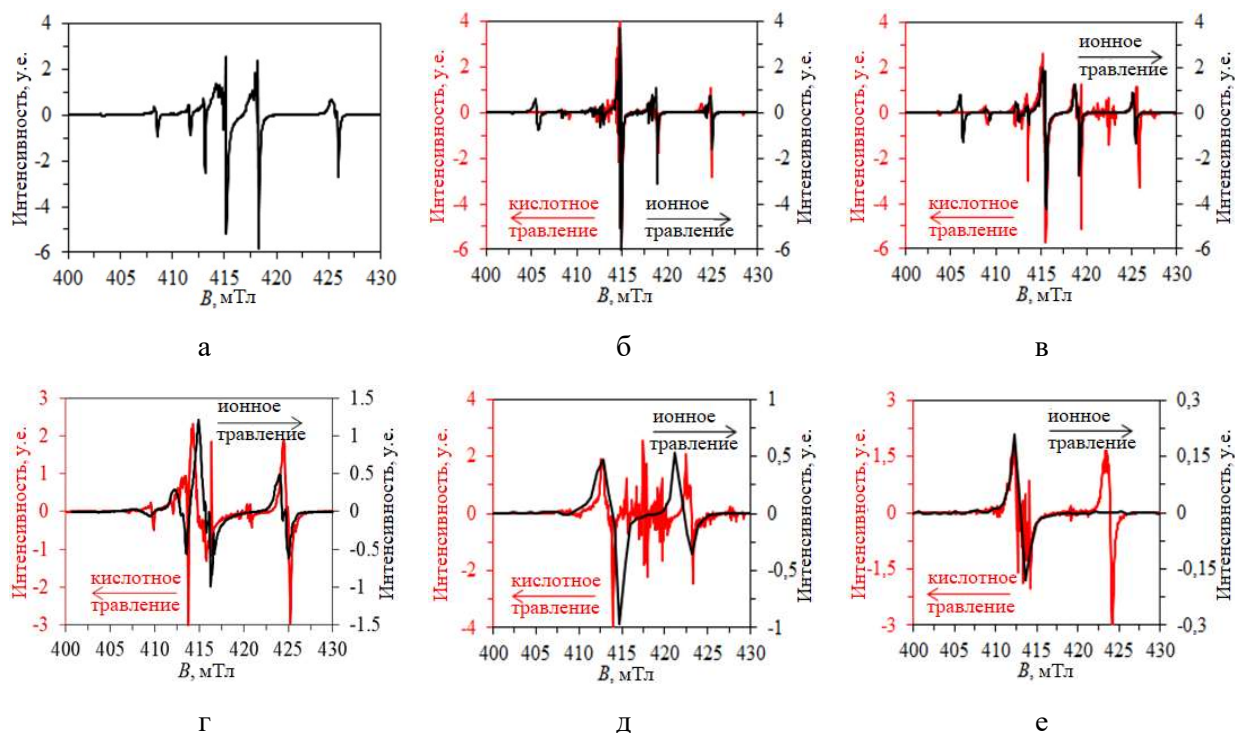


Рис. 4.14. Резонансные кривые ФМР (плёнка  $(YLa)_3(FeGaAl)_5O_{12}$ ,  $h = 2.1$  мкм) для перпендикулярного (0 град) резонанса (красная линия – кислотное травление, чёрная линия – ионное травление): а – квадрат,  $h = 2.1$  мкм (до обработки); б – диск  $R = 1.5$  мм; в – диск  $R = 1$  мм; г – квадрат,  $h = 1.6$  мкм; д – квадрат,  $h = 1.1$  мкм; е – квадрат,  $h = 0.6$  мкм.

Аналогичная динамика изменения спектров ФМР наблюдается и в параллельной конфигурации, когда вектор внешнего поля параллелен плоскости плёнки (рис. 4.15). Так при изменении планарной формы образца (рис. 4.15а–в) набор модулирующих линий МСВ сохраняется, изменяется лишь интенсивность линий МСВ относительно основной линии объёмной моды ФМР. Форма спектров в данном случае также слабо зависит от используемого метода травления.

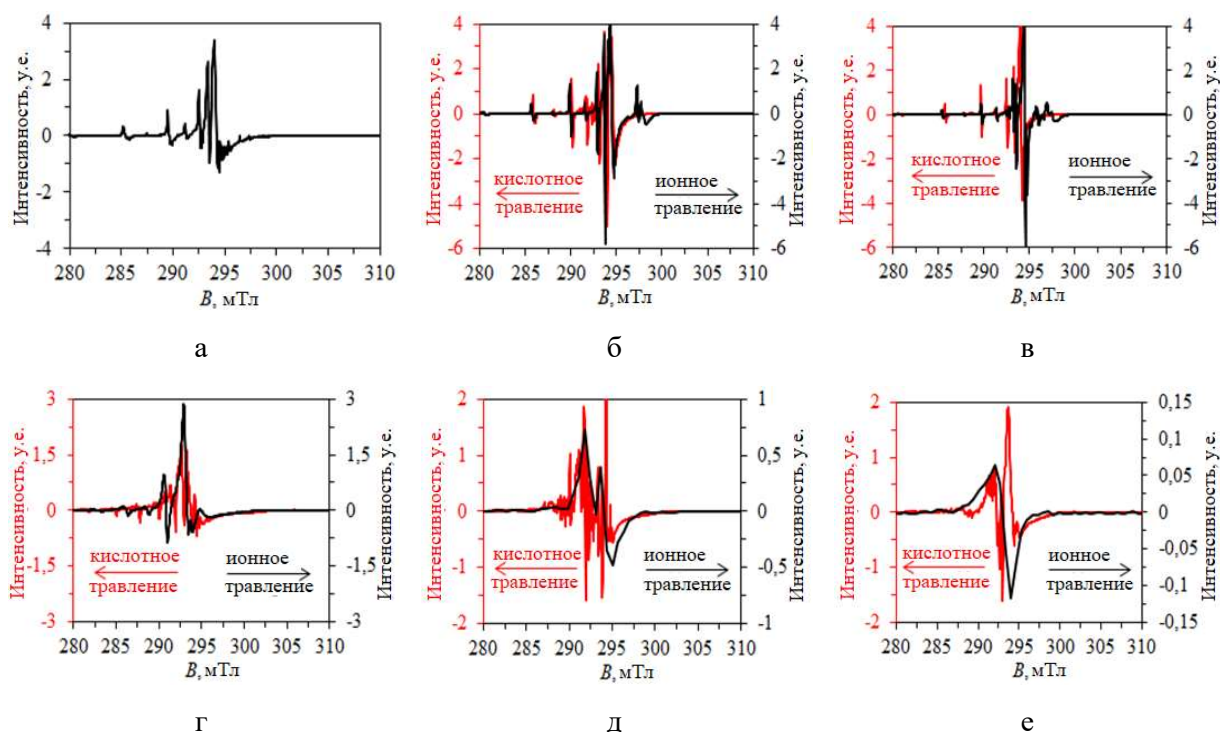


Рис. 4.15. Резонансные кривые ФМР (плёнка  $(YLa)_3(FeGaAl)_5O_{12}$ ,  $h = 2.1$  мкм) для параллельного (90 град) резонанса (красная линия – кислотное травление, чёрная линия – ионное травление): а – квадрат,  $h = 2.1$  мкм (до обработки); б – диск  $R = 1.5$  мм; в – диск  $R = 1$  мм; г – квадрат,  $h = 1.6$  мкм; д – квадрат,  $h = 1.1$  мкм; е – квадрат,  $h = 0.6$  мкм.

Поскольку мы имеем дело с плёнкой, имеющей тип магнитной анизотропии «лёгкая плоскость» (резонансные поля в параллельной конфигурации меньше, чем в перпендикулярной), то при намагничивании её в плоскости поверхностная мода в данной конфигурации не наблюдается.

При изменении толщины плёнки феррит-граната без изменения планарной структуры (рис. 4.15а,г–е) также наблюдается уменьшение количества модулирующих линий МСВ по мере утоньшения плёнки. При этом для образцов, полученных методом кислотного травления, в спектрах ФМР для параллельной конфигурации поля наблюдается большая зашумленность сигналами МСВ, аналогично со спектрами ФМР в перпендикулярной конфигурации.

В таблицах 1 и 2 представлены результаты оценки магниторезонансных характеристик плёнок (резонансные поля  $B_{рез}$ , ширина резонансных линий  $\Delta B$ , гиромагнитное отношение  $\gamma$  и эффективное поле анизотропии  $H_{эфф}$ ), полученных из анализа спектров ФМР после ионного и кислотного травления, соответственно. Данные

приведены как для основной резонансной моды (ОМ), так и для поверхностной моды (ПМ) для следующих образцов плёнки  $(\text{YLa})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$ :

Таблица 1. Магниторезонансные параметры ЭПФГ  $(\text{YLa})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$  после ионного травления

№	$B_{рез}$ , мТл		$\Delta B$ , мТл			$\gamma \cdot 10^{-7}$ , $\text{с}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$		$H_{эфф}$ , Э		
	0°		0°							
	ОМ	ПМ	ОМ	ОМ	ПМ	ОМ	ПМ	ОМ	ПМ	
1	415,2	426,1	294,3	1,2	0,9	0,5	1,773	1,756	-822,9	-898,6
2	414,8	424,9	294,2	0,9	0,3	0,5	1,774	1,758	-820,8	-890,9
3	414,4	424,3	294,5	0,6	0,4	0,7	1,774	1,758	-815,9	-884,7
4	415,1	423,7	293,3	1,6	0,8	1,4	1,777	1,763	-829,2	-888,9
5	414,1	422,5	294,4	2,1	1,6	3,1	1,775	1,761	-814,6	-872,9
6	412,6	–	294,3	1,5	–	1,9	1,777	–	-804,9	–

Таблица 2. Магниторезонансные параметры ЭПФГ  $(\text{YLa})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$  после кислотного травления

№	$B_{рез}$ , мТл		$\Delta B$ , мТл			$\gamma \cdot 10^{-7}$ , $\text{с}^{-1} \cdot \text{Э}^{-1}$		$H_{эфф}$ , Э		
	0°		0°							
	ОМ	ПМ	ОМ	ОМ	ПМ	ОМ	ПМ	ОМ	ПМ	
1	415,2	426,1	294,3	1,2	0,9	0,5	1,773	1,756	-822,9	-898,6
2	415,3	425,4	294,1	1,0	0,4	0,6	1,774	1,757	-825,0	-895,1
3	413,8	424,2	294,7	0,8	0,5	0,9	1,774	1,757	-810,4	-882,6
4	414,8	424,8	293,7	2,0	0,9	3	1,776	1,760	-824,3	-893,8
5	413,4	423,1	293,4	1,6	0,9	4,6	1,780	1,764	-817,6	-884,0
6	412,9	424,0	294,2	2,1	1,0	2,2	1,777	1,759	-807,6	-884,7

1. ЭПФГ квадрат,  $h = 2.1$  мкм (до обработки), рис. 4.14а, 4.15а;
2. ЭПФГ диск  $R = 1.5$  мм, рис. 4.14б, 4.15б;
3. ЭПФГ диск  $R = 1$  мм, рис. 4.14в, 4.15в;
4. ЭПФГ квадрат,  $h = 1.6$  мкм, рис. 4.14г, 4.15г;
5. ЭПФГ квадрат,  $h = 1.1$  мкм, рис. 4.14д, 4.15д;
6. ЭПФГ квадрат,  $h = 0.6$  мкм, рис. 4.14е, 4.15е.

Для корректного анализа указанных параметров, особенно при определении ширины резонансной линии, интегральные ФМР-спектры (рис. 4.16) были получены путём численного интегрирования измеренных дифференциальных спектров (рис. 4.14 и 4.15). Такая обработка необходима, поскольку дифференциальные спектры ФМР содержат значительные артефакты, обусловленные модуляцией магнитного поля, что может приводить к искажению формы линии и затруднять оценку её ширины.

Как видно из представленных результатов, различные методы травления поверхности ЭПФГ дают схожие численные значения основных магниторезонансных параметров. Однако, по-прежнему стоит отметить большую зашумлённость спектров ФМР для плёнок после кислотного травления по сравнению с ионным травлением.

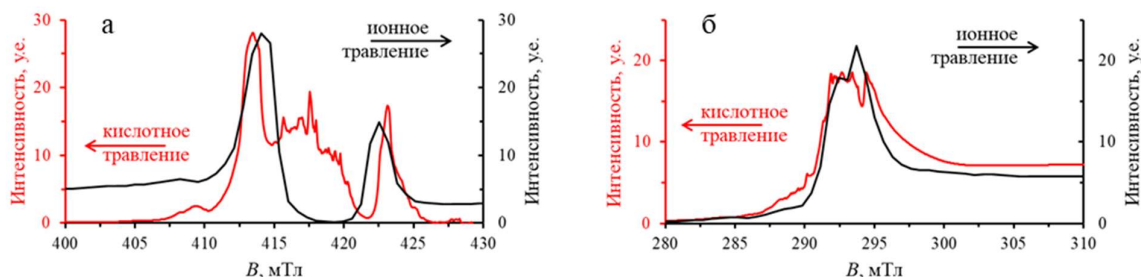


Рис. 4.16. Пример построения интегральных ФМР спектров на основании дифференциальных (рис. 5, 6) для плёнки ЭПФГ толщиной  $h = 1.1$  мкм: а – перпендикулярный резонанс (0 град), б – параллельный резонанс (90 град).

#### 4.5.2 Влияние пространственной формы

В данном эксперименте для получения эллиптического профиля травления применяется маска сферической формы (рис. 2.10а), приподнятая над поверхностью плёнки на фиксированное расстояние  $d$ .

Технология создания плёночных элементов с эллиптическим профилем показана на рис. 4.17. Формирование из ЭПФГ 1, сперва диска 2, а затем эллиптического профиля 3 (см. рис. 4.17) состоит из нескольких стадий.

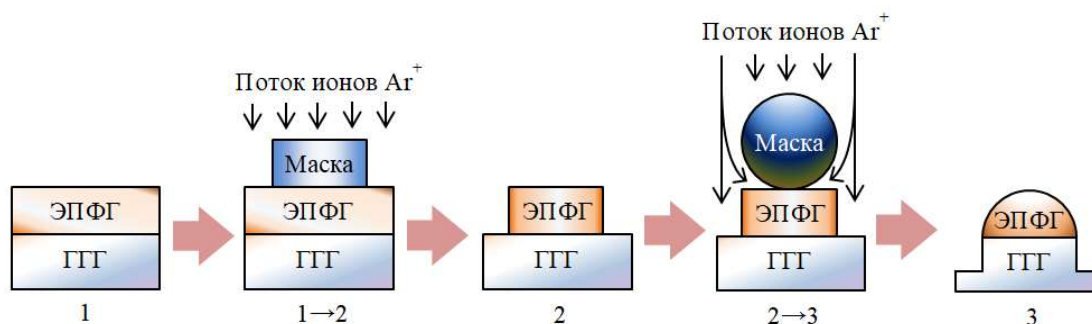


Рис. 4.17. Поэтапная схема формирования эллиптического профиля плёнки феррит-граната при ионном травлении: 1 – исходная плёнка; 1→2 – травление с применением маски в виде диска  $R = 1.5$  мм (вид сбоку); 2 – сформированный профиль травления в виде диска; 1→2 – травление с применением маски в виде шара  $R = 1.5$  мм; 3 – итоговая структура с эллиптическим профилем.

Стадия 1→2 предполагает, что непосредственно на поверхность образца ЭПФГ в форме квадрата размером  $5 \times 5$  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. 4.18а, штрих-пунктирной линией обозначена граница интерфейса плёнки ЭПФГ и подложки ГТГ.

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. 4.18б) 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. Профиль травления, полученный с помощью зондового профилометра, демонстрирует хорошее соответствие между моделью и экспериментальными результатами.

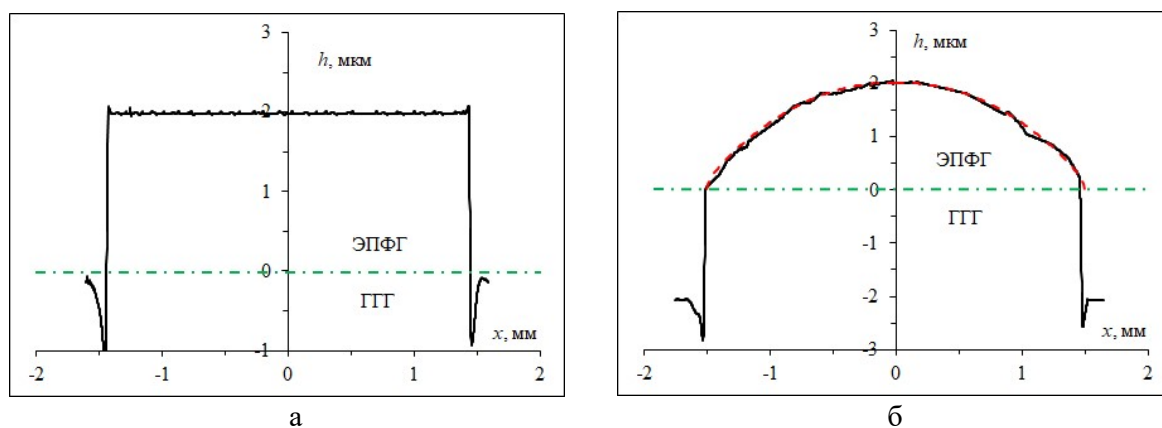


Рис. 4.18. Профиль поперечного сечения сформированной поверхности с использованием маски в виде диска (а) и последующим наложением сферической маски (б). Штрих-пунктиром отмечена граница между ЭПФГ и подложкой ГТГ, пунктиром показана модельная аппроксимация гладкого профиля травления.

Анализ влияния пространственной формы плёнки на её магнито-резонансные свойства осуществлялся путём исследования спектров ФМР при параллельном ( $90^\circ$ ) и перпендикулярном ( $0^\circ$ ) направлении подмагничивающего поля  $B$  относительно плоскости плёнки. Результаты исследования спектров ФМР после каждой стадии ионной обработки

представлены на рис. 4.19. Можно отметить, что после всех этапов травления значительно снижается интенсивность и количество мод, при этом резонансные поля ФМР меняются не значительно.

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  $\Delta B$ , наоборот, существенно уменьшается. Так в случае для необработанного образца плёнки (рис. 4.19а)  $\Delta B$  в перпендикулярной конфигурации составляет 2.0 мТл и 1.3 мТл, а в параллельной – 5.2 мТл. После вытравливания диска (рис. 4.19б)  $\Delta B$  в перпендикулярной конфигурации уменьшается до 1.3 мТл и 0.7 мТл, а в параллельной  $\Delta B$  составляет 1.5 мТл, соответственно. После формирования эллиптического профиля (рис. 4.19в) 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 эффектами, а резонансные линии представляют собой чёткие единичные пики.

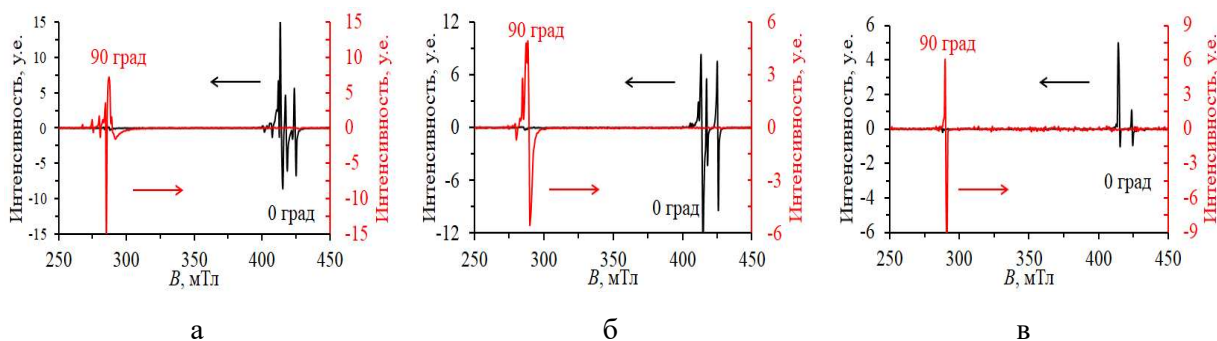


Рис. 4.19. Резонансные кривые ФМР (плёнка  $(YLa)_3(FeGaAl)_5O_{12}$ ,  $h = 2$  мкм) для параллельного (90 град) и перпендикулярного (0 град) резонанса: а – ЭПФГ до обработки; б – диск диаметром 3 мм (см. рис. 4.16а); в – эллипс диаметром 3 мм (см. рис 4.16б).

Таким образом, показано, 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 к устранению шумов, связанных с краевыми эффектами и возбуждением МСВ. Наличие единичной чёткой линии ФМР свидетельствует о возбуждении резонанса на частоте однородной прецессии (объёмная

мода), при этом полуэллиптическая пространственная форма резонатора ЭПФГ делает невозможным возбуждение резонансов на стоячих модах (МСВ) из-за отсутствия отражений на прямых гранях. Возбуждение единичной объёмной моды снижает помехи при динамическом перематнивании плёнки, что делает её потенциально пригодной для применения в сверхчувствительных датчиках магнитного поля, а уменьшение ширины резонансной линии до 0.6 мТ позволяет применять её в высокочастотных узкополосных генераторах, фильтрах и других СВЧ приборах.

#### 4.6 Оптические и магнитооптические спектры

Регистрация сигналов от сенсорных элементов высокочувствительных магнитных датчиков может осуществляться как индуктивно-частотным методом, так и магнитооптическим способом (например, с помощью эффекта Фарадея). Поэтому практический интерес представляет исследование влияния неоднородного ионно-плазменного травления на оптические и магнитооптические свойства ЭПФГ.

Ферриты-гранаты имеют окна прозрачности в ИК-диапазоне, но в видимой части спектра из-за большого числа полос поглощения от атомных переходов эта прозрачность очень сильно уменьшается [A13].

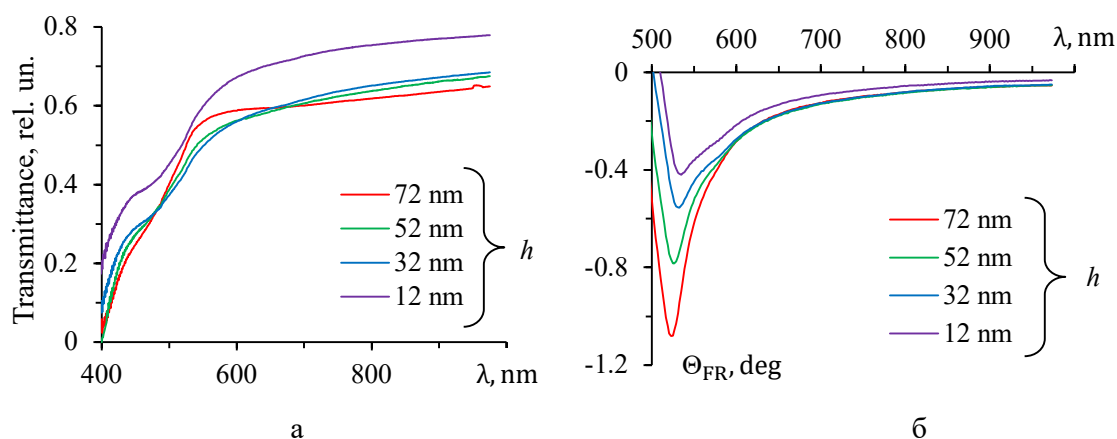


Рис. 4.20. Оптические (а) и магнитооптические (б) характеристики напыленной пленки при послойном ионном травлении (остаточная толщина указана в легенде).

Результаты исследования оптических и магнитооптических характеристик напылённой плёнки ( $\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ,  $h = 72$  нм) при послойном ионном травлении показаны на рис. 4.20. Видно, что при постепенном травлении материала плёнки

пропускание плёнки (рис. 4.20а) постепенно увеличивается. Незначительный пик пропускания на нетравлённом образце в районе 550–600 нм связан с «просветляющей» интерференцией на плёнке толщиной  $\lambda/4$ .

Магнитооптический эффект Фарадея на рис. 4.20б имеет спектр, характерный для висмут-замещённых плёнок феррит-граната. Величина фарадеевского вращения уменьшается пропорционально толщине плёнки.

Следует отметить, что ионное травление не разрушает гранатовую структуру плёнки вплоть до толщины десятки нанометров (эффект Фарадея сохраняется).

На рис. 4.21 показаны результаты исследования оптических и магнитооптических свойств плёнки ЭПФГ  $(\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$ ,  $h = 2$  мкм) в различных участках профиля травления (см. рис. 3.9). В частности, на рис. 4.21а показаны спектры оптического пропускания образца на участках с координатами, соответствующими рис. 3.9б (координаты в миллиметрах указаны в легенде). Видно, что на «толстых» участках (координаты 0–4 мм) в спектрах присутствуют периодические осцилляции, связанные с интерференцией в слое ЭПФГ. На «тонких» участках профиля (координаты 5–8 мм) период интерференции возрастает и постепенно исчезает с уменьшением толщины плёнки, пропускание при этом увеличивается.

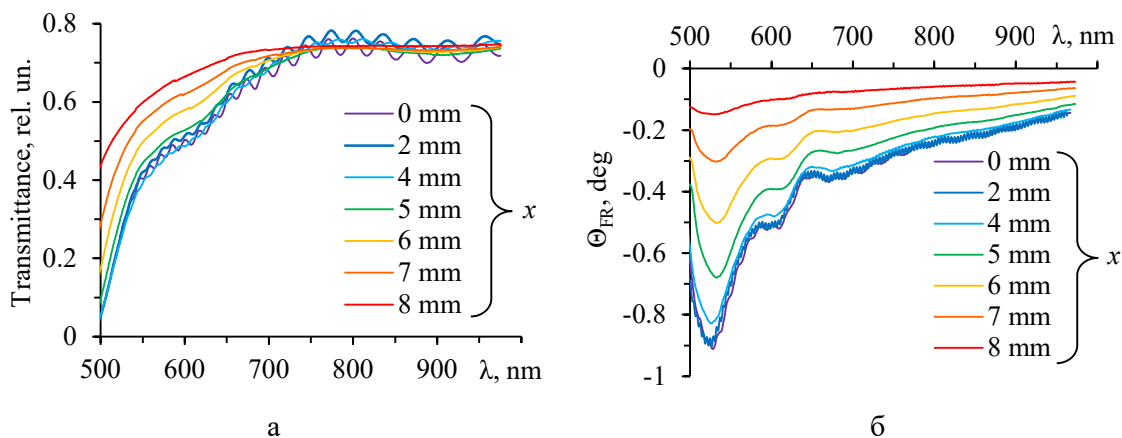


Рис. 4.21. Оптические (а) и магнитооптические (б) характеристики ЭПФГ на разных участках профиля травления (координаты участка в миллиметрах указаны в легенде).

Аналогично магнитооптический эффект Фарадея (рис. 4.21б) в «толстой» части профиля имеет спектральные осцилляции, связанные с интерференцией, которые исчезают по мере уменьшения толщины плёнки, при этом величина эффекта Фарадея также существенно снижается в 4–6 раз (для различных  $\lambda$ ).

#### Основные результаты раздела 4

1. Анализ морфологии поверхности феррит-гранатов после ионного травления показал, что шероховатость поверхности монокристаллического гадолиний-галлиевого граната (подложка) уменьшается более чем в 6 раз вплоть до 0.4 нм, шероховатость поверхности монокристаллической эпитаксиальной плёнки висмут-замещённого феррит-граната не меняется по глубине и не зависит от скорости травления, значение варьируется в пределах 0.1–0.15 нм, шероховатость поверхности поликристаллических плёнок феррит-гранатов обусловлена селективным травлением по межзёренным границам и аморфным включениям.

2. При послойном ионном травлении плёнки висмут-замещённого феррит-граната  $(\text{BiY})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$  показано, что с уменьшением толщины плёнки период лабиринтной доменной структуры монотонно уменьшается 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 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 подрешёток.

4. Наличие слоевых областей в плёнке с разным состоянием относительно точки компенсации подтверждается ФМР исследованиями при послойном травлении части плёнки в виде трёх различных сигналов. Изменение состояния относительно точки магнитной компенсации в данных областях подтверждается изменением знака магнитооптического эффекта фарадея при анализе петель гистерезиса, показано, что магнитооптическая петля гистерезиса представляет собой суперпозицию «прямой» (положительной) прямоугольной петли и «обратной» (отрицательной) петли с большим полем насыщения, при этом переход из одной компенсационной области в другую сопровождался переворачиванием петли. Переход из одной области в другую представляет собой эквипотенциальную плоскость с нулевой намагниченностью (точка компенсации).

5. 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.

6. Показано, что изменение планарной формы ЭПФГ с квадрата на круг привело к уменьшению ширины резонансной линии более чем в 2.5 раза, а изменение диаметра круга на 25 % уменьшило ширину линии в 1.5–2.5 раза. Изменение планарной формы с диска на полу-эллипс приводит к невозможности возбуждения параметрических резонансов ФМР на стоячих модах (МСВ), при этом в спектре наблюдается единичная чёткая линия резонанса на частоте однородной прецессии (объёмная мода).

7. Исследование оптических и магнитооптических характеристик показало, что в монокристаллических (эпитаксиальных) и поликристаллических (напылённых) плёнках феррит-гранатов ионное травление не ухудшает оптическое пропускание и не разрушает гранатовую структуру вплоть до толщины десятки нанометров (эффект Фарадея сохраняется).

Результаты, представленные в настоящем разделе, опубликованы в следующих работах: [A2], [A4], [A14], [A16], [A17], [A19], [A25].

## Раздел 5

## РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ФОТОННЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ПЛЁНОК ДИОКСИДА ВАНАДИЯ

### 5.1 Фазовый переход в тонких пленках диоксида ванадия

Для исследования влияния фазового перехода на электрофизические параметры в полученных образцах тонких плёнок  $\text{VO}_2$  измерялась температурная зависимость электропроводности (рис. 5.1).

Как показано на рис. 5.1а, для пленки непосредственно после напыления, которая не подвергалась термическому отжигу, изменение электропроводности составляет всего 1.5 порядка, при этом точка фазового превращения при характерной температуре 68–69°C явно не выражена. Видно, что при циклическом нагреве-охлаждении образца наблюдается петля температурного гистерезиса проводимости шириной порядка 6°C. После кристаллизационного отжига (рис. 5.1б) изменение электропроводности составляет 4 порядка величины, с явно выраженной точкой фазового перехода.

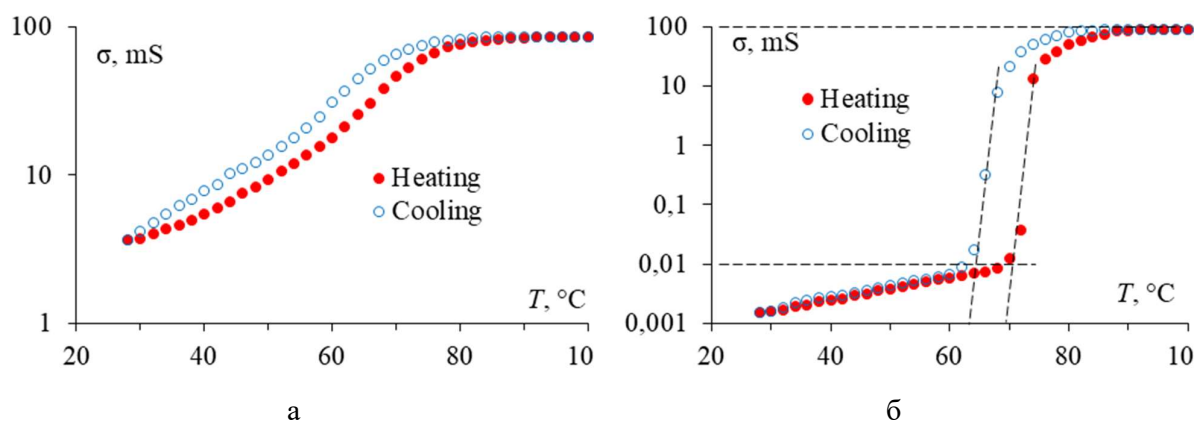


Рис. 5.1. Температурный гистерезис электропроводности в пленке  $\text{VO}_2$  толщиной 220 нм:  
а – после вакуумного напыления, б – после кристаллизационного отжига.

Увеличение скачка проводимости в точке фазового перехода для образца плёнки  $\text{VO}_2$  после отжига в окислительной среде вызвано изменением его структурно-фазового состава, который приводит к рекристаллизации плёнки. Авторы [88, 156] связывают увеличение скачка проводимости при фазовом переходе с ростом размеров кристаллитов в результате отжига, что приводит к снижению внутренних напряжений в плёнке.

На рис. 5.2 представлены результаты рентгеновского дифракционного анализа плёнки  $\text{VO}_2$  на подложке  $\text{Al}_2\text{O}_3$  до и после кристаллизационного отжига. Для сравнения представлена также рентгенограмма сапфировой подложки.

Характерные пики на 29.78 и 61.86 градусах соответствуют дифракции от монокристаллической сапфировой подложки и семействам плоскостей отражения  $[\bar{1}1\bar{2}]$  и  $[\bar{2}2\bar{4}]$ . Пик на 45.79 градуса соответствует семейству плоскостей  $[\bar{3}\bar{1}\bar{1}]$  в плёнке  $\text{VO}_2$  [157]. Данный пик отсутствует на рентгенограмме подложки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (все остальные пики присутствуют на всех рентгенограммах). Видно, что в плёнке оксида ванадия непосредственно после напыления присутствует слабый рефлекс  $[\bar{3}\bar{1}\bar{1}]$ , который становится существенно более выраженным после кристаллизационного отжига. Данная симметрия относится к моноклинной сингонии, характерной для низкотемпературной полупроводниковой фазы  $\text{VO}_2$ .

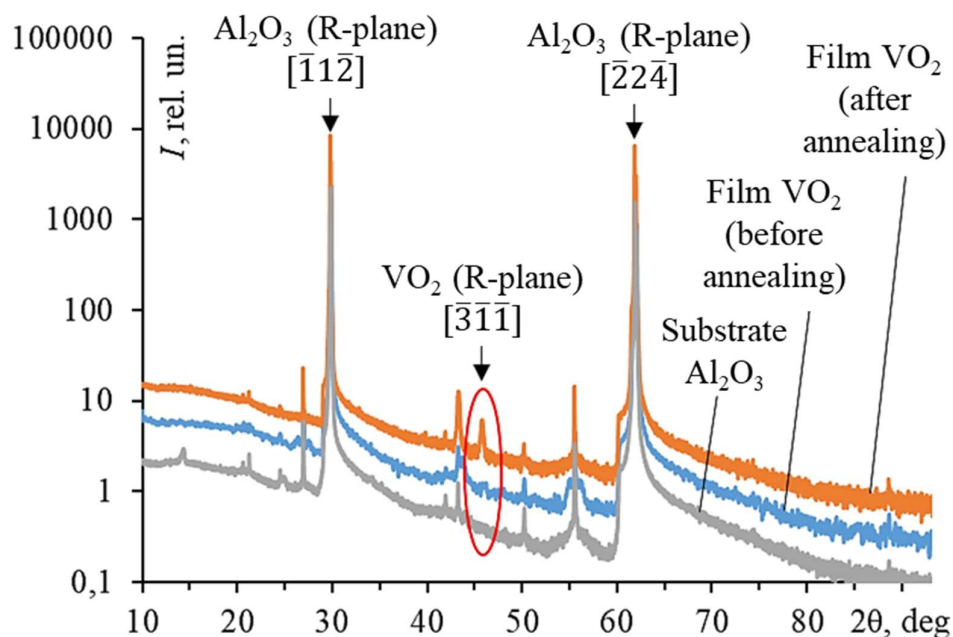


Рис. 5.2. Результаты рентгеновского дифракционного анализа плёнки  $\text{VO}_2$  на подложке  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

Анализ средних размеров кристаллитов по ширине рефлекса на полувысоте дал значения 22.8 нм для неотожжённой плёнки и 51.5 нм для отожжённой. Данный результат хорошо коррелирует с результатами работ [88, 152].

В таблице 3 приведены сравнительные параметры для двух образцов (475 и 550) тонких плёнок  $\text{VO}_2$ .

Таблица 3. Параметры синтезированных образцов тонких плёнок VO<sub>2</sub>.

Образец	Синтез $T_s$ , °C	$\sigma_{\min}$ , mS	$\sigma_{\max}$ , mS	$\sigma_{\max}/\sigma_{\min}$	Гистерезис $\Delta T$ , °C
475 (до отжига)	475	11.3	571.4	50.6	10
475_120 (после отжига)		$1.4 \cdot 10^{-3}$	8.2	$5.9 \cdot 10^3$	6
550 (до отжига)	550	3.7	86.1	23.3	6
550_120 (после отжига)		$1.5 \cdot 10^{-3}$	91.4	$6.1 \cdot 10^4$	6

В данном случае толщина плёнок была одинаковой, но отличалась температура синтеза. Видно, что при меньшей температуре синтеза и отжига (475°C) величина изменения проводимости при фазовом переходе на порядок меньше, чем при большей температуре (550°C).

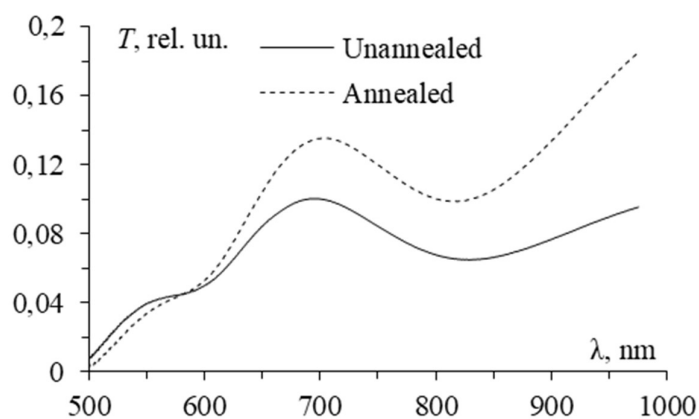


Рис. 5.3. Спектры коэффициента пропускания тонкой плёнки VO<sub>2</sub> толщиной 220 нм до отжига (сплошная линия) и после отжига (пунктирная линия).

На рис. 5.3 показаны спектры оптического пропускания образца пленки VO<sub>2</sub> толщиной 220 нм на подложке Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> до отжига (сплошная линия) и отожженного (пунктирная линия). Спектры пропускания показывают увеличение уровня пропускания в

1.35 раза на краю видимой области и дальнейшее увеличение пропускания в длинноволновой области спектра.

## 5.2 Влияние перколяции на свойства пленок диоксида ванадия

Перколяция представляет собой ключевой процесс, который оказывает значительное влияние на физические и электрические свойства пленок диоксида ванадия при малых толщинах. Данный механизм является фазовым переходом второго рода [146] и связан с образованием (прямой переход, перколяция), либо разрушением (обратный переход, деперколяция) замкнутых проводящих каналов в материале. В контексте  $\text{VO}_2$ , перколяция проявляется как изменение проводимости материала в зависимости от его толщины, а также температуры.

Методом напыления в неоднородном потоке с применением технологии «тонкой заслонки», синтезирован градиентный образец плёнки  $\text{VO}_2$  (толщиной  $h = 40$  нм) на подложке  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , в котором наблюдается перколяционный переход от сплошного покрытия к островковой структуре (рис. 5.4).

На рис. 5.4а представлена петля термогистерезиса электропроводности для  $\text{VO}_2$  при толщине  $h = 35$  нм, характерная для сплошной (выше порога перколяции) плёнки. Наблюдается изменение электропроводности в точке фазового перехода (порядка  $58^\circ\text{C}$ ), которое составляет более трех порядков величины: от  $0.01$  мС при  $40^\circ\text{C}$  до  $10$  мС при  $80^\circ\text{C}$  и более. Ширина петли гистерезиса в центральной части составляет порядка  $8^\circ\text{C}$ . При движении вдоль профиля в сторону уменьшения толщины пленки, наблюдается также снижение электропроводности. Так, при толщине  $h = 25$  нм (рис. 5.4б) электропроводность изменяется от  $0.001$  мС до  $0.1$  мС и теперь составляет два порядка величины при средней температуре перехода  $62^\circ\text{C}$ . Ширина петли гистерезиса в центральной части остается неизменной в пределах  $8^\circ\text{C}$ , 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. 5.4в). Электропроводность изменяется всего на один порядок величины, а точка фазового перехода не четко выражена.

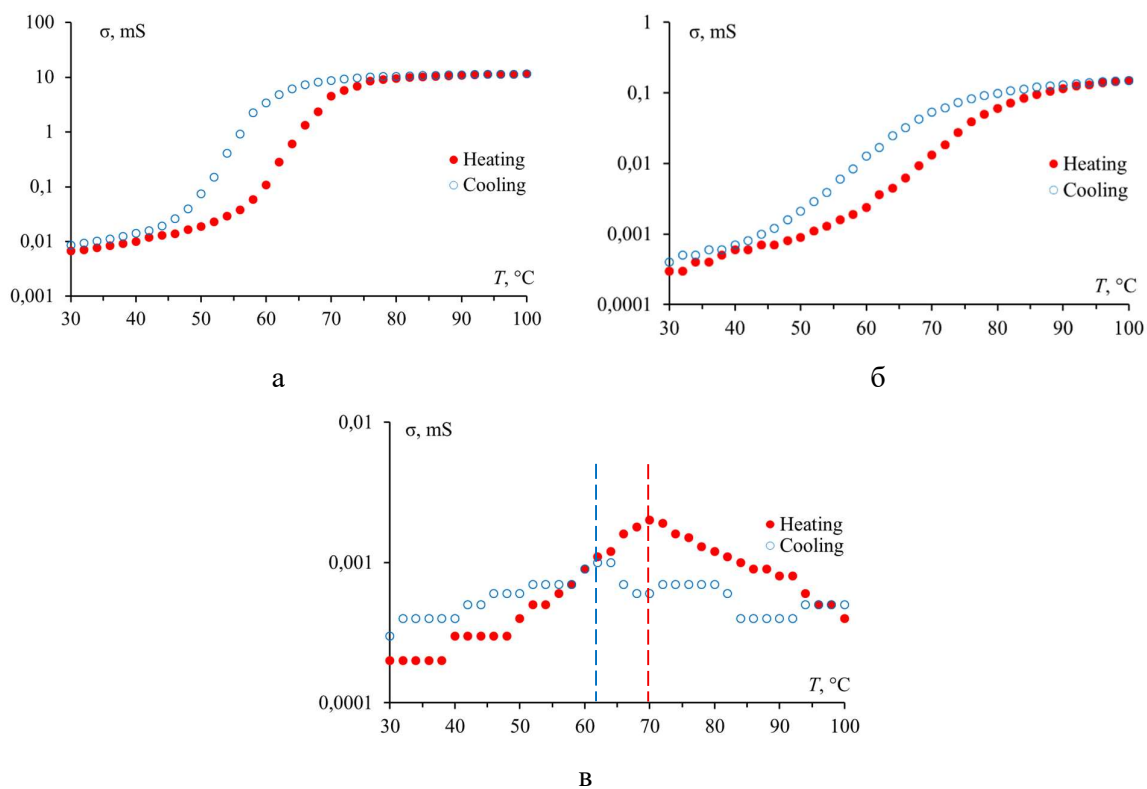


Рис. 5.4. Температурные петли гистерезиса электропроводности для  $\text{VO}_2$  на различных участках градиента толщины пленки: а –  $h = 35$  нм, б –  $h = 25$  нм, в –  $h = 10$  нм.

При критических толщинах, в пленке диоксида ванадия разрушаются проводящие каналы, что приводит к изменению типа проводимости с металлического на активационный. И при дальнейшем уменьшении толщины механизмы обратной перколяции приводят к образованию множественных разрозненных островков, что влияет на общее поведение электрической проводимости пленки.

При этом, конфигурация петли (рис. 5.4в) не является характерной для классического гистерезисного фазового перехода I рода, наблюдаемых в сплошных пленках диоксида ванадия. Отклонение может быть объяснено несколькими факторами. Так на проводимость непосредственно влияет не только температурное изменение фаз непосредственно диоксида ванадия, но и деперколяционные процессы, приводящие к образованию потенциальных барьеров для движения электронов между разрозненными островками. Таким образом, проводимость плёнок диоксида ванадия меняется при деперколяции с металлического типа на активационный. Кроме того, фазовый переход I рода в диоксиде ванадия сопровождается изменением его кристаллографической сингонии с моноклинной на тетрагональную, что приводит к уменьшению линейных размеров островков, а это в свою очередь увеличивает ширину барьеров между островками. Тем

самым уменьшая вероятность электронных прыжков и снижая проводимость плёнки, что и наблюдается экспериментально. При этом температурный гистерезис проводимости (запаздывание при нагревании–охлаждении) сохраняется в пределах  $8^{\circ}\text{C}$ , однако точка фазового перехода смещается на  $67^{\circ}\text{C}$ .

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 дегерколяции плёнки каналы проводимости разрушаются, что приводит к резкому уменьшению проводимости и изменению её типа с металлического на активационный.

### 5.3 Пространственно-неоднородный фотонный кристалл видимого диапазона

На основе функциональных слоёв  $\text{VO}_2$  синтезированы многослойные структуры типа фотонных кристаллов, в которых слой  $\text{VO}_2$  заключен между двумя зеркалами Брэгга и играет роль оптического дефекта (толщина слоя  $\text{VO}_2$  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. Толщины структурных слоёв брэгговских зеркал для  $\text{SiO}_2$  и  $\text{TiO}_2$  равны 110 нм и 71 нм, соответственно.

Поверх нижнего брэгговского зеркала напылялся слой  $\text{VO}_2$  толщиной в половину резонансной длины волны света, что нарушает четвертьволновую периодичность фотонного кристалла. В процессе напыления функционального слоя  $\text{VO}_2$  применялась методика синтеза покрытия с градиентом толщины вдоль выбранного направления, что позволяет получать на различных участках образца различную толщину слоя [118]. В данной методике градиент толщины покрытия формируется в результате напыления в неоднородном потоке вещества, который образуется при огибании механических препятствий [158–160]. Значение толщины  $\text{VO}_2$  в пределах образца на длине 10 мм варьировалось от 125 до 135 нм, что соответствует градиенту толщины 1 нм/мм. Кристаллизация слоя  $\text{VO}_2$  осуществлялась посредством отжига в атмосфере  $\text{O}_2$  ( $P = 6 \cdot 10^{-3}$  Па) при температуре  $550^{\circ}\text{C}$  в течение 120 мин.

Результаты исследования температурного гистерезиса при фазовом переходе в оптическом слое  $\text{VO}_2$  на разных участках градиента толщины показаны на рис. 5.5.

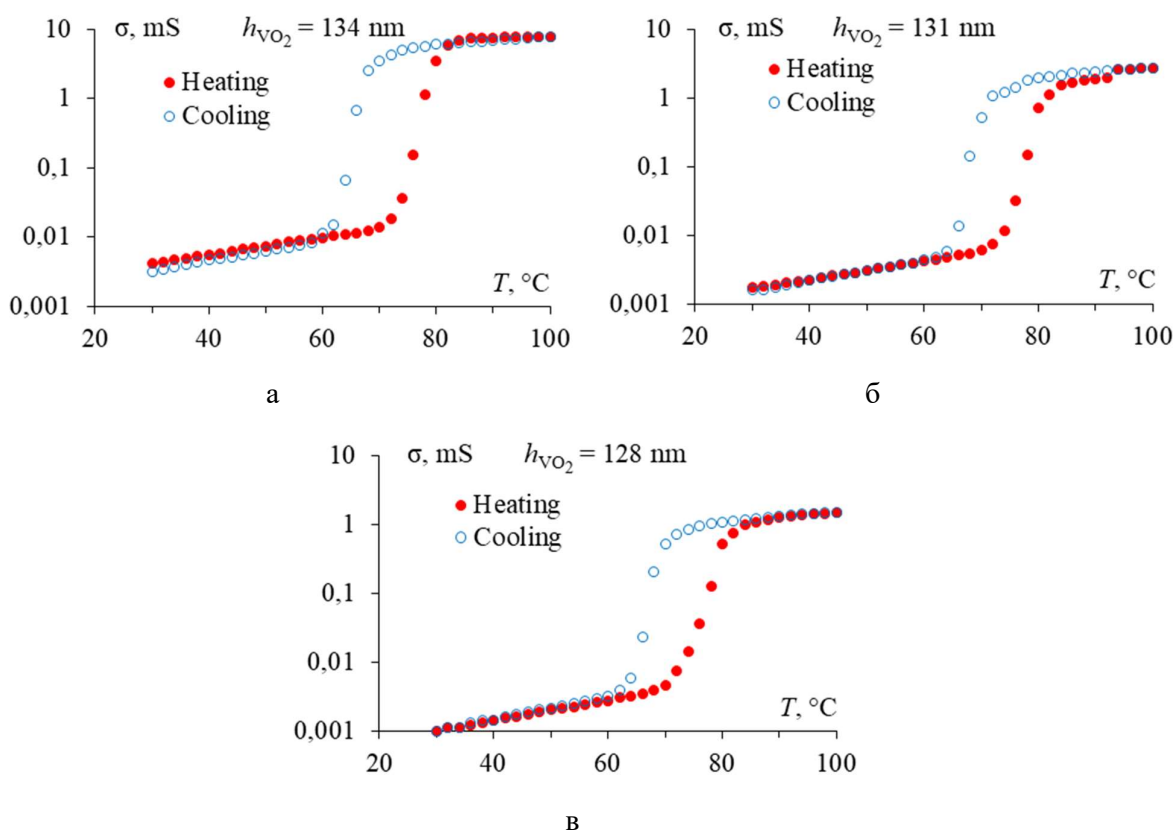


Рис. 5.5. Температурные петли гистерезиса электропроводности оптического слоя  $\text{VO}_2$  в различных участках градиента толщины: а –  $h = 134$  нм, б –  $h = 131$  нм, в –  $h = 128$  нм.

Видно, что изменение электропроводности функционального слоя  $\text{VO}_2$  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  $\text{VO}_2$  и составляет 10 – 11°C. Различия наблюдаются лишь в абсолютном значении проводимости на различных участках градиента, что обусловлено толщиной проводящего слоя.

Поверх кристаллизованного слоя  $\text{VO}_2$  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  $\text{VO}_2$  может быть описана следующей формулой:  $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4/\text{VO}_2/[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$  (рис. 5.6). В таком виде фотонный кристалл представляет собой оптический резонатор Фабри-Перо.

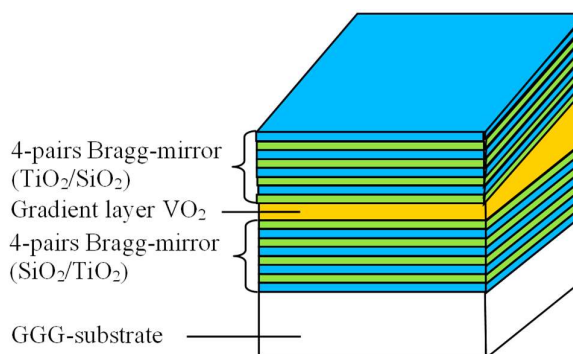


Рис. 5.6. Схема многослойной фотонно-кристаллической структуры  $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4/\text{VO}_2/[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$  с градиентом толщины функционального слоя  $\text{VO}_2$ .

На рис. 5.7 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. 5.7а показан спектр пропускания «нижнего» зеркала Брэгга  $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4$  до напыления слоя  $\text{VO}_2$ . Видно, что в спектре присутствует чётко выраженная фотонная запрещённая зона (ФЗЗ) на спектральном участке 500 – 800 нм.

После нанесения поверх зеркала Брэгга оптического слоя  $\text{VO}_2$  (рис. 5.7б) левый край ФЗЗ стал существенно ниже, чем правый, что связано с сильным поглощением в слое  $\text{VO}_2$  (см. рис. 5.3). При этом внутри самой ФЗЗ какие-либо изменения (резонансные моды) отсутствуют. На длине образца 10 мм толщина  $\text{VO}_2$  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. 5.7в). 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)  $\text{VO}_2$  и связано с условием формирования стоячей волны внутри слоя. Соответственно увеличение толщины слоя  $\text{VO}_2$  приводит к «красному» спектральному сдвигу резонансного пика моды Фабри-Перо.

На рис. 5.8 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  $\text{VO}_2$  порядка  $h_{\text{VO}_2} = 123$  нм. При нагреве образца и соответствующем увеличении температуры (рис. 5.8а), резонансный пик на  $\lambda_{\text{res}} = 648$  нм претерпевает два типа изменений, связанных с изменением

комплексного показателя преломления слоя  $\text{VO}_2$ . Так, уменьшение действительной части показателя преломления  $\text{VO}_2$  с ростом температуры приводит к спектральному смещению положения максимума пропускания в сторону более коротких длин волн, а увеличение мнимой части показателя преломления приводит к росту оптического поглощения в слое  $\text{VO}_2$  и, как следствие, к уменьшению амплитуды пика пропускания [157]. Так при достижении  $90^\circ\text{C}$  резонансная длина волны составляет  $\lambda_{res} = 614$  нм, а максимальное пропускание снижается в три раза по сравнению с исходным значением.

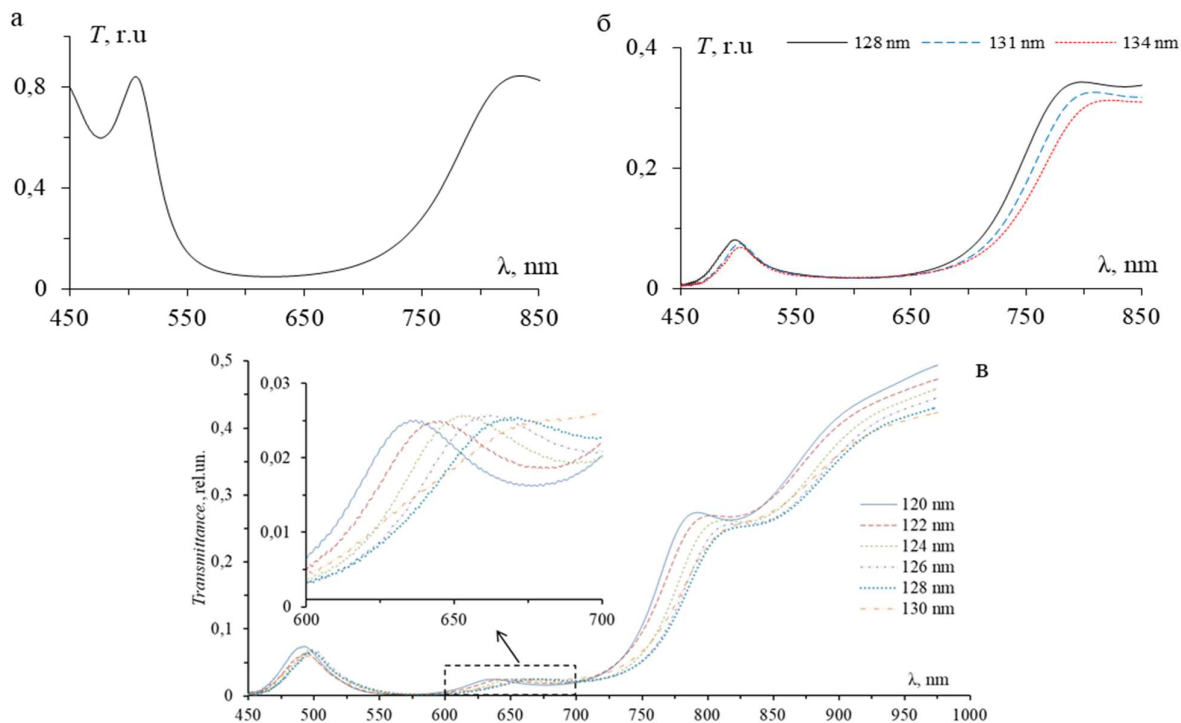


Рис. 5.7. Спектры пропускания фотонно-кристаллической структуры с оптическим дефектом  $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4/\text{VO}_2/[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$  на разных этапах синтеза при комнатной температуре: а – 4-парное зеркало Брэгга  $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4$ ; б – структура с оптическим слоем  $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4/\text{VO}_2$ ; в – фотонный кристалл с оптическим дефектом в различных участках градиента толщины  $\text{VO}_2$  (на вставке показан участок в увеличенном масштабе).

При остывании образца (рис. 5.8б), наблюдается обратный процесс смещения резонансного пика Фабри-Перо и увеличения пропускания в точке резонанса с возвращением к исходному значению. 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  $90^\circ\text{C}$ ) полностью совпадают.

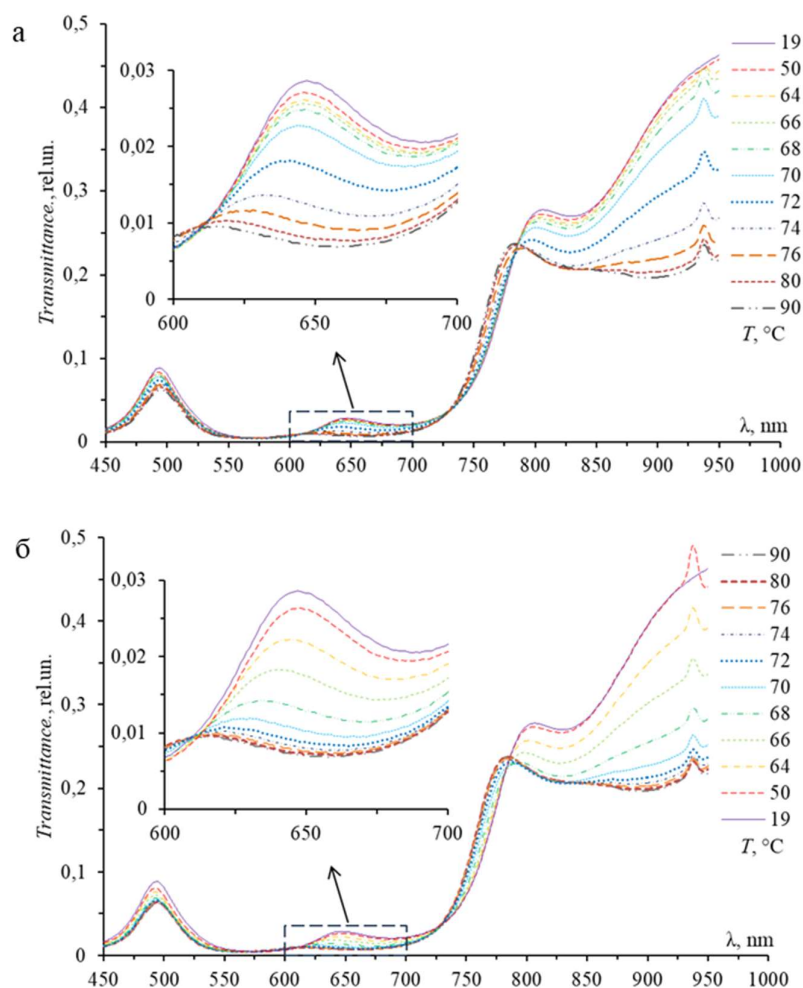


Рис. 5.8 Спектры пропускания фотонно-кристаллической структуры видимого диапазона  $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4/\text{VO}_2/[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$  (толщина  $h_{\text{VO}_2} = 123$  нм) при изменении температуры: а – нагрев; б – остывание (на вставках показаны участки в увеличенном масштабе).

Результаты исследования температурного гистерезиса пропускания (на различных длинах волн) и резонансной длины волны при фазовом переходе в оптическом слое  $\text{VO}_2$  показаны на рис. 5.9. Видно, что изменение оптических констант функционального слоя  $\text{VO}_2$  приводит к изменению пропускания структуры в четыре раза, на длине волны  $\lambda = 647$  нм в окрестности резонанса Фабри-Перо (рис. 5.9а) и в два раза при  $\lambda = 930$  нм за пределами ФЗЗ (рис. 5.9б). Ширина петли температурного гистерезиса пропускания остается неизменной, примерно от 6 до 8 °С, и практически не зависит от длины волны. При этом абсолютные значения пропускания определяются как сложной дисперсией оптических констант самого слоя  $\text{VO}_2$ , связанной с электронными переходами [156], так и

оптической параметрикой самого фотонного кристалла, обусловленной формированием стоячих волн в периодической структур брэгговских зеркал.

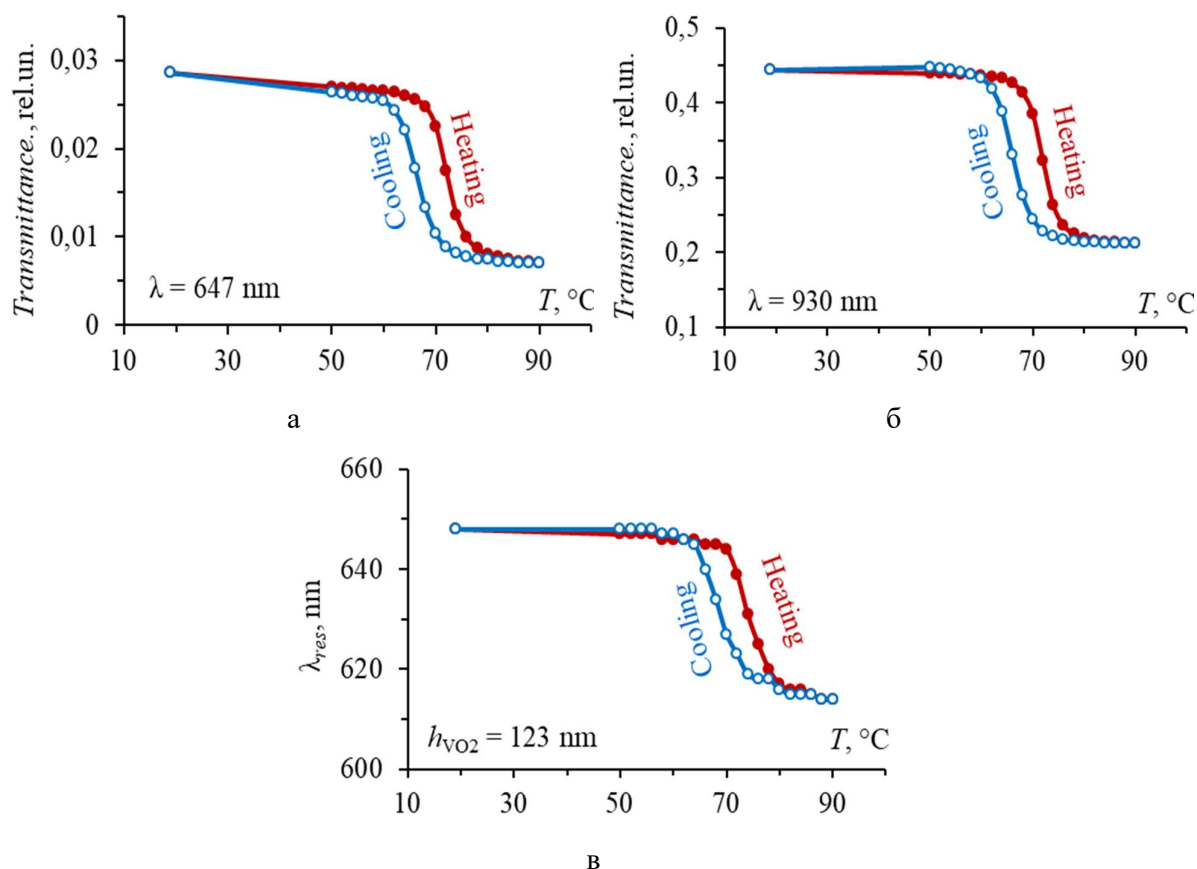


Рис. 5.9. Петли температурного гистерезиса пропускания для фотонно-кристаллической структуры видимого диапазона на различных длинах волн  $\lambda = 647$  нм (а) и  $\lambda = 930$  нм (б); петля температурного гистерезиса для резонансной длины волны моды Фабри-Перо (в).

На рис. 5.9в показана петля температурного гистерезиса для резонансной длины волны моды Фабри-Перо. Видно, что температура перехода и ширина петли гистерезиса аналогична кривым пропускания на других длинах волн (рис. 5.9а,б). Отметим, что температурный сдвиг резонансной  $\lambda_{res}$  составил 34 нм, что соответствует изменению оптической толщины полуволнового слоя  $VO_2$  на 17 нм.

Таким образом, показано, 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  $\text{VO}_2$  (мода Фабри-Перо).

#### 5.4 Пространственно-неоднородный фотонный кристалл ИК-диапазона

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  $\text{SiO}_2$  и  $\text{TiO}_2$  составляет 143 нм и 83 нм, соответственно. На длине образца 10 мм толщина  $\text{VO}_2$  варьировалась от 160 до 170 нм что соответствует градиенту толщины  $\text{grad}h = 1$  нм/мм. На рис. 5.10 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  $\text{VO}_2$ . 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. В данном случае увеличение толщины слоя  $\text{VO}_2$  приводит к изменению условий формирования оптической стоячей волны и спектральному смещению резонансного пика моды Фабри-Перо в длинноволновую область спектра.

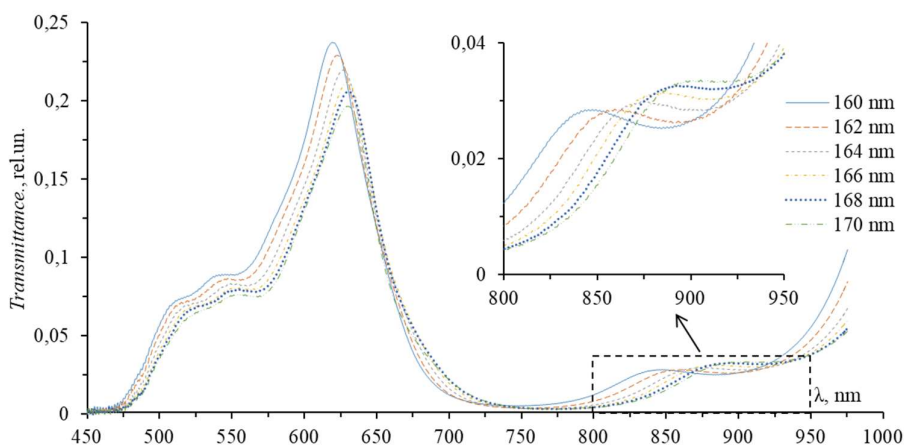
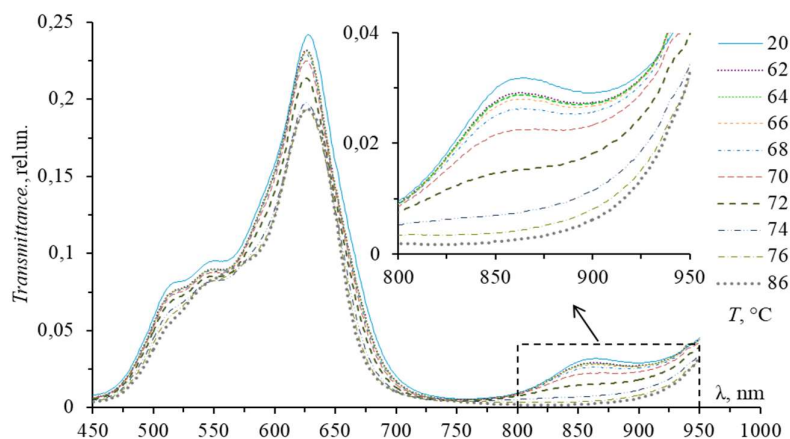
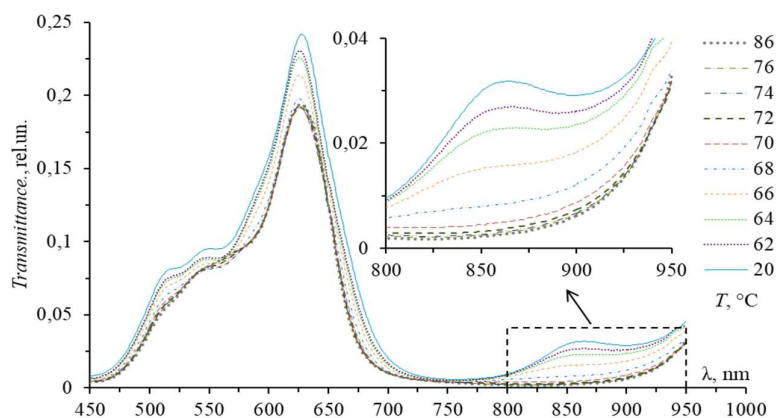


Рис. 5.10. Спектры пропускания фотонно-кристаллической структуры ИК-диапазона  $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4/\text{VO}_2/[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$  вдоль градиента толщины  $\text{VO}_2$  (указана в легенде), на вставке показан участок возбуждения резонансных мод в увеличенном масштабе.

На рис. 5.11 показаны спектры пропускания фотонного кристалла инфракрасного диапазона  $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4/\text{VO}_2/[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$ , измеренные при различных температурах, варьирующихся от 20 до 86°C, для участка градиента толщины слоя  $\text{VO}_2$  с  $h_{\text{VO}_2} = 163$  нм.



а



б

Рис. 5.11. Спектры пропускания фотонно-кристаллической структуры ИК-диапазона  $\text{GGG}/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4/\text{VO}_2/[\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]^4$  (толщина  $h_{\text{VO}_2} = 163$  нм) при изменении температуры: а – нагрев; б – остывание (на вставках показаны участки в увеличенном масштабе)

Нагрев образца и соответствующее увеличение температуры (рис. 5.11а) приводит к изменению оптических констант слоя  $\text{VO}_2$ , что оказывают влияние на условия возбуждения резонанса Фабри-Перо, находящегося на длине волны  $\lambda_{\text{res}} = 862$  нм. Так уменьшение действительного члена комплексного показателя преломления  $\text{VO}_2$ , аналогично, ведёт к смещению максимума пропускания в область более коротких длин волн примерно на 15 нм, а увеличение мнимой компоненты показателя преломления ведёт к сильному поглощению света в полуволновом слое  $\text{VO}_2$  вплоть до полной деградации

резонансного пика при достижении температуры  $74^{\circ}\text{C}$  и более. Так при температуре  $86^{\circ}\text{C}$ , максимальное пропускание структуры для  $\lambda = 862 \text{ нм}$  уменьшается более чем в 10 раз по сравнению с начальным состоянием. При остывании образца (рис. 5.11б) наблюдается обратный процесс: смещение резонансного пика Фабри-Перо и возрастание пропускания в области резонанса. 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  $86^{\circ}\text{C}$ .

Результаты исследования температурного гистерезиса пропускания на различных длинах волн при фазовом переходе в функциональном слое  $\text{VO}_2$  показаны на рис. 5.12. Видно, что изменение оптических констант функционального слоя  $\text{VO}_2$  приводит к значительному изменению пропускания структуры в 12 раз на длине волны  $\lambda = 865 \text{ нм}$  в окрестности резонанса Фабри-Перо (рис. 5.12а), и в 1.25 раза при  $\lambda = 628 \text{ нм}$ , расположенной за пределами фотонной запрещённой зоны (рис. 5.12б). Ширина петли температурного гистерезиса пропускания остаётся неизменной и составляет  $6^{\circ}\text{C}$  вне зависимости от длины волны.

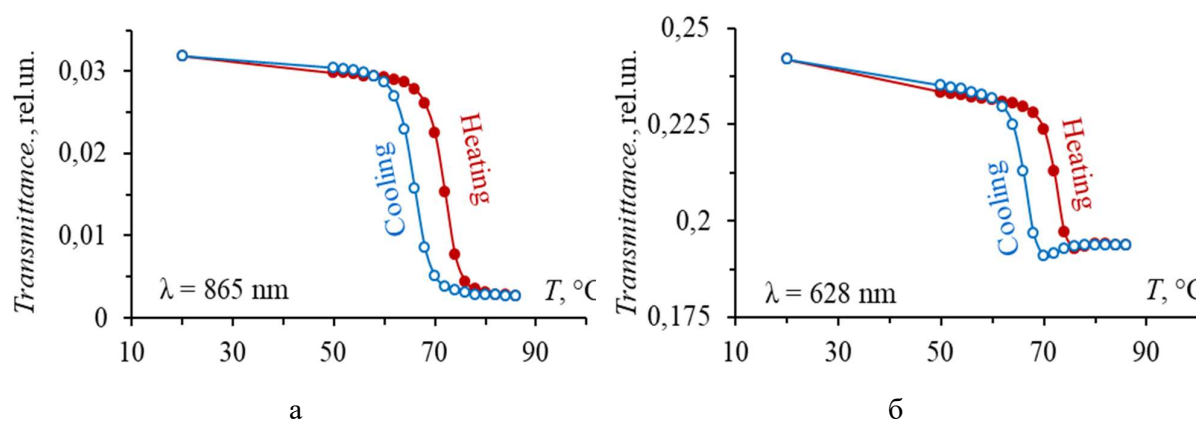


Рис. 5.12. Петли температурного гистерезиса пропускания для фотонно-кристаллической структуры ИК-диапазона на различных длинах волн  $\lambda = 865 \text{ нм}$  (а) и  $\lambda = 628 \text{ нм}$  (б).

Таким образом видно, что в фотонном кристалле ИК-диапазона, содержащем оптический полуволновой слой  $\text{VO}_2$  с градиентом толщины, также возможно перестраивать оптический резонанс Фабри-Перо, как параметрически за счёт изменения рабочей области вдоль градиента толщины функционального слоя  $\text{VO}_2$ , так и термически за счёт изменения действительной и мнимой компонент его комплексного показателя преломления.

## Основные результаты раздела 5

1. Показано, что при деперколяции тонких плёнок диоксида ванадия динамика изменения проводимости при фазовом переходе «полупроводник – металл» определяется шириной потенциальных барьеров между островками  $\text{VO}_2$ , которая увеличивается в результате уменьшения размеров самих островков при изменении типа кристаллической симметрии с моноклинной на тетрагональную, при этом проводимость меняется с металлической на активационную.

2. На основе градиентной по толщине плёнки  $\text{VO}_2$  изготовлена фотонно-кристаллическая структура с оптическим дефектом (оптический резонатор Фабри-Перо), в которой наблюдается возбуждение резонансных мод в виде стоячих волн внутри оптического слоя  $\text{VO}_2$ . Исследование оптического пропускания такой структуры показало, что спектральным положением моды Фабри-Перо можно управлять за счёт варьирования толщины оптического слоя-дефекта  $\text{VO}_2$  за счет пространственного перемещения оптического луча вдоль градиента толщины.

3. Показано, что в фотонно-кристаллических структурах на основе диоксида ванадия температурное изменение спектрального положения моды Фабри-Перо обусловлено изменением оптической толщины активного слоя  $\text{VO}_2$ , за счёт изменения показателя преломления в результате фазового перехода «полупроводник – металл» (изменение оптической разности хода лучей в резонаторе). Изменение действительной части комплексного показателя преломления  $\text{VO}_2$  приводит к спектральному сдвигу моды Фабри-Перо, а изменение мнимой части – к оптическому поглощению на резонансной длине волны.

4. Оптические характеристики фотонно-кристаллических структур на основе активных слоёв диоксида ванадия также демонстрируют температурный гистерезис, что свидетельствует о доминирующей роли структурного перехода Пайерлса I рода в слое  $\text{VO}_2$ .

Результаты, представленные в настоящем разделе, опубликованы в следующих работах: [A3], [A7], [A11], [A12], [A21], [A23–A26].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе приведены результаты экспериментальных и модельных исследований пространственно-неоднородных термо- и магнитооптических пленок, а также структур на их основе. Проведены исследования структурных, оптических, магниторезонансных, магнитооптических и термоэлектрических свойств синтезируемых плёнок и структур. Полученные результаты позволяют дополнить и расширить существующие фундаментальные и прикладные знания о термо- и магнитооптических эффектах в тонких плёнках и многослойных гетероструктурах в части влияния на них пространственных и размерных параметров толщины и планарной геометрии. На основе предложенных тонкоплёночных термо- и магнитооптических структур возможно создание высокоэффективных датчиков давления, температуры, магнитного поля, перемещения, поворота и т.д. Исследованные объекты и эффекты имеют перспективу для дальнейших исследований в части создания наноразмерных структур и композитов, а также совмещения их с плазмонными компонентами.

По итогам выполненных исследований можно сделать следующие 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 подрешёток.

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 ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зайцева М. А. Новые магнитные материалы – ферриты-гранаты / М. А. Зайцева, К. П. Белов // Успехи физических наук. – 1958. – Т. 66, № 9. – С. 62– 64.
2. Golubev L. V. Modelling of submicron magnetic element switching / L. V. Golubev, D. V. Kirin, A. Yu. Polozov, A. F. Popkov, V. G. Red'ko, N. V. Vorotnikova, K. A. Zvezdin // Proceeding of the Institute of Physics and Technology HAS. – 1997. – Vol. 13. – P. 1–7.
3. Tang D. D. Spin-valve RAM cell / D. D. Tang, P. K. Wang, V. S. Speriosu, S. Le, K. K. Kung // IEEE Trans. Magn. – 1995. – Vol. 31, No. 6. – P. 3206–3208.
4. Мокляк В. В. Исследования магнитных и электрических сверхтонких взаимодействий в эпитаксиальной пленке железиттриевого граната методом конверсионной электронной мессбауэровской спектроскопии / В. В. Мокляк // Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники. – 2015. – Т. 18, № 1. – С. 62–68.
5. Кудасов Ю. Б., Магнитооптические свойства висмутзамещенных пленок ферритов-гранатов в сильных импульсных магнитных полях / Ю. Б. Кудасов, М. В. Логунов, Р. В. Козабаранов, И. В. Макаров, В. В. Платонов, О. М. Сурдин, Д. А. Маслов, А. С. Коршунов, Е. Я. Попов, А. С. Светлов // Физика твердого тела. – 2018. – Т. 60, № 11. – С. 2166–2169.
6. Bogun P. V. Magnetostatic wave propagation in yttrium ferrite garnet bismuth containing films / P. V. Bogun, M. Yu. Gusev, P. E. Kandyba, V. A. Kotov, A. F. Popkov, V. G. Sorokin // Solid State Phys. – 1985. – Vol. 27, No. 6. – P. 2776–2778.
7. Тихонов В. В. Манделъштам-бриллюэновская спектроскопия нелинейных магнитоакустических резонансов в пленочной структуре ЖИГ–ГГГ / В. В. Тихонов, А. Н. Литвиненко, А. В. Садовников, С. А. Никитов // Известия РАН. Сер. физ. – 2016. – Т. 80, № 10. – С. 1389–1394.
8. Изотов А. В. Исследование датчика слабых магнитных полей на резонансной микрополосковой структуре с тонкой ферромагнитной пленкой / А. В. Изотов, Б. А. Беляев, П. Н. Соловьев, Н. М. Боев // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2018. – Т. 61, № 8. – С. 3–10.
9. Adachi N. Epitaxial  $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (001) films grown by pulsed laser deposition and reactive ion beam sputtering techniques / N. Adachi, V. P. Denysenkov, S. I. Khartsev, A. M. Grishin, T. Okuda // J. Appl. Phys. – 2000. – Vol. 88, No. 5. – P. 2734–2739.

10. Тихонов В. В. Спин-волновая диагностика эпитаксиальных феррит-диэлектрических структур / В. В. Тихонов, В. А. Губанов // Известия вузов. ПНД. – 2022. – Т.30, № 5. – С. 592–604.
11. Зигерт А. Д. Фрактальный анализ лабиринтной доменной структуры феррит-гранатовых пленок в процессе перемагничивания / А. Д. Зигерт, Г. Г. Дунаева, Н. Ю. Сдобняков // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2021. – № 13. – С. 134–145.
12. Горбованов, А. И. ЯМР и эффекты промежуточной валентности в примесных ферри- и ферромагнетиках на основе тройных соединений со структурой граната и шпинели : специальность 01.04.11 : диссертация ... кандидата физико-математических наук / Горбованов Александр Иванович. – Симферополь, 2014. – 125 с.
13. Ткалич, А. К. Влияние точечных дефектов и концентрационных неоднородностей на свойства монокристаллических пленок магнитных гранатов : специальность 01.04.10 : диссертация ... кандидата физико-математических наук / Ткалич Александр Константинович. – Москва, 1992. – 153 с.
14. Арзамасцева Г. В. Свойства обладающих магнитоэлектрическим эффектом эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов с (210)-ориентацией / Г. В. Арзамасцева, А. М. Балбашов, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, М. П. Темиряева, А. Г. Темиряев // ЖЭТФ. – 2015. – Т. 147, № 4. – С. 793–810.
15. Костишин В. Г. О некоторых методах индуцирования высококоэрцитивного состояния в эпитаксиальных пленках магнитных гранатов для термомагнитной записи информации / В. Г. Костишин, А. Т. Морченко, Д. Н. Читанов, В. М. Трухан // Известия вузов. Материалы электронной техники. – 2012. – Т. 59, № 3. – С. 29–35.
16. Протасов Е. А. Магнитометр на основе структуры высокотемпературный сверхпроводник-эпитаксиальная феррит-гранатовая пленка / Е. А. Протасов // Журнал технической физики. – 2019. – Т. 89, № 7. – С. 1130–1136.
17. Артемьев М. С. Магнитооптический эффект Фарадея в наноразмерных структурах на основе  $\text{BiY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , полученных методом магнетронного распыления / М. С. Артемьев, Ю. П. Сухоруков, А. В. Телегин, С. В. Наумов, С. С. Дубинин, А. П. Носов // Журнал радиоэлектроники. – 2025. – №. 11. – С. 1–15.
18. Merentsova K. A. The Kerr Effect in Nanosized  $\text{BiYiG}$  Structures on GGG and YAG Substrates / K. A. Merentsova, A. V. Telegin, Yu. P. Sukhorukov, I. D. Lobov, S. V. Naumov, S. S. Dubinin, A. P. Nosov // Diagnostics, Resource and Mechanics of materials and structures. – 2025. – Vol. 1, No. 415. – P. 44–55.

19. Телегин А. В. Магнитооптические эффекты в наноструктурах  $\text{VixY}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{r-Al}_2\text{O}_3$  / А. В. Телегин, Ю. П. Сухоруков, И. Д. Лобов, С. В. Наумов, Ю. В. Корх, С. С. Дубинин, К. А. Меренцова, М. С. Артемьев, А. П. Носов // *Физика твёрдого тела*. – 2025. – Т. 67, № 8. – С. 1508–1515.
20. Telegin A. V. Growth of thin-film magnetic nanostructures promising for spintronics applications / A. V. Telegin, Z. Z. Namsaraev, V. D. Bessonov, V. S. Teplov, A. V. Ognev // *Modern Electronic Materials*. – 2024. – Vol. 10, No. 1. – P. 51–57.
21. Telegin A. Dynamics of skyrmion textures in thin ferrimagnetic films / A. Telegin, M. Steblii, A. Ognev, V. Bessonov, S. Batalov // *Indian Journal of Physics*. – 2024. – Vol. 5. – P. 1–11.
22. Щепеткин, А. А. Физико-химический анализ оксидов на основе металлов переменной валентности / А. А. Щепеткин. – Москва : Наука, 1987. – 167 с.
23. Кикоин, И. К. Таблицы физических величин. Справочник (под ред. Кикоин И.К.) / И. К. Кикоин – Москва : Атомиздат, 1976. – 1008 с.
24. Вишнеvский В. Г. Отображение неоднородных магнитных полей пленками феррит-гранатов / В. Г. Вишнеvский, Р. М. Михерский, С. В. Дубинко // *Журнал технической физики*. – 2002. – Т. 72, № 2. – С. 96–98.
25. Lugovskoy N. Epitaxial films of garnet ferrite with anisotropy "easy plane" for magneto-optical eddy current flaw detection / N. Lugovskoy, V. Berzhansky, D. Glechik, A. Prokоров // *J. Phys.: Conf. Series*. – 2018. – No. 1124. – Art. 051063.
26. Ветошко П. М. Регистрация магнитокардиограмм крыс с помощью сенсора магнитного поля на основе феррит-гранатовых пленок / П. М. Ветошко, Н. А. Гусев, Д. А. Чепурнова, Е. В. Самойлова, А. К. Звездин, А. А. Коротаева, В. И. Белотелов // *Медицинская техника*. – 2016. – Т. 4, № 298. – С. 15–18.
27. Chen X. Y. Application of weak ferromagnetic  $\text{BiFeO}_3$  films as the photoelectrode material under visible-light irradiation / X. Y. Chen, T. Yu, F. Gao, H. T. Zhang, L. F. Liu, Y. M. Wang, Z. S. Li, Z. G. Zou, J. M. Liu // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 91, No. 2. – Art. 022114.
28. Ветошко П. М. Магнитомодуляционный сенсор магнитного поля на базе пленок феррита-граната для магнитокардиографических исследований / П. М. Ветошко, Н. А. Гусев, Д. А. Чепурнова, Е. В. Самойлова, И. И. Сыворотка, И. М. Сыворотка, А. К. Звездин, А. А. Коротаева, В. И. Белотелов // *Письма в ЖТФ*. – 2016. – Т. 42, № 16. – С. 64–71.

29. Малоземов, А. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами / А. Малоземов, Дж. Слонзуски ; перевод с англ. В. В. Волкова, С. А. Кижаяева – Москва : Мир, 1982. – 384 с.
30. Кузмичев А. Н. Особенности взаимодействия магнетонного Бозе-конденсата с акустическими модами в пленках железо-иттриевого граната / А. Н. Кузмичев, П. М. Ветошко, Г. А. Князев, В. И. Белотелов, Ю. М. Буньков // Письма в ЖЭТФ. – 2020. – Т. 112, № 11. – С. 749–753.
31. Мамонов Е. А. Магнитно-силовая и нелинейно-оптическая микроскопия приповерхностной доменной структуры эпитаксиальной пленки феррита-граната / Е. А. Мамонов, В. Б. Новиков, А. И. Майдыковский, М. П. Темирязева, А. Г. Темирязов, А. А. Федорова, М. В. Логунов, С. А. Никитов, Т. В. Мурзина // ЖЭТФ. – 2023. – Т. 163, № 1. – С. 41–49.
32. Масюгин, А. Н. Магнитоэлектрический эффект в пленках цериевого и висмутового феррита граната с редкоземельным замещением : специальность 1.3.8 : диссертация ... кандидата физико-математических наук / Масюгин Альберт Николаевич. – Красноярск, 2021. – 110 с.
33. Звездин, А. К. Магнитооптика тонких пленок / А. К. Звездин, В. А. Котов – Москва : Наука, 1988. – 189 с.
34. Головина Т. Г. Магнитооптические эффекты в различных кристаллических материалах, пленках, мезо- и наноструктурах / Т. Г. Головина, А. Ф. Константинова, Е. А. Евдищенко // Кристаллография. – 2021. – Т. 66, № 3. – С. 341–368.
35. Wettleing W. Optical absorption and Faraday rotation in yttrium iron garnet / W. Wettleing, B. Andlauer, P. Koidl, J. Schneider, W. Tolksdorf // Physica Status Solidi (b). – 1973. – Vol. 59, No. 1. – P. 63–70.
36. Рандошкин, В. В. Прикладная магнитооптика / В. В. Рандошкин, А. Я. Червоненкис – Москва : Энергоатомиздат, 1990. – 318 с.
37. Дудоров В. Н. Синтез и физические свойства монокристаллических пленок редкоземельных феррит-гранатов / В. Н. Дудоров, В. В. Рандошкин, Р. В. Телеснин // УФН. – 1977. – Т. 122, № 2. – С. 253–293.
38. Балбашов, А. М. Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах: Справочник / А. М. Балбашов, Ф. В. Лисовский, В. К. Раев ; под ред. Н. Н. Евтихиева, Б. Н. Наумова – Москва : Радио и связь, 1987. – 488 с.
39. Полулях С. Н. Ферромагнитный резонанс и упругие колебания в эпитаксиальных пленках феррит-граната иттрия / С. Н. Полулях, В. Н. Бержанский, Е. Ю.

Семук, В. И. Белотелов, П. М. Ветошко, В. В. Попов, А. Н. Шапошников, А. Г. Шумилова, А. И. Чернов // ЖЭТФ. – 2021. – Т. 159, № 2. – С. 307–314.

40. Патент № 2227941 Российская Федерация, МПК H01F 10/08 (2006.01), G11B 5/714 (2006.01). Способ формирования магнитного материала для записи информации с высокой плотностью : №2001115418/09 : заявл. 07.06.2001 : опубл. 27.04.2004. / Спичкин Ю. И., Тишин А. М. ; заявитель Общество с ограниченной ответственностью "Перспективные магнитные технологии и консультации" – 7 с. : ил. – Текст : непосредственный.

41. Смоленский, Г. А. Физика магнитных диэлектриков / Г. А. Смоленский – Ленинград : Наука, 1974. – 453 с.

42. Шарипов, М. З. Магнитооптические свойства редкоземельных ферритгранатов / М. З. Шарипов, Б. Ю. Соколов – Москва : LAP, 2014. – 120 с.

43. Шарипов М. З. Магнитная структура редкоземельных ферритов-гранатов / М. З. Шарипов, Б. Ю. Соколов, Д. Э. Хайитов // Приволжский научный вестник. – 2015. – Т. 44, № 4. – С. 7–10.

44. Арзамасцева, Г. В. Магнитооптическое исследование пленок ферритов-гранатов с компенсационными поверхностями сложного профиля : специальность 01.04.07 : диссертация ... кандидата физико-математических наук / Арзамасцева Галина Васильевна. – Москва, 1985. – 226 с.

45. Ветошко П. М. Магнитооптическая визуализация магнитных фаз в эпитаксиальной пленке феррита-граната вблизи точки компенсации / П. М. Ветошко, В. Н. Бержанский, С. Н. Полулях, Д. А. Сулова, А. В. Маширова, В. Г. Шаврова, Е. И. Павлюк // Радиотехника и электроника. – 2023. – Т. 68, № 4. – С. 391–395.

46. Звездин А. К. Магнитный резонанс в ферромагнетиках с точкой компенсации / А. К. Звездин, А. Ф. Попков // ФТТ. – 1974. – Т. 16, № 4. – С. 1082–1089.

47. Tolksdorf W. Compositional inhomogeneties along the growth direction of substituted yttrium iron garnet epilayers / W. Tolksdorf, G. Bartels, H. J. Tolle // Journal of Crystal Growth. – 1981. – Vol. 52. – P. 722–728.

48. Groshenko N. A. К вопросу об однородности висмут-содержащих эпитаксиальных пленок ферритгранатов / Н. А. Groshenko, В. В. Рандошкин, А. Н. Шапошников, А. В. Ширков // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, №5. – С. 935–937.

49. Камзин А. С. Исследования распределения катионов в поверхностном слое и объеме пленок замещенных ферритов-гранатов / А. С. Камзин, Ю. Н. Мальцев // ФТТ. – 1997. – Т. 39, № 7. – С. 1248–1252.

50. Suturin S. M. Role of gallium diffusion in the formation of a magnetically dead layer at the  $Y_3Fe_5O_{12}/Gd_3Ga_5O_{12}$  epitaxial interface / S. M. Suturin, A. M. Korovin, V. E. Bursian, L. V. Lutsev, V. Bourobina, N. L. Yakovlev, M. Montecchi, L. Pasquali, V. Ukleev, A. Vorobiev, A. Devishvili, N. S. Sokolov // *Physical Review Materials*. – 2018. – Vol. 2. – Art. 104404.
51. Levy M. Faraday rotation in iron garnet films beyond elemental substitutions / M. Levy, O. V. Borovkova, C. Sheidler, B. Blasiola, D. Karki, F. Jomard, M. A. Kozhaev, E. Popova, N. Keller, V. I. Belotelov // *Optica*. – 2019. – Vol. 6, No. 5. – P. 642–645.
52. Федоренко А. А. Профильный анализ пленок ферритов-гранатов методом оптической эмиссионной спектроскопии тлеющего разряда / А. А. Федоренко, В. Н. Бержанский, А. В. Каравайников, А. Н. Шапошников, А. Р. Прокопов // *Журнал технической физики*. – 2021. – Т. 91, № 2. – С. 352–357.
53. Шапошников А. Н. Свойства интерфейса монокристаллическая пленка висмут-содержащего феррита-граната - подложка ГГГ / А. Н. Шапошников, В. Н. Бержанский, А. Р. Прокопов, Е. Т. Милокова, А. В. Каравайников // *Ученые записки ТНУ им. В.И. Вернадского Серия “Физика”*. – 2009. – Т. 22, № 1. – С. 127–141.
54. Шредер Е. И. Электронная структура и оптические свойства сплавов Гейслера  $Mn_{2-x}Fe_{1+x}Al$  ( $x = -0.5, 0, 0.5, 1$ ) / Е. И. Шредер, А. В. Лукоянов, Р. Д. Мухачев, А. Н. Филанович, Ш. Даш, А. К. Патра, М. Васундхара // *Физика металлов и металловедение*. – 2023. – Т. 124, № 3. – С. 257–263.
55. Силантьев А. В. Влияние деформации на энергетический спектр и оптические свойства фуллерена  $C_{20}$  в модели Хаббарда / А. В. Силантьев // *Физика металлов и металловедение*. – 2018. – Т. 119, № 6. – С. 541–549.
56. Махнев А. А. Анизотропия оптических свойств гексагональных манганитов  $RMnO_3$  ( $R = Ho, Er, Tm, Yb$ ) / А. А. Махнев, Л. В. Номерованная // *Физика металлов и металловедение*. – 2013. – Т. 114, № 11. – С. 988–996.
57. Старостенко С. Н. Электрические и магнитные свойства “модели смешения бинарных гетерогенных систем” / С. Н. Старостенко, К. Н. Розанов, А. Н. Лагарьков // *Физика металлов и металловедение*. – 2021. – Т. 122, № 4. – С. 347–369.
58. Ильинский А. В. Природа электронной составляющей термического фазового перехода в пленках  $VO_2$  / А. В. Ильинский, О. Е. Кващенко, Е. Б. Шадрин // *Физика и техника полупроводников*. – 2012. – Т. 46, № 9. – С. 1194–1208.
59. Ильинский А. В. Закономерности формирования электропроводящих свойств окислов ряда Магнели / А. В. Ильинский, Е. Б. Шадрин // *Физика твердого тела*. – 2023. – Т. 65, № 3. – С. 460–471.

60. Ильинский А. В. Раздельное наблюдение электронного перехода Мотта и структурного перехода Пайерлса в диоксиде ванадия / А. В. Ильинский, А. А. Кононов, Е. Б. Шадрин // Физика твердого тела. – 2025. – Т. 67, № 4. – С. 704–710.
61. Квашенкина О. Е. Особенности электронного фазового перехода в диоксиде ванадия / О. Е. Квашенкина // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2012. – Т. 153, № 3. – С. 36–44.
62. Кузнецова Ю. В., Суриков Вад. И., Семенюк Н. А., Суриков Вал. И., Янчий С. В. Рентгеноструктурные и магнитные свойства диоксида ванадия  $VO_{2+x}$  и твердых растворов  $V_{1-x}Fe_xO_2$  / Ю. В. Кузнецова, Вад. И. Суриков, Н. А. Семенюк, Вал. И. Суриков, С. В. Янчий // Динамика систем, механизмов и машин. – 2018. – Т. 6, № 2. – С. 197–201.
63. Березина О. Я. Управление параметрами фазового перехода металлполупроводник в пленках нестехиометричного диоксида ванадия / О. Я. Березина, А. А. Величко, Л. А. Луговская, А. Л. Пергамент, Г. Б. Стефанович // Неорганические материалы. – 2007. – Т. 43, № 5. – С. 577–583.
64. Бугаев, А. А. Фазовый переход металл-полупроводник и его применение / А. А. Бугаев, Б. П. Захарченя, Ф. А. Чудновский – Ленинград : Наука, 1979. – 183 с.
65. Гибин И. С. Динамика сверхбыстрого фотоиндуцированного фазового перехода в диоксиде ванадия / И. С. Гибин, П. Е. Котляр // Прикладная физика. – 2019. – № 6. – С. 73–81.
66. Заварицкий Н. В. Электрон-фононное взаимодействие и характеристики электронов металлов / Н. В. Заварицкий // Успех физических наук. – 1972. – Т. 108, № 2. – С. 241–272.
67. Нгуен Т. Д. Влияние отжига на структурно-фазовые и электрофизические свойства пленок оксида ванадия / Т. Д. Нгуен, А. И. Занько, Д. А. Голосов, С. М. Завадский, С. Н. Мельников, В. В. Колос, Т. К. То // Доклады БГУИР. – 2021. – Т. 19, № 3. – С. 22–30.
68. Шаяпов В. Р., Яковкина Л. В. Характеристики фазового перехода в пленках диоксида ванадия, полученных химическим осаждением из газовой фазы / В. Р. Шаяпов, Л. В. Яковкина // Журнал физической химии. – 2019. – Т. 93, № 8. – С. 1153–1158.
69. Ильинский А. В. Фазовый переход и корреляционные эффекты в диоксиде ванадия / А. В. Ильинский, О. Е. Квашенкина, Е. Б. Шадрин // Физика и техника полупроводников. – 2012. – Т. 46, № 4, – С. 439–446.
70. Rise T. M. Comment on  $VO_2$ : Peierls or Mott-Hubbard? A view from band theory / T. M. Rise, H. Launois, J. P. Pouget // Phys. Rev. Lett. – 1994. – Vol. 73, No. 22. – P. 3042.

71. Мотт Н. Ф. Переходы металл-изолятор / Н.Ф. Мотт – Москва : Наука, 1979.– 342 с.
72. Пайерлс Р. Квантовая теория твердых тел / Пайерлс Р. ; пер. с англ. под ред. А. А. Абрикосова – Москва: Издательство иностранной литературы, 1956. – 260 с.
73. Мутилин С. В. Электрические и оптические переключения в наноструктурах диоксида ванадия, декорированных наночастицами золота / С. В. Мутилин, А. Е. Гайдук, Л. В. Яковкина, А. И. Комонов, Р. А. Соотс, К. Е. Капогузов, С. В. Голод, В. Я. Принц // Сибирский физический журнал. – 2023. – Т. 18, № 3. – С. 71–82.
74. Гуденаф Д. Магнетизм и химическая связь / Д. Гуденаф ; пер. с англ. под ред. Б. Е. Левина, С. С Горелика – Москва : Металлургия, 1966. – 328 с.
75. Pergament A. L. Electrical conductivity of vanadium dioxide switching channel / A. L. Pergament, P. P. Boriskov, N. A. Kuldin, A. A. Velichko // *Physica Status Solidi (B) Basic Research*. – 2010. – Vol. 247, No. 9. – P. 2213–2217.
76. Ilinskiy A. V. Comparative analysis of semiconductor-metal phase transition mechanisms in vanadium oxides ( $V_2O_3$  and  $VO_2$ ) / A. V. Ilinskiy, E. I. Nikulin, E. B. Shadrin // *Physics of Complex Systems*. – 2020. – Vol. 1, No. 3. – P. 113–122.
77. Неустроев И. Д. Тонкие пленки диоксида ванадия для применения в СВЧ-ключах с электрическим управлением / И. Д. Неустроев, Т. К. Легкова, А. А. Цымбалюк, А. Е. Комлев // *Изв. вузов России. Радиоэлектроника*. – 2023. – Т. 26, № 3. – С. 48–57.
78. Кузьмин Д. А. Отражение СВЧ-волн от слоя композита  $VO_2$ – $SiO_2$  в окрестности фазового перехода / Д. А. Кузьмин, М. О. Усик, И. В. Бычков, М. Г. Вахитов, Д. С. Клыгач // *Челябинский физико-математический журнал*. – 2023. – Т. 8, № 2. – С. 271–279.
79. Cueff S.  $VO_2$  nanophotonics / S. Cueff, J. John, Zh. Zhang, J. Parra, J. Sun, R. Orobtcouk, Sh. Ramanathan, P. Sanchis // *APL Photon*. – 2020. – Vol. 5, No. 11. – Art. 110901.
80. Cakir M. C. Unveiling the optical parameters of vanadium dioxide in the phase transition region: a hybrid modeling approach / M. C. Cakir, H. Kocer, Y. Durna, D. U. Yildirim, A. Ghobadi, H. Hajian, K. Aydin, H. Kurt, N. Saglam, E. Ozbay // *RSC Advances*. – 2020. – Vol. 50, No. 10. – P. 29945–29955.
81. Grandi F. Unraveling the Mott-Peierls intrigue in vanadium dioxide / F. Grandi, A. Amaricci, M. Fabrizio // *Physical Review Research*. – 2020. – Vol. 2, No. 1. – Art. 013298.
82. Wu Y. Depressed transition temperature of  $W_xV_{1-x}O_2$ : mechanistic insights from the X-ray absorption fine structure (XAFS) spectroscopy / Y. Wu, L. Fan, W. Huang, S. Chen, S. Chen, F. Chen, C. Zou, Z. Wu // *Phys. Chem. Chem. Phys*. – 2014. – Vol. 16. – P. 17705–17714.

83. Polyanskiy M. N. Refractiveindex.info database of optical constants / M. N. Polyanskiy // *Sci. Data.* – 2024. – Vol. 11, No. 94. – P. 1–19.
84. Beaini R. Thermochromic VO<sub>2</sub>-based smart radiator devices with ultralow refractive index cavities for increased performance / R. Beaini, B. Baloukas, S. Loquai, J. E. Klemberg-Sapieha, L. Martinu // *Sol. Energy Mater. Sol. Cells.* – 2020. – Vol. 205. – Art. 110260.
85. Ярош, Э. М. Структура и физические свойства соединений V<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>O<sub>2</sub> и FeV<sub>2</sub>O<sub>6</sub> : специальность 01.04.07 : диссертация ... кандидата физико-математических наук / Ярош Эмилия Михайловна. – Свердловск, 1987. – 165 с.
86. Шадрин Е. Б. О природе фазового перехода металл–полупроводник в диоксиде ванадия / Е. Б. Шадрин, А. В. Ильинский // *Физика твердого тела.* – 2000. – Т. 42, № 6. – С. 1092–1099.
87. Cavalleri A. Femtosecond structural dynamics in VO<sub>2</sub> during an ultrafast solid-solid phase transition / A. Cavalleri, Cs. Toth, C. W. Siders, J. A. Squier, F. Raksi, P. Forget, J. C. Kieffer // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – Vol. 87, No. 23. – Art. 237401.
88. Алиев Р. А. Влияние размера зерен на фазовый переход металл–полупроводник в тонких поликристаллических пленках диоксида ванадия / Р. А. Алиев, В. Н. Андреев, В. М. Капралова, В. А. Климов, А. И. Соболев, Е. Б. Шадрин // *Физика твердого тела.* – 2006. – Т. 48, № 5. – С. 874–879.
89. Осмоловская О. М. Получение наноразмерного диоксида ванадия на поверхности кремния и изучение его структуры после термообработки / О. М. Осмоловская, В. М. Смирнов // *Вестник СПбГУ. Сер. 4.* – 2009. – № 4. – С. 62–69.
90. Осмоловская О. М. Изучение наноструктурированного диоксида ванадия на поверхности кремния методом импедансной спектроскопии / О. М. Осмоловская, О. В. Глумов, Н. А. Мельникова, В. М. Смирнов // *Вестник СПбГУ. Сер. 4.* – 2008. – № 1. – С. 125–129.
91. Алиев, Р. А. Влияние условий синтеза на фазовый переход металл–полупроводник и его применение / Р. А. Алиев, В. А. Климов – Ленинград : Наука, 1979. – 183 с.
92. Хрущева, Т. А. Синтез и свойства оптических композитов с наноразмерными частицами диоксида ванадия : специальность 01.04.07 : диссертация ... кандидата физико-математических наук / Хрущева Татьяна Владиславовна. – Санкт-Петербург, 2010. – 175 с.

93. Gnawali R. Optical properties of titanium dioxide – vanadium dioxide multilayer thin-film structures / R. Gnawali, J. W. Haus, V. Reshetnyak, P. P. Banerjee, D. R. Evans // IEEE Research and Applications of Photonics In Defense Conference. – 2018. – P. 91–92.
94. Певцов А. Б. Переключение фотонной запрещенной зоны в трехмерных пленочных фотонных кристаллах на основе композитов опал – VO<sub>2</sub> в спектральной области 1.3 – 1.6 мкм / А. Б. Певцов, С. А. Грудинкин, А. Н. Поддубный, С. Ф. Каплан, Д. А. Курдюков, В. Г. Голубев // Физика и техника полупроводников. – 2010. – Т. 44, № 12. – С. 1585–1590.
95. Scotognella F. Vanadium oxide metal-insulator phase transition in different types of one-dimensional photonic microcavities / F. Scotognella // Front. Photonics. – 2023. – Vol. 4. – Art. 1081521.
96. Zhang Y. Recent Progress on Vanadium Dioxide Nanostructures and Devices: Fabrication, Properties / Y. Zhang, W. Xiong, W. Chen, Y. Zheng // Applications and Perspectives. Nanomaterials. – 2021. – Vol. 11, No. 2. – P. 338.
97. Soltani M. Optical switching of vanadium dioxide thin films deposited by reactive pulsed laser deposition / M. Soltani, M. Chaker, E. Haddad, R. V. Kruzelecky, D. Nikanpour // J. Vac. Sci. Technol. A. – 2004. – Vol. 22, No. 3. – P. 859–864.
98. Березина О. Я. Влияние способа изготовления и легирования на свойства плёнок оксидов ванадия / О. Я. Березина, В. П. Зломанов, Д. А. Кириенко, А. Л. Пергамент, С. С. Татевосян, Д. С. Яковлева // Современные проблемы науки и образования. – 2013. – № 4. – С. 1–9.
99. Шадрин Е. Б. Модификация диэлектрического отклика нанокристаллических пленок диоксида ванадия путем легирования никелем и вольфрамом / Е. Б. Шадрин, А. В. Ильинский, Р. А. Кастро, В. М. Капралова, А. А. Кононов, М. Э. Пашкевич // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2022. – Т. 15, № 4. – С. 7–31.
100. Li C. F. Band structure, ferroelectric instability, and spin–orbital coupling effect of bilayer  $\alpha$ -In<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> / C. F. Li, Y. Q. Li, Y. S. Tang, S. H. Zheng, J. H. Zhang, Y. Zhang, L. Lin, Z. B. Yan, X. P. Jiang, J.-M. Liu // J. Appl. Phys. – 2020. – Vol. 128. – Art. 231101.
101. Шестаков В. А. Термодинамическое моделирование процесса синтеза пленок оксидов ванадия и его экспериментальная реализация / В. А. Шестаков, В. А. Селезнев, С. В. Мутилин, В. Н. Кичай, Л. В. Яковкина // Журнал неорганической химии. – 2023. – Т. 68, № 5. – С. 651–657.
102. Creeden J. A. Growth and Characterization of Vanadium Dioxide/Niobium Doped Titanium Dioxide Heterostructures for Ultraviolet Detection / J. A. Creeden, S. E. Madaras, D.

B. Beringer, I. Novikova, R. A. Lukaszew // *Adv. Optical Mater.* – 2019. – Vol. 7, No. 23. – Art. 1901143.

103. Logachev V. N. Aerosol fluxing in electro arc metallization / V. N. Logachev, A. V. Kolomeichenko, Yu. A. Kuznetsov, R. Yu. Solovev, V. I. Denisov, S. N. Sharifullin // *ISTC-IETEM 2016. IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering.* – 2017. – Vol. 240. – Art. 012049.

104. Коломейченко А. В. Улучшение физико-механических свойств покрытий, полученных электродуговой металлизацией / А. В. Коломейченко, И. Н. Кравченко, В. Н. Логачев, Н. Н. Литовченко, А. Ф. Пузряков // *Строительные и дорожные машины.* – 2015. – № 7. – С. 25–29.

105. Минайчев, В. Е. Вакуумное оборудование для нанесения пленок / В. Е. Минайчев – Москва : Машиностроение, 1978. – 60 с.

106. Панфилов Ю. Нанесение тонких пленок в вакууме / Ю. Панфилов // *Технологии в электронной промышленности.* – 2007. – № 3. – С. 76 – 80.

107. Берлин, Е. В. Вакуумная технология и оборудование для нанесения и травления тонких пленок / Е. В. Берлин, С. А. Двинин, Л. А. Сейдман – Москва : Техносфера, 2007. – 176 с.

108. Иванов, А. Электронно-лучевое напыление: технология и оборудование / А. Иванов, Б. Смирнов // *Наноиндустрия. Промышленные технологии.* – 2012. – Т. 6, № 36. – С. 28–24.

109. Майссел, Л. Технология тонких плёнок: справочник: В 2 т. / Л. Майссел, Р. Глэнг ; пер. с англ. под ред. М. И. Елинсона, Г. Г. Смолко – Москва : Советское радио, 1977. – 662 с.

110. Королев М. А. Технология, конструкции и методы моделирования кремниевых интегральных микросхем: в 2 ч. / М. А. Королев, Т. Ю. Крупкина, М. А. Ревелева – Москва : БИНОМ. Лаборатория знаний, 2007. – 22 с.

111. Попов, В. К. Расчет и проектирование устройств электронной и ионной литографии / В. К. Попов, С. Н. Ячменев – Москва : Радио и связь, 1985. – 127 с.

112. Достанко, А. П. Плазменные процессы в производстве изделий электронной техники. Том 2 / А. П. Достанко, С. В. Бордусов, И. В. Свадковский – Минск : Амалфея, 2001. – 244 с.

113. Камлюк, С. В. Технологическое оборудование для микроэлектроники / С. В. Камлюк, В. С. Камлюк – Минск : РИПО, 2014. – 391 с

114. Боброва Ю. С. Фотолитография толстых слоев пленочного фоторезиста в полупроводниковой технологии изготовления плат силовых модулей / Ю. С. Боброва, М. Андроник, И. В. Китаев, В. И. Щербаков // *Наноинженерия*. – 2015. – № 9. – С. 8–13.
115. Porkolab G. A. Etch masks of semimetallic amorphous carbon thin films produced by electron-beam sublimation of graphitic carbon / G. A. Porkolab, E. D. Wolf // *J. Vac. Sci. Technol. B*. – 1992. – Vol. 10, No. 6. – P. 2681–2684.
116. Ветошко П. М. Влияние профиля дискового магнитного элемента на поле насыщения и шум магнитомодуляционного сенсора магнитного поля / П. М. Ветошко, А. К. Звездин, В. А. Скиданов, И. И. Сыворотка, И. М. Сыворотка, В. И. Белотелов // *Письма в ЖТФ*. – 2015. – Т. 41, № 9. – С. 103–110.
117. Guo X. Surface passivation via acid vapor etching enables efficient and stable solution-processed CdTe nanocrystal solar cells / X. Guo, Z. Rong, L. Wang, S. Liu, Z. Liu, K. Luo, B. Chen, D. Qin, Yu. Ma, H. Wu, L. Hou // *Sustainable Energy Fuels*. – 2020. – Vol. 4. – P. 399–406.
118. Ющук С. И. Применение феррогранатовых эпитаксиальных структур в сверхвысокочастотной электронике / С. И. Ющук, С. А. Юрьев, П. С. Костюк, В. И. Бондар // *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*. – 2005. – №3 . – С. 22–25.
119. Иванов С. Н. Технология ИЖГ-резонаторов для магнитоэлектрических СВЧ-устройств / С. Н. Иванов, М. И. Бичурин, Г. А. Семенов // *Вестник НовГУ*. – 2012. – Т. 2, № 73. – С. 97–100.
120. Sangwook L. Anomalously low electronic thermal conductivity in metallic vanadium dioxide / L. Sangwook, H. Kedar, Y. Fan, H. Jiawang, K. Changhyun, S. Joonki, L. Kai, W. Kevin, U. J. Jeffrey // *Science*. – 2017. – Vol. 355, No. 6323. – P. 371–374.
121. Rashidi A. Modeling photothermal induced bistability in vanadium dioxide/1D photonic crystal composite nanostructures / A. Rashidi, A. Hatef, A. Namdar // *Appl. Phys. Lett.* – 2018. – Vol. 113. – Art. 101103.
122. Liang J. The fabrication and visible–near-infrared optical modulation of vanadium dioxide/silicon dioxide composite photonic crystal structure / J. Liang, P. Li, X. Song, L. Zhou // *Appl. Phys. A*. – 2017. – Vol. 123, No. 12. – P. 794–801,
123. Sun M. A Photonic Switch Based on a Hybrid Combination of Metallic Nanoholes and Phase-change Vanadium Dioxide / M. Sun, M. Taha, S. Walia, M. Bhaskaran, S. Sriram, W. Shieh, R. R. Unnithan // *Sci Rep*. – 2018. – Vol. 8. – Art. 11106.

124. Akhmadeev A. A. Synthesis optimization of photonic crystals based on silicon and vanadium dioxides / A. A. Akhmadeev, E. V. Sarandaev, M. Kh. Salakhov // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2013. – Vol. 461, No. 1. – Art. 012022.

125. Chen Y. Pressure-Temperature Phase Diagram of Vanadium Dioxide / Y. Chen, S. Zhang, F. Ke, C. Ko, S. Lee, K. Liu, B. Chen, J. W. Ager, R. Jeanloz, V. Eyert, J. Wu // *Nano Lett.* – 2017. – Vol. 17. – P. 2512–2516.

126. Патент № 1158872 СССР МПК G01K 7/00(2006.01). Датчик температуры : № 3649702 : заявл. 20.05.1983 : опубл. 30.05. 1985. / Миллер В. И., Миллер И. И., Шепелев Н. В., Эберле С. Л., Шалай В. В., Соснин Б. А. ; заявитель Омский политехнический институт – 3 с. : ил. – Текст : непосредственный.

127. Патент № 1449836 СССР МПК G01B 7/00(2006.01), G01B 7/14(2006.01). Термический датчик : №3776847 : заявл. 26.07.1984 : опубл. 07.01.1989 / Бабкин Е. В., Дроботенко В. В., Чарыев А. А. ; заявитель Институт физики им. Л. В. Киренского. – 5 с. : 1 ил. – Текст : непосредственный.

128. Патент № 2467362 Российская Федерация МПК G02B 1/02, B82Y 20/00. Способ формирования термочувствительных нанокпозиционных фотонных кристаллов : №2011126905/28 : заявл. 30.06.2011: опубл. 20.11.2012 / Шахнов В. А., Панфилов Ю. В., Булыгина Е. В., Моисеев К. М., Янович С. В., Беседина К. Н., Власов А. И., Токарев С. В., Якимец Д. В. ; заявитель Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана" – 6 с. : 1 ил. – Текст : непосредственный.

129. Патент № 149920 Российская Федерация МПК С30В 30/00(2012.01). Магнитофотонный кристалл микрорезонаторного типа : № 2014149428/93 : заявл. 03.10.2014 : опубл. 20.01.2015 / Шапошников А. Н., Прокопов А. Р., Каравайников А. В., Харченко Н. Ф. ; заявитель Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского – 8 с. : 1 ил. – Текст : непосредственный.

130. Chiasera A. Coherent emission from fully Er<sup>3+</sup> doped monolithic 1-D dielectric microcavity fabricated by rf-sputtering / A. Chiasera, C. Meroni, F. Scotognella, Y. G. Boucher, G. Galzerano, A. Lukowiak, D. Ristic, G. Speranza, S. Valligatla, S. Varas, L. Zur, M. Ivanda, G. C. Righini, S. Taccheo, R. Ramponi, M. Ferrari // *Opt. Mater.* – 2019. – Vol. 87. – P. 107–111.

131. Berzhansky V. N. High-coercive garnet films for thermo-magnetic recording / V. N. Berzhansky, Y. V. Danishevskaya, A. S. Nedviga, H. T. Milyukova // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2016. – Vol. 741. – Art. 012187.

132. Логунов М. В. Эволюция петель гистерезиса пленок ферритов-гранатов при глубоком послойном травлении / М. В. Логунов, С. А. Никитов, А. И. Стогний, С. С. Сафонов, А. Г. Темиряев // Изв. РАН. Серия физ. – 2019. – Т. 83, №7. – С. 950–952.

133. Vetoshko P. M. Magnetization distribution near edge of YIG film core in fluxgate magnetometer / P. M. Vetoshko, V. A. Skidanov, A. L. Stempkovskiy // Sensor Letters. – 2013. – Vol. 11, No. 1. – P. 59–61.

134. Юрьев С. А. Изготовление пленочных феррогранатовых резонаторов химическим травлением / С. А. Юрьев, С. И. Ющук // Приборы и техника эксперимента. – 2013. – № 6. – С. 101–104.

135. Фомин Л. А. Исследование морфологии и магнитных свойств островковых пленок Fe с антиферромагнитным слоем / Л. А. Фомин, А. В. Черных, В. А. Березин, Е. А. Вилков // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2021. – № 2. – С. 34–44.

136. Сидорова С. Моделирование процесса формирования островковых тонких пленок / С. Сидорова, Л. Колесник // Наноиндустрия. – 2016. – Т. 65, № 3. – С. 64–70.

137. Бобровников Ю. А. Исследование неоднородности тонких пленок спектрофотометрическими методами / Ю. А. Бобровников, А. В. Козарь, К. В. Попов, А. Н. Тихонов, А. В. Тихонравов, М. К. Трубецков // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика, Астрономия. – 1997. – № 4. – С. 24–27.

138. Ноу-хау, Российская Федерация. Способ измерения толщины нанометровых эпитаксиальных плёнок феррит-гранатов : опубликовано 28.12.2021, свидетельство № 4 / Томилин С. В., Бержанский В. Н., Томилина О. А. ; правообладатель Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского"

139. Батавин В. В. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур / В. В. Батавин, Ю. А. Концевой, Ю. В. Федорович – Москва : Радио и связь, 1985. – 264 с.

140. Boboc P. C. PID-Based Temperature Stabilization for Silicon Photomultipliers Using Thermoelectric Cooling Devices / P. C. Boboc, O. E. Hutanu, A. M. Bragadireanu // Romanian Journal of Physics. – 2024. – Vol. 69, No. 906. – P. 1–8.

141. Хвалин А. Л. Обобщённая модель магнитной микроструктуры полосовых доменов в плёнках железо – иттриевого граната / А. Л. Хвалин // Вестник ТГУ. – 2013. – Т. 1, № 28. – С. 35–44.

142. Gribova N. I. Nanometer thick iron garnet films with high Faraday rotation / N. I. Gribova, S. V. Osmanov, S. D. Lyashko, I. A. Nauhatsky, P. V. Shilina, T. V. Mikhailova, S. N.

Polulyakh, V. N. Berzhansky, X. Wang, X. Han, V. I. Belotelov // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2025. – Vol. 614. – Art. 172683.

143. Томилин, С. В. Мультирезонансные магнитоплазмонные композиты и гетероструктуры : специальность 1.3.8 : диссертация ... доктора физико-математических наук / Томилин Сергей Владимирович. – Симферополь, 2024. – 260 с.

144. Старшинов И. Н. Особенности рельефа, формируемого на поверхности ферритов-гранатов облучением ионами  $AR^+$  средних энергий / И. Н. Старшинов, И. А. Мельничук, А. Г. Богомолов // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* – 2013. – № 6. – С. 80–84.

145. Томилин С. В. Особенности электропроводности nanoостровковых пленок Fe, Ni, Ti, Pt. гистерезис и ионно-полевые процессы / С. В. Томилин, В. Н. Бержанский, А. С. Яновский, О. А. Томилина // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* – 2016. – № 8. – С. 96–106.

146. Khramova A. E. Resonances of the magneto-optical intensity effect mediated by interaction of different modes in a hybrid magnetoplasmonic heterostructure with gold nanoparticles / A. E. Khramova, D. O. Ignatyeva, M. A. Kozhaev, S. A. Dagesyan, V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, S. V. Tomilin, V. I. Belotelov // *Opt. Express*. – 2019. – Vol. 27, No. 23. – Art. 33170.

147. Патент № 108243 Украина МПК C23C 14/04 (2006.01), C23C 14/00, B82B 3/00. Способ получения наночастиц на носителях : № a201300460 : заявл. 14.01.2013 : опубл. 20.01.2015 / Томилин С. В., Яновский А. С. – Текст : непосредственный.

148. Tomilina O. A. The Hybridization of Fabry–Perot and Tamm Modes in a Spatially Inhomogeneous Magneto-Photonic Crystal / O. A. Tomilina, A. L. Kudryashov, A. V. Karavaynikov, S. D. Lyashko, E. T. Milyukova, V. N. Berzhansky, S. V. Tomilin // *Bul. of RAS: Phys.* – 2024. – Vol. 88, No. 4. – P. 513–522.

149. Соколов Б. Ю. Доменная структура тонкой монокристаллической пластинки тербиевого феррита-граната вблизи точки магнитной компенсации / Б. Ю. Соколов, М. Д. Талабов, М. З. Шарипов // *Физика твердого тела*. – 2013. – Т. 55, № 55. – С. 278–283.

150. Соколов Б. Ю. Магнитооптические свойства феррита-граната  $Tb_3Fe_5O_{12}$  в окрестности температуры магнитной компенсации / Б. Ю. Соколов, М. З. Шарипов // *Физика твердого тела*. – 2014. – Т. 56, № 5. – С. 939–943.

151. Kudasov Yu. B. Inhomogeneous state of ferrimagnetic film near compensation point / Yu. B. Kudasov, R. V. Kozabaranov // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2019. – Vol. 1389. – Art. 012109.

152. Соколов Б. Ю. Влияние доменной структуры на эффект Фарадея в тербиевом феррите-гранате вблизи температуры магнитной компенсации / Б. Ю. Соколов, М. З. Шарипов // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2013. – Т. 56, № 7. – С. 110–114.

153. Федоров, А. С. Магнитооптические и микроволновые свойства пленок и гетероструктур на основе висмут- и тулий-замещенных ферритов со структурой граната : специальность 01.03.08 : диссертация ... кандидата физико-математических наук / Федоров Андрей Сергеевич. – Москва, 2025. – 112 с.

154. Шапошников А. Н. Свойства интерфейса монокристаллическая пленка висмут-содержащего феррита-граната – подложка ГГГ / А. Н. Шапошников, В. Н. Бержанский, А. Р. Прокопов, Е. Т. Милькова, А. В. Каравайников // Ученые записки Таврического национального университета имени В. И. Вернадского Серия «Физика». – 2009. – Т. 22, № 1. – С. 127–141.

155. Томилин С. В. Влияние ионно-стимулированной диффузии на профиль распределения элементов на интерфейсе “пленка–подложка” / С. В. Томилин, А. А. Федоренко, В. Н. Бержанский, О. А. Томила // Известия РАН. Серия физическая. – 2022. – Т. 86, № 5. – С. 655–661.

156. Il'yashenko E.I. Epitaxial Bi-content ferrite-garnet film memory / E. I. Il'yashenko, V. P. Klin, A. D. Nickolsky, A. G. Solovjov // J. Appl. Phys. – 1994. – Vol. 75. – P. 7104.

157. Bruckner W. Vanadium Dioxide / W. Bruckner, H. Opperman, W. F. Reichelt, E. I. Terukov, F. A. Tschudnovskii, // Akademie-Verlag, Berlin. – 1994. – Vol. 1983. – P. 252.

158. Ho D. J. Electrical and optical properties of VO<sub>2</sub> thin films grown on various sapphire substrates by using RF sputtering deposition / D. J. Ho, H. S. Seob, K. K. Hee, J. P. Woo, L. Hosun // Journal of the Korean Physical Society. – 2016. – Vol. 69, No. 12. – P. 1787–1797.

159. Tomilin S. V. Features of the Electrical Conductivity of Fe, Ni, Ti, and Pt Nanoisland Films: Hysteresis and Ion-Field Processes / S. V. Tomilin, V. N. Berzhansky, A. S. Yanovsky, O. A. Tomilina // J. Surf. Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2016. – Vol. 10, No. 4. – P. 868–877.

160. Ильинский А. Электрические и оптические явления в диоксиде ванадия вблизи фазового перехода полупроводник—металл / А. Ильинский, В. Климов, С. Ханян, Е. Шадрин // Известия РГПУ им. А.И. Герцена. – 2006. – Т. 15. – С. 100–120.

**СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ****Статьи в журналах из перечня ВАК:**

A1. 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

Tomilina O. A. Formation of Microstructures with a Given 3D-Profile Based on Epitaxial Films of Rare-Earth Iron-Garnet Using the Method of Ionic Etching / O. A. Tomilina, A. A. Syrov, S. V. Tomilin, V. N. Berzhansky // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2022. – Vol. 16, No. 5. – P. 843–846. DOI: 10.1134/S1027451022050378

A2. 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

Tomilin S. V., Structural, Optical, and Magnetic Characteristics of Iron-Garnet Films after Ion Etching / S. V. Tomilin, A. A. Syrov, T. V. Mikhailova, S. D. Lyashko, A. N. Shaposhnikov, A. G. Shumilov, E. Yu. Semuk, A. A. Fedorenko, V. N. Berzhansky, O. A. Tomilina // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2024. – Vol. 18, No. 5. – P. 1179–1192. DOI: 10.1134/S1027451024701003

A3. 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

Syrov A. A. Optical Resonators Based on Vanadium Dioxide Gradient Films / A. A. Syrov, S. D. Lyashko, A. L. Kudryashov, I. A. Nauhatsky, V. N. Berzhansky, S. V. Tomilin // Physics of Metals and Metallography – 2024. – Vol. 125, No. 12. – P. 1321–1326. DOI: 10.1134/S0031918X24601215

A4. 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

A5. 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

A6. 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

#### **Патенты:**

A7. 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.

A8. 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.

A9. 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.

#### **Тезисы докладов на конференциях:**

A10. Томилина О. А. Формирование гладкого профиля края эпитаксиальных плёнок феррит-гранатов методом ионного травления / О. А. Томилина, В. Н. Бержанский, С. В. Томилин, А. А. Сыров // XXV Международная конференция Взаимодействие ионов с поверхностью «ВИП-2021» [Труды ВИП-2021], Москва. – 2021. – Т. 1. – С. 148–150.

A11. Сыров А. А. Модификация свойств пленок ферритов гранатов методом ионно-плазменной обработки / А. А. Сыров, В. Н. Бержанский, С. В. Томилин // XIX Международная Конференция «Электромеханика, Электротехнологии, Электротехнические Материалы и Компоненты» [Труды МКЭЭЭ-2022], Алушта. – 2022. – С. 178–183.

A12. Томилин С. В. Диффузионные процессы при жидкофазной эпитаксии феррит-гранатов и их анализ / С. В. Томилин, В. Н. Бержанский, А. А. Федоренко, А. Н. Шапошников, О. А. Томилина, А. А. Сыров // XVIII Международная Конференция «Электромеханика, Электротехнологии, Электротехнические Материалы и Компоненты» [Труды МКЭЭЭ-2020], Алушта. – 2020. – С. 303–306.

A13. Томилин С. В. Влияние ионной обработки на свойства пленок редкоземельных феррит-гранатов / С. В. Томилин, А. А. Сыров, С. Д. Ляшко, В. Н. Бержанский // XXVI Международная конференция «Взаимодействие ионов с поверхностью» [Труды ВИП-2023], Ярославль. – 2023. – Т. 2. – С. 108–110.

A14. Сыров А. А. Влияние метода обработки поверхности на характеристики эпитаксиальных плёнок феррит-гранатов / А. А. Сыров, С. В. Томилин, Е. Ю. Семук, С. В. Османов, В. Н. Бержанский // XXV Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» [Труды НМММ-2024], Москва. – 2024. – С. 55–58.

A15. Сыров А. А. Исследование радиопоглощающих свойств мезо- и наноструктурных композитов волноводным методом / А. А. Сыров, В. В. Попов, С. В. Томилин // Доклады V научной конференции профессорско-преподавательского состава, аспирантов, студентов и молодых ученых «Дни науки КФУ им. В.И. Вернадского» [Сборник тезисов], Симферополь. – 2019. – С. 9–11.

A16. Syrov A. A. Modification of iron-garnet films properties by the method of ionic etching / A. A. Syrov, S. V. Tomilin, E. Yu. Semuk, V. N. Berzhansky // International Conference «Functional Materials» ICFM-2021 [Book of abstracts], Alushta. – 2021. – P. 209.

A17. Syrov A. A. The Model of Plasma Etching Using a Spherical Mask / A. A. Syrov, S. V. Tomilin, V. N. Berzhansky // International Conference «Functional Materials» ICFM-2023 [Book of abstracts], Foros. – 2023. – P. 129.

A18. Syrov A. A. VO<sub>2</sub> Films for Photonics Applications / A. A. Syrov, A. L. Kudryashov, A. V. Titov, V. N. Berzhansky, S. V. Tomilin // International Conference «Functional Materials» ICFM-2023 [Book of abstracts], Foros. – 2023. – P. 90.

A19. Томилин С. В. Плазмонный резонанс в асимметричных структурах на основе тонких плёнок Au / С. В. Томилин, С. Д. Ляшко, С. В. Османов, А. А. Сыров, О. А. Томилина, В. Н. Бержанский // XX Международная Конференция «Электромеханика,

Электротехнологии, Электротехнические Материалы и Компоненты» [Труды МКЭЭЭ-2024], Москва. – 2024. – С. 120–124.

A20. Сыров А. А. Термоуправляемые фотонные кристаллы / А. А. Сыров, С. В. Томилин, С. Д. Ляшко, А. Л. Кудряшов, В. Н. Бержанский // XX Международная Конференция «Электромеханика, Электротехнологии, Электротехнические Материалы и Компоненты» [Труды МКЭЭЭ-2024], Москва. – 2024. – С. 125–128.

A21. Казаков Д. Ю. Электрические и оптические свойства пленок  $\text{VO}_2$  / Д. Ю. Казаков, И. В. Бычков, В. А. Толкачев, А. П. Каманцев, А. А. Сыров, А. Л. Кудряшов // Всероссийская научная конференция с международным участием «Енисейская фотоника — 2024» [Сборник тезисов], Красноярск. – 2024. – С. 48–49.

A22. Сыров А. А., Томилин С. В., Томилина О. А. Формирование эллиптического профиля эпитаксиальной плёнки феррит-граната методом ионного травления / А. А. Сыров, С. В. Томилин, О. А. Томилина // XXVII Международная конференция «Взаимодействие ионов с поверхностью» [Сборник тезисов], Рязань. – 2025. – С. 97–100.

A23. Syrov A. A. The minimal period of the labyrinthine domain structure in the iron-garnet epitaxial films / A. A. Syrov, S. V. Tomilin, S. N. Polulyakh, N. V. Lugovskoy // IX Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» [Book of abstracts], Yuzhno-Sakhalinsk. – 2025. – P. 308–309.

A24. Syrov A. A. The influence of a percolation transition on the properties of  $\text{VO}_2$  films / A. A. Syrov, S. V. Tomilin, A. L. Kudryashov, O. A. Tomilina // International Conference «Functional Materials» ICFM-2025 [Book of abstracts], Foros. – 2025. – P. 53.

A25. Tomilin S. V. The gradient deposition in non-homogeneous flow from target with thin screen / S. V. Tomilin, A. A. Syrov, A. L. Kudryashov, O. A. Tomilina // International Conference «Functional Materials» ICFM-2025 [Book of abstracts], Foros. – 2025. – P. 85–86.

A26. Сыров А. А. Магнитные сенсоры для медико-биологической диагностики / А. А. Сыров, С. В. Томилин // VI международная конференция со школой молодых ученых «Физика — наукам о жизни» [Сборник тезисов], Санкт-Петербург. – 2025. – С. 122.

## **БЛАГОДАРНОСТИ**

Выражаю глубочайшую благодарность своему научному руководителю, заведующему кафедры экспериментальной физики Физико-технического института, доктору физ.-мат. наук, доценту Томилину Сергею Владимировичу за неоценимую помощь, терпение, мудрые советы и поддержку на протяжении всего времени работы над диссертацией.

Также выражаю отдельную признательность кафедре экспериментальной физики Физико-технического института за создание благоприятных условий для научного роста и помощь на всех этапах работы над диссертацией.