

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА**

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Найденов Павел Николаевич

**ФОРМИРОВАНИЕ ОДНО- И ДВУХРЕШЁТЧАТЫХ
МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАГНИТОПЛАЗМОННЫХ
КРИСТАЛЛОВ ИОННО-ЛУЧЕВЫМИ МЕТОДАМИ:
СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА**

Специальность: 01.04.03 — «Радиофизика»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н. Мурзина Татьяна Владимировна

Москва – 2021

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1 Современное состояние магнитооптики и области конструирования наноразмерных плазмонных гетероструктур	15
§ 1.1. Магнитооптические эффекты	17
§ 1.2. Магнитооптические эффекты в условиях плазмонного резонанса..	22
§ 1.3. Магнитолазмонные гетероструктуры	28
§ 1.4. Материалы магнитооптики	32
§ 1.5. Синтез пленок МПФГ	39
§ 1.6. Получение магнитолазмонных кристаллов и анализ их свойств...	46
§ 1.7. Постановка задачи.....	54
ГЛАВА 2 Ионно-лучевые методы формирования одномерных магнитолазмонных кристаллов золота / феррит-граната.....	56
§ 2.1. Комбинированный ионно-лучевой метод формирования плазмонных решеток на поверхности феррит-граната и экспериментальные исследования МПК структур	56
§ 2.2. Метод ионно-лучевого распыления-осаждения при формировании однородных наноразмерных пленок золота на поверхности эпитаксиального феррит-граната	61
§ 2.3. Минимизация радиационных повреждений при воздействии ионных пучков на поверхность феррит-граната и пленки золота	69
§ 2.4. Оптические и магнитооптические свойства 1D МПК.....	73
§ 2.5. Зависимость МО эффектов магнитолазмонных кристаллов от условий формирования плазмонной решетки.....	78
§ 2.6. Выводы по Главе 2	83
ГЛАВА 3 Одномерные капсулированные магнитолазмонные кристаллы	85
§ 3.1. Получение однородной пленки BIG методом ионно-лучевого распыления.....	87
§ 3.2. Капсуляция одномерных магнитолазмонных кристаллов методами ионно-лучевого распыления.	92

§ 3.3. Оптические и магнитооптические свойства капсулированных магнитоплазмонных кристаллов	97
§ 3.4. Выводы по Главе 3	108
ГЛАВА 4 Двухрешётчатые магнитоплазмонные кристаллы на основе золота и феррит-граната	109
§ 4.1. Применение ионно-лучевого метода распыления-осаждения при формировании двухрешетчатого МПК.....	110
§ 4.2. Оптические и магнитооптические свойства двухрешётчатых магнитоплазмонных кристаллов	116
§ 4.3. Выводы по Главе 4	124
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	126
БЛАГОДАРНОСТИ.....	129
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	130
СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ.....	133

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования

Современное развитие микро- и нанотехнологий привело к значительному прогрессу в области магнитоплазмоники – раздела физики, изучающего взаимодействие оптического излучения с микро- и наноструктурированными магнитными средами. В настоящее время в целом ряде работ экспериментально и теоретически показано, что в спектральной окрестности собственных резонансов возможно многократное усиление магнитооптического отклика структур, что представляет большой интерес для практических применений. Перспективным подходом в данной области является объединение в одной композитной структуре магнитного диэлектрика и плазмонного металла; в этом случае возбуждение плазмонного резонанса, сопровождающееся усилением локального электромагнитного поля на границе с магнитным диэлектриком, а также изменение закона дисперсии могут приводить к возрастанию магнитооптических эффектов. Периодическая модуляция структуры металлической или магнитной подсистем предоставляет широкие возможности для формирования спектра распространяющихся поверхностных плазменных электромагнитных волн, его управления с помощью внешнего магнитного поля [1-4]; такие структуры называются магнитными плазмонными (магнитоплазмонными) кристаллами (МПК).

Данная диссертационная работа посвящена развитию методов формирования и исследованию резонансных оптических и магнитооптических эффектов в новых видах МПК на основе слоев магнитного диэлектрика и субволновых решеток золота, изучению процессов резонансного взаимодействия электромагнитного излучения оптического диапазона с плазмонными и волноводными модами МПК [5]. Разработка новых типов МПК структур актуальна ввиду возможности создания на их основе планарных устройств для управления электромагнитным излучением [6]

оптического и ИК-диапазонов с помощью внешнего магнитного поля, что может быть использовано для разработки оптических и магнитооптических волноводных и плазмонных переключателей, сенсоров и фильтров. Важной является также проблема разработки новых видов МПК, развитие методов формирования объемных резонансных магнитоплазмонных структур, повышение добротности резонансных возбуждений и величины магнитооптического отклика. Решение данной проблемы требует развития новых технологических подходов и комплексного исследования их взаимодействия с электромагнитным излучением.

Целью диссертационной работы является разработка комбинированного метода ионно-лучевого распыления-осаждения для синтеза композитных металл-диэлектрических наноструктур с резонансными оптическими плазмонными и волноводными свойствами – магнитоплазмонных кристаллов, развитие метода для создания симметричных и двухрешетчатых магнитоплазмонных кристаллов и изучение особенностей их взаимодействия с электромагнитным излучением.

Для формирования новых магнитоплазмонных наноструктур в данной работе использован комбинированный метод ионно-лучевого распыления-осаждения, адаптированный для создания более сложных – т.н. капсулированных МПК, в которых пространственно-периодическая структура металла окружена магнитным диэлектриком, а также МПК, содержащих более чем одну дифракционную решетку. В первом случае ожидается изменение закона дисперсии плазмонных и волноводных мод в МПК за счет симметризации окружения плазмонной решетки, в результате чего можно ожидать появления новых добротных особенностей в ее оптическом и магнитооптическом спектрах. Изучение плазмонной наноструктуры с большим числом дифракционных решеток также является перспективным, т.к. это принципиально важно для развития трехмерной магнитоплазмоники.

В рамках данной цели были поставлены и решены следующие задачи:

1. Развить комбинированный метод ионно-лучевого распыления-осаждения для синтеза магнитоплазмонного кристалла, образованного плазмонной дифракционной решеткой золота на поверхности монокристаллического феррит-граната, имеющей высокое структурное качество и адгезию к феррит-гранату, низкую дефектность слоя граната. Смоделировать условия синтеза и определить оптимальные условия формирования магнитоплазмонного кристалла.

2. Изучить структурные, резонансные оптические и магнитооптические свойства синтезированных магнитоплазмонных кристаллов.

3. Сформировать капсулированные одномерные магнитоплазмонные кристаллы типа феррит-гранат/золото/феррит-гранат за счет синтеза поликристаллического слоя $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ над плазмонной дифракционной решеткой золота на поверхности монокристаллического феррит-граната.

4. Экспериментально исследовать резонансные спектральные свойства и модовый состав спектрального отклика капсулированных магнитоплазмонных кристаллов со структурой феррит-гранат/золото/феррит-гранат; выявить механизмы формирования особенностей их оптического и магнитооптического отклика.

5. Сформировать двухрешетчатые магнитоплазмонные кристаллы за счет нанесения второй плазмонной дифракционной решетки золота на поверхность поликристаллического слоя $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ капсулированного магнитоплазмонного кристалла.

6. Исследовать возможности усиления оптического и магнитооптического отклика двухрешетчатых магнитоплазмонных кристаллов при резонансном возбуждении в них плазмонных и волноводных оптических мод.

Объект и предмет исследования

Объектами исследования являются пространственно-периодические гетероструктуры на основе одномерной дифракционной решетки золота толщиной в несколько десятков нанометров, сформированной на поверхности пленки магнитного диэлектрика – монокристаллического висмут-замещенного феррит-граната (ФГ), аналогичные структуры с дополнительным капсулирующим слоем ФГ, поверх которого также удалось сформировать наноструктурированную пленку золота. Синтез таких структур потребовал развития физических основ метода комбинированного распыления-осаждения низкоэнергетическим широкоапертурным и высокоэнергетическим узкофокусированным пучками, выполнения численного моделирования процесса взаимодействия ионных пучков с металлами и ФГ.

Предметом исследования является взаимодействие электромагнитного излучения оптического диапазона с магнитоплазмонными структурами различной конструкции, изучение условий достижения резонансного усиления оптических и магнитооптических эффектов в таких структурах при возбуждении плазмонных и волноводных мод, выявление влияния структуры и состава МПК на спектр и эффективность их резонансного оптического отклика.

Методология исследования

При проведении экспериментальных исследований в ходе синтеза МПК применялись методы химического, плазмохимического травления и ионно-лучевого распыления-осаждения, термического отжига. Комбинирование процессов использовалось для получения тонких пленок золота с заданными геометрическими параметрами, нанесения капсулирующих плёнок феррит-граната и оксида тантала. Анализ структурных особенностей полученных образцов проводился методами оптической, растровой электронно-ионной, атомно-силовой микроскопии, а также с использованием рентгенофазового анализа. Исследование оптических и магнитооптических характеристик

осуществлялось методами частотно-угловой оптической спектроскопии в геометрии магнитооптических эффектов Керра, Фохта или Фарадея. Расчет оптимальных параметров синтеза структур при ионно-лучевой обработке проводился с помощью программного пакета моделирования расчета пробега ионов в твердых телах SRIM.

Научная новизна

1. Впервые экспериментально и на основании численного моделирования определены оптимальные параметры нанесения слоя золота на поверхность магнитного диэлектрика методом ионно-лучевого распыления-осаждения, обеспечивающие толщину интерфейсного слоя феррит-граната с нарушенной структурой менее двух-трех постоянных решетки подложки.

2. Предложен и впервые реализован метод формирования плазмонной дифракционной решетки золота на монокристаллическом феррит-гранате, обеспечивающий заданный профиль травления слоя золота высокоэнергетическим пучком ионов Ga^{+} за счет нанесения на его поверхность дополнительного алюминиевого экрана. Впервые продемонстрировано эффективное возбуждение в таких структурах плазменных поверхностных волн и волноводных мод, сопровождающееся резонансным усилением магнитооптического отклика.

3. Впервые с использованием комбинированного метода ионно-лучевого распыления-осаждения синтезированы симметричные (капсулированные) магнитоплазмонные кристаллы, состоящие из наноструктурированного слоя золота между монокристаллическим и поликристаллическим слоями феррит-граната. Впервые экспериментально показано, что оптические спектры пропускания капсулированных магнитоплазмонных кристаллов содержат спектрально близкие резонансные плазмонные моды разной добротности, соответствующие возбуждению симметричной и асимметричной плазмонных мод в тонкой дифракционной решетке золота.

4. Обнаружено, что в капсулированном магнитоплазмонном кристалле в спектральной окрестности симметричной плазмонной моды в геометрии магнитооптического эффекта Фохта достигается усиление магнитооптического контраста интенсивности прошедшего излучения, противоположное по знаку и в два раза превышающее значение магнитного контраста для асимметричной плазмонной моды.

5. Впервые синтезирован и исследован новый вид магнитоплазмонных кристаллов, состоящий из двух перфорированных слоев золота, разделенных слоем магнитного диэлектрика. Обнаружено, что даже при относительном смещении плазмонных решеток на половину периода друг относительно друга, в двухрешетчатом магнитоплазмонном кристалле наблюдается резонансное возбуждение плазмонных и волноводных мод, сопровождающееся усилением знакопеременного магнитного контраста.

Практическая значимость

В диссертационной работе предложен и реализован комбинированный метод ионно-лучевого формирования планарных наноструктур на основе пленок золота на поверхности магнитного диэлектрика, обеспечивающий высокую адгезию золота к феррит-гранату и его низкую дефектность в приграничной области. Эффективность метода продемонстрирована на примере формирования дифракционных решеток золота (толщиной 40-130 нм) на поверхности монокристаллического феррит-граната. Разработан метод изготовления магнитоплазмонных структур симметричного типа, в котором наноструктурированный слой золота расположен между слоями магнитного диэлектрика. Это позволяет управлять дисперсией возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, а также обеспечивает устойчивость структуры к внешним воздействиям, что перспективно для широкого круга применений. Продemonстрирована возможность формирования многослойных МПК на основе нескольких наноструктурированных слоев металла и феррита-граната.

Методами оптической и магнитооптической спектроскопии показано, что синтезированные МПК всех типов, в зависимости от их структуры, поддерживают возбуждение плазмонных и волноводных мод, в спектральной окрестности которых достигается многократное усиление магнитооптических эффектов. Это указывает на перспективность исследованных плазмонных магнитных структур, особенно капсулированных, для применения в качестве оптических и магнитооптических сенсоров.

Положения, выносимые на защиту

1. Комбинированный метод ионно-лучевого распыления – осаждения позволяет формировать наноструктурированный слой золота толщиной около 100 нм на поверхности как монокристаллического, так и поликристаллического феррит-граната, при этом пленка золота имеет хорошую адгезию к гранату и позволяет эффективно возбуждать поверхностные плазменные волны на границах раздела золота и диэлектрика.

2. В капсулированном магнитоплазмонном кристалле на основе плазмонной дифракционной решетки золота, расположенной между слоями монокристаллического и поликристаллического феррит-граната с близкими диэлектрическими свойствами, возможно формирование спектрально близких симметричной и асимметричной плазмонных волноводных мод, для которых реализуется резонансное усиление оптического отклика.

3. Возбуждение симметричной и асимметричной плазмонных мод в капсулированном магнитоплазмонном кристалле феррит-гранат/золото/феррит-гранат в геометрии эффекта Фохта приводит к усилению магнитооптического контраста интенсивности прошедшего излучения разного знака, при этом величина магнитооптического эффекта имеет тот же порядок по величине, что и в аналогичной структуре до капсуляции.

4. Комбинированный метод ионно-лучевого распыления-осаждения золота в сочетании с низкотемпературным отжигом поликристаллического

феррит-граната позволяет модифицировать структуру магнитоплазмонных кристаллов золото/феррит-гранат за счет добавления по крайней мере еще одной дифракционной решетки золота, при этом сохраняется возможность резонансного возбуждения поверхностных плазмонных мод и усиления оптического и магнитооптического отклика.

Личный вклад автора

Все результаты, представленные в диссертационной работе, получены автором лично, либо при его определяющем участии. При принципиальном участии автора диссертации были выполнены работы по синтезу методами ионно-лучевого распыления-осаждения и структурной характеристики одномерных магнитоплазмонных кристаллов, образованных пленкой монокристаллического магнитного диэлектрика с нанесенным поверх него слоем наноструктурированного золота. Исследование структурных и морфологических свойств магнитоплазмонных кристаллов методами сканирующей электронной и ионной микроскопии выполнено автором лично. Процесс создания МПК структур являлся многостадийным и цикличным, корректировка метода синтеза МПК структур проводилась после их структурного анализа на предыдущем шаге; весь цикл данных исследований выполнен автором с использованием высокотехнологичного оборудования. При проведении экспериментальных исследований спектроскопии оптических и магнитооптических свойств участие автора диссертации также было принципиальным. Он участвовал в расчетах дисперсии изготовленных МПК, которые проводились в рамках известных теоретических моделей. Автором диссертации самостоятельно выполнено моделирование распределения атомов в процессе формирования наноструктур методами ионно-лучевого распыления – осаждения, а также сравнительный анализ полученных результатов.

Достоверность результатов

Достоверность полученных результатов обусловлена использованием современных высокоточных методов обработки поверхностей и изготовления наноструктур, многократным повторением экспериментов и полученной при этом хорошей воспроизводимостью результатов. Исследования структуры и магнитооптических свойств магнитоплазмонных кристаллов проводились на современном научном оборудовании. Все экспериментальные приборы были откалиброваны и протестированы. Полученные в экспериментах величины качественно соответствуют теоретическим оценкам. Представленные автором математические выкладки и результаты моделирования являются логичными и обоснованными. Основные результаты диссертационной работы были доложены на одной всероссийской и восьми международных конференциях.

Апробация работы

По материалам работы были представлены доклады на следующих международных и всероссийских научных конференциях: V Международного симпозиума «Наноструктурные материалы-2016: Беларусь-Россия-Украина» (Минск, 2016), XX Международном симпозиуме «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2016), VII-й Всероссийской конференции молодых ученых «Микро-, нанотехнологии и их применение» (Черноголовка, 2017), XIII Международной конференции «Пленки и покрытия – 2017» (Санкт-Петербург, 2017), 2-й Международного форума «Техноюнити – Электронно-лучевые технологии для микроэлектроники» (Москва, 2017), VII Международной конференции «Фотоника и информационная оптика», (Москва, 2018), XXII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2018), XXIII Международной конференции НМММ (Москва, 2018), XXIII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2019).

Публикации

Основные результаты диссертации изложены в 17 печатных работах, в том числе в 4 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова, и 13 публикациях в сборниках трудов и тезисов конференций. Список работ автора приведен в конце диссертации перед списком литературы.

Структура, объем диссертации и краткое содержание диссертации

Работа состоит из введения, четырех глав (первая – обзор состояния магнитооптики в области конструирования наноразмерных плазмонных гетероструктур, вторая, третья и четвертая – оригинальные), заключения, раздела «Благодарности» и списка литературы. Работа изложена на 147 страницах, включает 47 рисунков, список цитированной литературы насчитывает 140 наименований.

Во введении обоснована актуальность выполненных исследований, сформулированы цели и задачи работы, научная новизна и практическая значимость результатов, представлены положения, выносимые на защиту.

В первой главе приведен обзор современных исследований в области магнитооптики (МО), кратко рассмотрены свойства основных МО материалов и их использование в устройствах микро- и нанoeлектроники. Проанализированы проблемы эффективности и способы усиления МО эффектов, в том числе при использовании МПК.

Вторая глава посвящена описанию метода формирования МПК с латеральными размерами $100\text{ мкм} \times 200\text{ мкм}$ (приоритетно) на основе ФГ пленки $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ или $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ толщиной 2–4 нм и плазмонной решетки золота толщиной 80–120 нм.

В третьей главе описаны предложенный и реализованный метод синтеза и основные свойства нового вида МПК состава $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Au}/(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, отличительной чертой которого является

близкая к симметричной структура, реализованная за счет формирования дополнительного капсулирующего слоя магнитного диэлектрика (BIG) поверх МПК

В четвертой главе представлены результаты изготовления и изучения структуры и оптических свойств двухрешётчатого МПК.

ГЛАВА 1

Современное состояние магнитооптики и области конструирования наноразмерных плазмонных гетероструктур

Магнитооптика – раздел оптики, изучающий явления, возникающие в результате взаимодействия оптического излучения с намагниченной средой. Наличие намагниченности изменяет дисперсионные зависимости материальных параметров сред и, следовательно, спектры коэффициентов отражения, пропускания, поглощения, а также приводит к изменению оптической анизотропии среды. Принцип действия устройств магнитооптики (МО) базируется на модуляции параметров светового пучка и отклонении направления его распространения в результате взаимодействия с магнитной средой, помещенной во внешнее управляющее магнитное поле. Описание магнитооптических эффектов в первую очередь основано на учёте зависимости тензора диэлектрической проницаемости ε_{ik} от напряженности магнитного поля, тогда как величина магнитной восприимчивости μ_{ik} для видимого и ближнего ИК диапазонов и в отсутствие резонансов может считаться близкой к единице. Если в отсутствие магнитного поля тензор диэлектрической проницаемости ε_{ik} симметричен, т.е. $\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ki}$, то при наличии магнитного поля H и, соответственно, намагниченности среды \vec{M} он перестаёт быть симметричным, появляются дополнительные недиагональные компоненты $\varepsilon_{ik}(H) = \varepsilon_{ki}(-H)$, линейные по магнитному полю (намагниченности).

Для прозрачной (непоглощающей) среды требование вещественности тензора ε_{ik} заменяется требованием его эрмитовости: $\varepsilon_{ki} = \varepsilon_{ik}^*$. Таким образом симметричная часть тензора ε_{ik} прозрачной намагниченной среды является вещественной, антисимметричная - мнимой. Вещественные компоненты тензора ε_{ik} должны соответствовать чётным функциям напряжённости магнитного поля (намагниченности), а мнимые - нечётным. Таким образом, линейная индуцированная магнитным полем добавка

к тензору диэлектрической проницаемости может быть представлена в виде антисимметричного тензора, который эквивалентен аксиальному вектору – вектору гирации, или вектору оптической активности (индуцированной магнитным полем), описывающему, в частности, круговую анизотропию намагниченных сред – неэквивалентность направлений магнитоиндуцированного вращения плоскости поляризации оптического излучения [7,8].

Для изотропной среды тензор диэлектрической проницаемости в линейном по намагниченности приближении записывается в виде [4]:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_2 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_2 \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} 0 & -g_z & g_y \\ g_z & 0 & -g_x \\ -g_y & g_x & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.1)$$

где ε_2 – диагональная компонента диэлектрической проницаемости, \vec{g} – вектор гирации, для которого в изотропной среде справедливо выражение $\vec{g} = a\vec{M}$, где a – константа. Часто при описании МО эффектов используют т.н. параметр Фохта $Q = g / \varepsilon_2$, для которого в большинстве случаев верно соотношение $|Q| \ll 1$.

Таким образом, при наличии недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости можно наблюдать поляризационные и интенсивностные линейные и нелинейные (по намагниченности среды) МО эффекты. Управление такими характеристиками МО эффектов как их спектральное положение, эффективность магнитооптического отклика положены в основу работы элементов, предназначенных для целей оптической связи, хранения и обработки информации, современных и будущих высокоточных устройств сенсорики.

§ 1.1. Магнитооптические эффекты

Магнитооптические эффекты можно разделить на две основные группы: наблюдаемые при прохождении света через намагниченную среду, и при его отражении от поверхности магнитного материала. При этом МО явления можно классифицировать по взаимной ориентации волнового вектора светового излучения \vec{k} , нормали к поверхности и вектора напряженности магнитного поля \vec{H} .

Для МО эффектов в проходящем свете можно выделить две геометрии расположения этих векторов: свет распространяется вдоль магнитного поля: $\vec{k} \parallel \vec{H}$ (геометрия магнитооптического Фарадея) и перпендикулярно полю: $\vec{k} \perp \vec{H}$ (геометрия Фойгта). Механизмом эффектов, связанных с воздействием магнитного поля на материал, является расщепление каждого уровня энергии атомов среды на два (эффект Зеемана). Соответственно, в спектрах поглощения атомов в присутствии магнитного поля наблюдаются две близко расположенные линии (Рис. 1.1 (а)); переход между этими линиями приводят к испусканию фотонов с правой и левой круговыми поляризациями. Различие населенностей этих подуровней и сил осцилляторов переходов, проявляющиеся в присутствии магнитного поля, приводит к асимметрии поляризуемостей и возникновению МО эффектов [4].

В области поглощения среды может наблюдаться эффект магнитного дихроизма, связанный с различием коэффициентов поглощения среды для противоположных направлений магнитного поля. В геометрии Фойгта дихроизм определяется различием коэффициентов поглощения линейно поляризованных компонент поля световой волны, плоскость поляризации которых параллельна и перпендикулярна магнитному полю (магнитный линейный дихроизм), в геометрии Фарадея - различным поглощением циркулярно поляризованных компонент (магнитный круговой дихроизм). Иначе говоря, эффекты, наблюдаемые при прохождении света, связаны

с двойным круговым преломлением, т.е. с различием комплексных показателей преломления циркулярных право- и лево-поляризованных волн. Действительная часть двулучепреломления [9] описывает поворот плоскости поляризации, а мнимая часть отвечает за появление эллиптической поляризации у изначально линейно поляризованного света. Действительно, если линейно поляризованную волну представить как сумму право- (+) и лево- (–) поляризованных по кругу волн, то первый из упомянутых эффектов будет связан с различием скоростей их распространения, а второй – с различием их коэффициентов поглощения [10].

Эти эффекты, являющиеся поляризационными аналогами поперечного и продольного эффекта Зеемана, характеризуются определенной спектральной зависимостью, анализ которой позволяет определить величину и характер зеемановского расщепления в тех случаях, когда оно мало по сравнению с шириной спектральной линии. Расщепление линий спектра поглощения связано с различием расщеплений дисперсионных кривых, характеризующих зависимость показателя преломления среды от длины волны излучения [11].

В твердых телах показатель преломления, как правило, монотонно возрастает с увеличением частоты света (нормальная дисперсия). Однако в окрестности линии поглощения такая монотонность нарушается. В магнитном поле в силу расщепления линии поглощения спектральные зависимости показателя преломления для лево- (n^-) и правополяризованного (n^+) по кругу света оказываются смещенными относительно друг друга (Рис. 1.1 (б)). Действительная часть разности ($n^+ - n^-$) (Рис. 1.8 (в)) вызывает фарадеевское вращение плоскости поляризации линейно поляризованного света [12].

Угол поворота на выходе из намагниченной среды вычисляется по формуле:

$$\theta = \theta_F z = \omega \Delta n z / c, \quad (1.1)$$

где θ_F – удельное фарадеевское вращение, ω – частота излучения, $\Delta n = (n^+ - n^-)/2$, z – длина распространения света в магнитной среде, c – скорость света. Для относительно малых магнитных полей коэффициенты n^- и n^+ можно считать линейной функцией магнитного поля H .

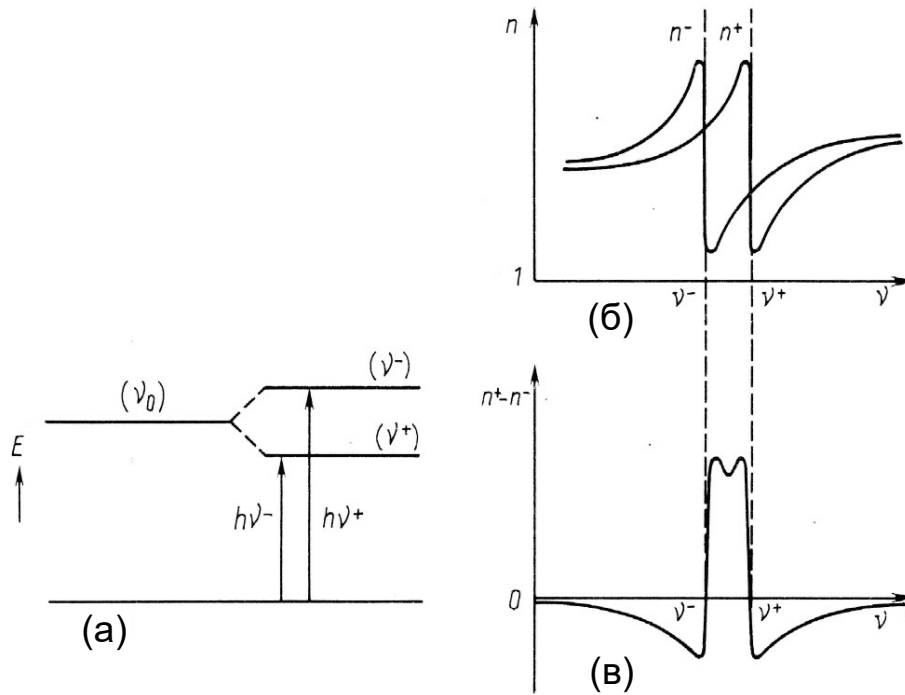


Рис. 1.1. (а) диаграмма энергетических уровней (слева – без магнитного поля, справа – в присутствии магнитного поля); (б) спектральная зависимость показателей преломления n^+ и n^- для лево- и правополяризованного по кругу света; (в) спектр разности n^+ и n^- , определяющий эффект Фарадея [10].

Величина θ_F для ферритов, легированных висмутом, достигает единиц градусов на микрон. При изменении направления вектора намагниченности на противоположное знак θ также изменяется; схематично эффект Фарадея представлен на Рис. 1.2. В видимом диапазоне для прозрачных магнетиков удельное фарадеевское вращение достигает 10 град/мкм при коэффициенте поглощения $10^2 - 10^3 \text{ см}^{-1}$. В ближнем ИК-диапазоне вращение на один-два порядка ниже, однако, оптическая прозрачность возрастает на два-три порядка [10].

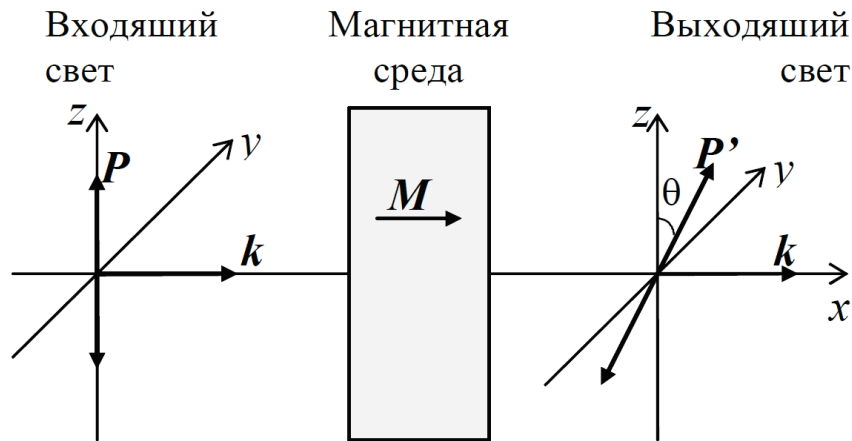


Рис. 1.2. Эффект Фарадея [13]. P – плоскость поляризации излучения, θ – угол поворота на выходе из намагниченной среды, k – волновой вектор.

При отражении от поверхности МО материала различают полярный, меридиональный (продольный) и экваториальный (поперечный) эффекты Керра. При полярном (вектор \vec{M} лежит в плоскости падения света и перпендикулярен поверхности материала) и меридиональном (вектор \vec{M} направлен вдоль прямой, образованной пересечением поверхности материала и плоскости падения света) эффектах Керра происходит вращение плоскости поляризации отраженного света, сопровождающееся появлением эллиптичности.

При экваториальном эффекте Керра (вектор \vec{M} перпендикулярен плоскости падения света и лежит в плоскости поверхности МО материала) изменяется интенсивность отраженного света, но поворота плоскости поляризации не происходит (Рис. 1.3). Экваториальный эффект Керра наблюдается при отражении от магнитных сред с поглощением и характеризуется магнитным контрастом:

$$\delta = \frac{I(+M) - I(-M)}{I(+M) + I(-M)}, \quad (1.3)$$

где $I(+M)$ и $I(-M)$ – интенсивности отраженного света при противоположных направлениях намагниченности. Если от границы раздела вакуум/магнитный

диэлектрик отражается p -поляризованное излучение, то для величины экваториального эффекта Керра справедливо соотношение [4]:

$$\delta = 2\text{Im}p_{12}^p, \quad p_{12}^p = \frac{r_{12}^p Q \sin\Phi}{2(\varepsilon_2 - \sin^2\Phi)^{1/2}}, \quad r_{12}^p = \frac{\varepsilon_2 \cos\Phi - \sqrt{\varepsilon_2 - \sin^2\Phi}}{\varepsilon_2 \cos\Phi + \sqrt{\varepsilon_2 - \sin^2\Phi}}, \quad (1.4)$$

где p_{12}^p – коэффициент отражения на границе раздела сред, обозначенных индексами 1 и 2, определяемый формулами Френеля, Φ – угол падения, ε_1 и ε_2 – диэлектрические проницаемости граничащих сред. Магнитный контраст для пленок Ni и Co в видимом диапазоне имеет характерные значения $\delta \sim 10^{-3}$ [4].

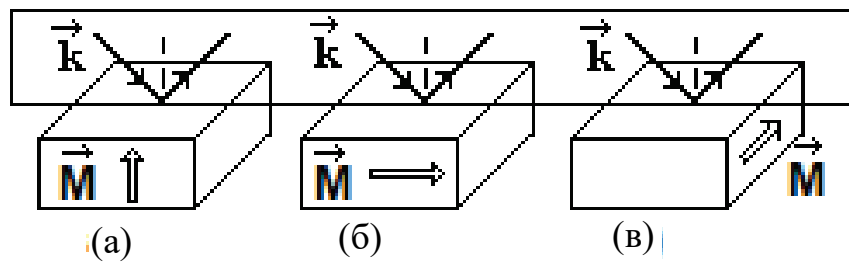


Рис. 1.3. Эффект Керра. (а) – полярный, (б) – меридиональный, (в) – экваториальный.

При падении света на поверхность тонкой магнитной пленки под некоторым углом возможно наблюдать явление прохождения света с модуляцией его интенсивности. Эффект аналогичен экваториальному эффекту Керра, который, однако, должен отсутствовать для бесконечно тонкой свободной пленки ферромагнетика [14]. Наличие двух неэквивалентных по своим свойствам границ раздела материалов (с неодинаковыми характеристиками сред) приводит к появлению различных коэффициентов отражения, что, в свою очередь, влечёт линейное по намагниченности изменение интенсивности проходящего света.

§ 1.2. Магнитооптические эффекты в условиях плазмонного резонанса

Поверхностным плазмон-поляритоном (ППП), (Surface plasmon polariton SPP), называется поверхностная электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль границы раздела сред, с металлической проводимостью и диэлектрика. Интенсивность такой волны экспоненциально убывает при удалении от границы раздела вглубь обеих сред. Термин поверхностных электромагнитных волн был введен в работе Зоммерфельда как одно из решений уравнений Максвелла [15].

В 1902 году Вуд, проводя измерения спектров отражения р-поляризованного света от металлической дифракционной решетки, обнаружил узкие спектральные особенности, меняющие свое положение в зависимости от угла падения зондирующего излучения [16]. Для s-поляризации данного эффекта отмечено не было. Этими результатами заинтересовались Релей и Фано, которые попытались их объяснить, используя теорию дифракции [17,18]. Предполагалось, что особенности спектра возникают в том случае, когда свет после падения на решетку дифрагирует в направлении, параллельном поверхности образца. Данный процесс описывается формулой дифракции, если приравнять угловое направление на максимум m -го порядка к $\pm 90^\circ$:

$$k \sin \theta + m \frac{2\pi}{d} = k \sin \theta_m, \quad \theta_m = 0 \Rightarrow \sin \theta = \pm 1 - m \frac{\lambda}{d}, \quad (1.5)$$

где θ – угол падения, d – период решетки, θ_m – угол, соответствующий направлению на максимум m -го порядка, и λ – длина волны излучения. Однако в рамках данного подхода не удалось получить согласия с экспериментальными результатами. Так, не удалось объяснить ни смещение спектров отражения от разных по материалу, но одинаковых по геометрии решеток, ни различие спектров для s- и р- поляризованного излучения.

В 60-х годах XX века Тенгом и Штерном были проведены исследования угловых спектров отражения от дифракционной решетки и возбуждения в ней ППП [19]. В их работе наблюдались особенности, схожие с аномалиями Вуда. Спустя год была представлена картина зависимости дифракционных максимумов для p -поляризованного света. Спектральное положение пиков интенсивности зависело от угла падения излучения на дифракционную решетку, что соответствовало возбуждению ППП и передаче энергии в дифракционные максимумы [20].

Дисперсия поверхностных плазмон-поляритонов

Рассмотрим границу раздела двух сред с комплексными диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' + i\varepsilon_1''$ и $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2''$, на которую падает p -поляризованная поперечная электромагнитная волна с частотой ω , имеющая проекцию k_x на ось x (система координат приведена на рис. 1.4). Поверхностной будет волна, распространяющаяся вдоль границы раздела этих двух сред и экспоненциально затухающая по направлению нормали z в обеих граничащих средах. Обозначим волновые вектора в первой и второй среде как k_1 , k_2 , и k_{xi} , k_{zi} - их проекции на оси x и z соответственно ($i=1,2$). Запишем выражения для магнитных и электрических полей в двух граничащих средах и заметим, что их амплитуда не зависит от координаты y из соображений симметрии.

$$z > 0 \quad \vec{H}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ H_{y1} \\ 0 \end{pmatrix} e^{-i(\omega t - k_{x1}x - k_{z1}z)}, \quad \vec{E}_1 = \begin{pmatrix} E_{x1} \\ 0 \\ E_{z1} \end{pmatrix} e^{-i(\omega t - k_{x1}x - k_{z1}z)} \quad (1.6)$$

$$z < 0 \quad \vec{H}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ H_{y2} \\ 0 \end{pmatrix} e^{-i(\omega t - k_{x2}x - k_{z2}z)}, \quad \vec{E}_2 = \begin{pmatrix} E_{x2} \\ 0 \\ E_{z2} \end{pmatrix} e^{-i(\omega t - k_{x2}x - k_{z2}z)} \quad (1.7)$$

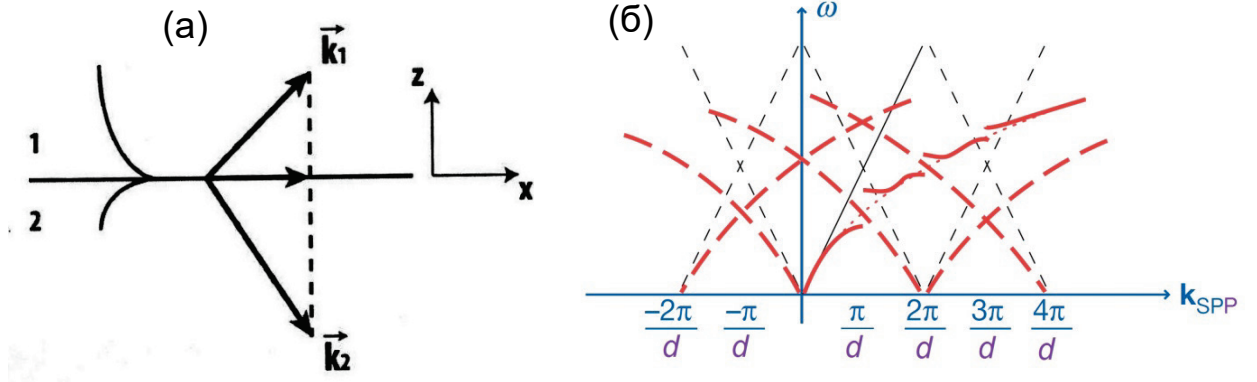


Рис. 1.4. (а) Схема распространения ППП на границе раздела сред 1 и 2; сплошной линией показано распределение амплитуды электрического поля вдоль нормали к границе раздела. (б) Черные тонкие линии – закон дисперсии света в вакууме, пунктирная красная кривая – закон дисперсии ППП на гладкой поверхности металла, красная сплошная – дисперсионная зависимость ППП на периодической металлической структуре [21].

Эти поля должны соответствовать уравнениям Максвелла в каждой из сред ($i=1,2$):

$$\text{rot } \vec{H}_i = \varepsilon_i \frac{1}{c} \frac{\partial E_i}{\partial t} \quad (1.8)$$

$$\text{rot } \vec{E}_i = -\frac{1}{c} \frac{\partial H_i}{\partial t} \quad (1.9)$$

$$\text{div } \vec{H}_i = 0 \quad (1.10)$$

$$\text{rot } \varepsilon_i \vec{E}_i = 0 \quad (1.11)$$

и граничным условиям для нормальной и тангенциальной компонент электрического и магнитного полей при $z = 0$:

$$H_{y1} = H_{y2}, \quad E_{x1} = E_{x2}, \quad \varepsilon_1 E_{z1} = \varepsilon_2 E_{z2}. \quad (1.12)$$

Условие возбуждения поверхностной волны соответствует равенству тангенциальных компонент волновых векторов электромагнитной волны в обеих средах и волнового вектора ППП, $k_{x1} = k_{x2} = k_{spp}$. Уравнение (1.8) с учетом (1.6) и (1.7), а также граничных условий, примет вид:

$$k_{z1}H_{y1} = \varepsilon_1 \frac{\omega}{c} E_{x1}, \quad k_{z2}H_{y2} = -\varepsilon_2 \frac{\omega}{c} E_{x2} \quad (1.13)$$

отсюда, используя (1.12), получаем:

$$\frac{k_{z1}}{\varepsilon_1} = \frac{k_{z2}}{\varepsilon_2}. \quad (1.14)$$

Из уравнений (1.8) и (1.9) получаем соотношение $k_i^2 = k_{spp}^2 + k_{zi}^2 = \varepsilon_i(\omega/c)^2$.

Подставив данное соотношение в (1.14), получим закон дисперсии:

$$k_{spp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, \quad (1.15)$$

Из (1.15) можно получить соотношения для вещественных частей диэлектрических проницаемостей сред, для которых возможно возбуждение ППП: $\varepsilon_1' < 0$, $\varepsilon_2' > 0$, $|\varepsilon_1'| > |\varepsilon_2'|$, или аналогичные условия с заменой индексов $1 \leftrightarrow 2$. Эти условия выполнимы, например, если одна среда – металл, и частота электромагнитной волны соответствует области частот меньше плазменной $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m_e}$, а другая среда – диэлектрик. Для многих металлов в области оптических частот мнимая часть диэлектрической проницаемости значительно меньше действительной, $-\varepsilon_1' \gg \varepsilon_1''$ [22,23]. С другой стороны, известно, что феррит-гранаты обладают высокой прозрачностью в ближнем ИК диапазоне [10]. Тогда без учета поглощения в диэлектрике выражение (1.15) можно представить следующим образом [24]:

$$k_{spp} = k_{spp}' + i k_{spp}'' \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1' \varepsilon_2}{\varepsilon_1' + \varepsilon_2}} + i \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_1' \varepsilon_2}{\varepsilon_1' + \varepsilon_2} \right)^{3/2} \frac{\varepsilon_1''}{2(\varepsilon_1')^2} \quad (1.16)$$

Из полученного закона дисперсии для ППП следует, что величина волнового вектора k_{spp} больше тангенциальной компоненты падающего света

($k_0 = \omega/c$.) Другими словами, ППП невозможно возбудить при облучении поверхности металла светом, падающим на границу раздела из открытого пространства. Поэтому для возбуждения ППП приходится использовать особые оптические схемы, призмные [25,26] или дифракционные [27].

Общеизвестны две призмные схемы возбуждения ППП – Отто и Кречмана (Рис. 1.5) Преобразование света в ППП призмным методом основано на явлении нарушенного полного внутреннего отражения при падении p -поляризованного излучения (поляризованного в плоскости падения) со стороны оптически более плотной среды. Угол падения θ выбирается из условия $\theta > \arcsin\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_3}\right)^{1/2}$, $\varepsilon_1 < \varepsilon_3$, где ε_3 – диэлектрическая проницаемость материала призмы, ε_1 – диэлектрическая проницаемость среды, из которой падает излучение. Этим методом ППП возбуждается на гладкой поверхности металла, граничащего с воздухом, при этом оказывается возможным выполнить условие фазового синхронизма тангенциальной компоненты волнового вектора электромагнитной волны, падающей со стороны призмы, и волны ППП. [28]. Эффективность преобразования падающего объемного излучения в ППП в схеме Отто, чаще применимой для ИК-области спектра, достигает десятых долей, а в геометрии Кречмана для видимого света практически доходит до 1 [29].

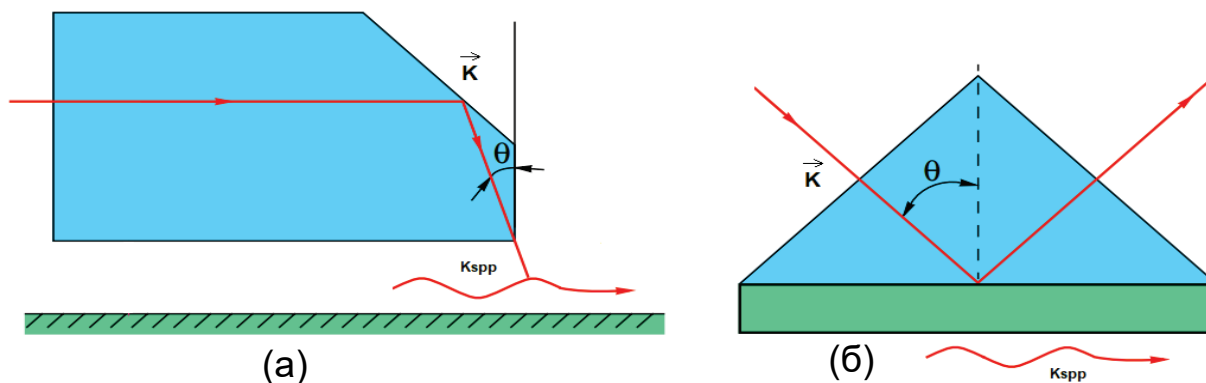


Рис. 1.5. Схемы возбуждения ППП [30]: (а) Призмный метод возбуждения ППП в геометрии Отто и (б) в геометрии Кречмана.

Возбуждение ППП падающим излучением за счет добавления векторов обратной решетки к x -проекции волнового вектора показано на Рис. 1.6.

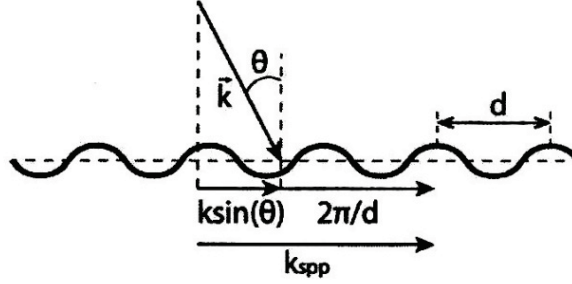


Рис. 1.6. Схема возбуждения ППП на металлической периодической структуре.

При этом должно выполняться соотношение, аналогичное закону сохранения импульса, или условие квазисинхронизма:

$$k_{spp} = k_0 \sin \theta + m \frac{2\pi}{d}, \quad (1.17)$$

где θ – угол падения излучения, m – целое число, порядок моды, $2\pi/d$ – модуль вектора обратной решетки. Рассматривается случай, когда плоскость падения излучения параллельна вектору обратной решетки.

Из условия (1.17) для малых углов падения ($\sin \theta \approx 0$) можно получить:

$$\theta(\lambda) = \sqrt{\frac{\epsilon'_1 \epsilon_2}{\epsilon'_1 + \epsilon_2}} - m \frac{\lambda}{d}, \quad (1.18)$$

откуда следует, что если пренебречь дисперсией диэлектрической проницаемости, зависимость $\theta(\lambda)$, соответствующая возбуждению ППП, будет иметь наклон m/d , зависящий только от периода структуры и порядка возбуждения плазмон-поляритона.

Закон дисперсии волноводных мод

Волноводными модами (ВМ) называют электромагнитные возбуждения, распространяющиеся в тонкой (толщина сравнима с длиной волны) пленке и образующие стоячую волну в направлении нормали к ее поверхности. Для существования ВМ необходимо, чтобы ее волновой вектор k_x был больше, чем волновые вектора в граничащих с пленкой средах, для этого достаточно условия, что показатель преломления пленки был больше, чем показатель преломления сред, граничащих с пленкой. ВМ также можно возбудить, используя дифракционную решетку на поверхности пленки. При этом так же, как в случае ППП, должно быть выполнено условие квазисинхронизма:

$$k_x = k_0 \sin \theta + m \frac{2\pi}{d}. \quad (1.19)$$

Учитывая периодичность волноводной моды в направлении, перпендикулярном слою магнитного материала, а также граничные условия на границах раздела, для малых углов падения электромагнитной волны можно получить соотношение:

$$\theta(\lambda) = \sqrt{\varepsilon_2 - \left(\frac{n\lambda}{2h}\right)^2} - m \frac{\lambda}{d}, \quad (1.20)$$

где n - порядок волноводной моды.

§ 1.3. Магнитоплазмонные гетероструктуры

Активное изучение магнитооптических свойств плазмонных наногетероструктур проводится с начала XXI века [1,2,5,31-39]. Наличие дифракционной металлической решетки субволнового периода позволяет возбуждать в таких структурах ППП и наблюдать их влияние на эффективность магнитооптических эффектов. Реализация в одной структуре возможности возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, а также наличие в ее составе магнитного материала для

магнитоиндуцированного контроля за их дисперсией, позволяет классифицировать их как магнитные плазмонные кристаллы.

Ранее было исследовано несколько различных видов магнитоплазмонных кристаллов: одномерные никелевые перфорированные пленки [31]; трехслойные системы Au/Co/Au, выполненные в виде двумерной решетки нанодисков на поликарбонатной подложке [33]; золотые диски на трехслойной Au/Co/Au пленке [40]; двумерные магнитные кобальтовые пленки на коллоидном кристалле из полиметилметакрилата [35]; сверхрешеточных структур InGaAs/InAlAs [37]; двумерные МПК, сформированные пучками галлия в ФГ пленке [41]. Помимо необходимости достижения большой величины магнитооптической активности, большой проблемой всех магнитооптических устройств является их низкая добротность. Применение ферромагнитных металлов ведет к большим оптическим потерям, построение МО структур на основе благородных металлов и полупроводников приводит к необходимости использования больших магнитных полей (единицы тесла). Поэтому МПК на основе пленок ФГ и благородных металлов имеют большую практическую перспективу. Примером таких исследуемых в последнее время структур являются одномерные/однорешетчатые (1D) наноперфорированные дифракционные решетки золота, нанесенные на пленки феррит-гранатов [3,6, 41,42] (Рис. 1.7).

Если граница раздела металл-диэлектрик имеет периодическую структуру, то в такой системе возможно возбуждение ППП при выполнении условия квазисинхронизма (1.19). В таком случае в спектрах отражения и прохождения наблюдаются особенности в области резонансных частот, форма которых может быть представлена выражением, описывающим т.н. резонанс Фано [43]:

$$I \sim \frac{(F\gamma + \omega - \omega_0)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2}, \quad (1.21)$$

где ω – частота падающего излучения, ω_0 , γ частота и спектральная ширина резонанса, соответственно, F – параметр Фано, отвечающий за степень несимметричности формы резонанса. Подобная зависимость наблюдается при наличии интерференции между резонансными и нерезонансными откликами (полями). При возбуждении ППП происходит не только переход излучения в поверхностную моду, но и обратный процесс - излучение поверхностных мод в открытое пространство.

Если рассмотреть одномерную структуру, состоящую из магнитного диэлектрика (висмут содержащего ФГ) с полосами металла (Au) на поверхности (Рис. 1.7 (в)), то в такой структуре за счет дифракции на решетке возможно возбуждение ППП на двух границах раздела сред: воздух/Au и ФГ/Au. Резонансные частоты для возбуждения ППП определяются условием квазисинхронизма с волновым вектором поверхностной волны, выражающимся через диэлектрическую проницаемость соответствующих сред (1.19). В спектрах отражения и пропускания для р-поляризованного света будут наблюдаться резонансные особенности.

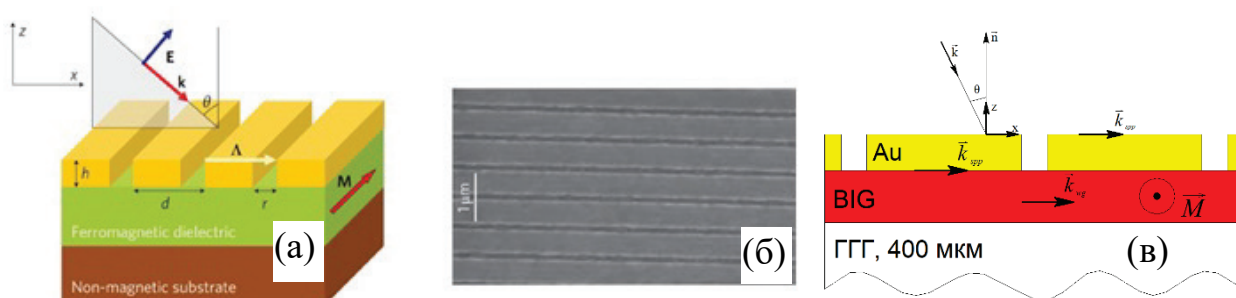


Рис. 1.7. (а) Схематическое изображение МПК на основе решетки золота и ФГ; (б) Фотография с характерными размерами (выполнена с использованием методов сканирующей зондовой микроскопии) [3]; (в) Возбуждение ППП на границах раздела материалов магнитоплазмонной структуры в МПК, образованного решеткой золота на поверхности висмутитового граната; ППП возбуждаются на границах раздела золота с воздухом и BIG. В слое граната также могут распространяться волноводные моды.

Также в структурах подобного типа за счет эффективного взаимодействия ППП на двух границах раздела может наблюдаться резонансное увеличение пропускания [43].

В присутствии внешнего экваториального магнитного поля тензор диэлектрической проницаемости структуры описывается матрицей:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_2 & 0 & -ig \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ ig & 0 & \varepsilon_2 \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

Соответственно, закон дисперсии ППП модифицируется к виду [3]:

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} (1 + \alpha g), \quad (1.23)$$

где $\alpha^{-1} = \sqrt{-\varepsilon_1 \varepsilon_2} (1 - \varepsilon_2^2 / \varepsilon_1^2)$, ε_2 описывает свойства слоя граната, ε_1 – металла (например, золота на Рис. 1.7). Таким образом, при наличии внешнего магнитного поля резонансные условия возбуждения ППП меняются, а особенности в спектрах отражения и прохождения смещаются в противоположные стороны (по длине волны или частоте) для противоположных направлений магнитного поля. Данный эффект, как и эффект Керра, нечетен по направлению магнитного поля, поэтому для описания удобно использовать магнитный контраст:

$$\delta = \frac{I(+M) - I(-M)}{I(+M) + I(-M)}. \quad (1.24)$$

Наибольшее распространение из МПК на сегодняшний момент приобрели 1D (Рис. 1.8 (а,б)) и 2D (Рис. 1.8 (в,г)) плазмонные гетероструктуры на основе периодической металлической структуры и магнитного

диэлектрика. Одномерные МПК, как правило, выполнены на подложках галлий-гадолиниевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (ГГГ/GGG), на котором создается гетероструктура монокристаллический ФГ/перфорированный металл. В качестве магнитного диэлектрика выступает либо беспримесный $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG), либо YIG с различными редкоземельными металлами. Методы синтеза магнитной пленки ФГ могут быть различны: жидкофазная эпитаксия, золь-гель метод, лазерная абляция, магнетронное и ионно-лучевое распыление. Наиболее распространенным является метод жидкофазной эпитаксии.

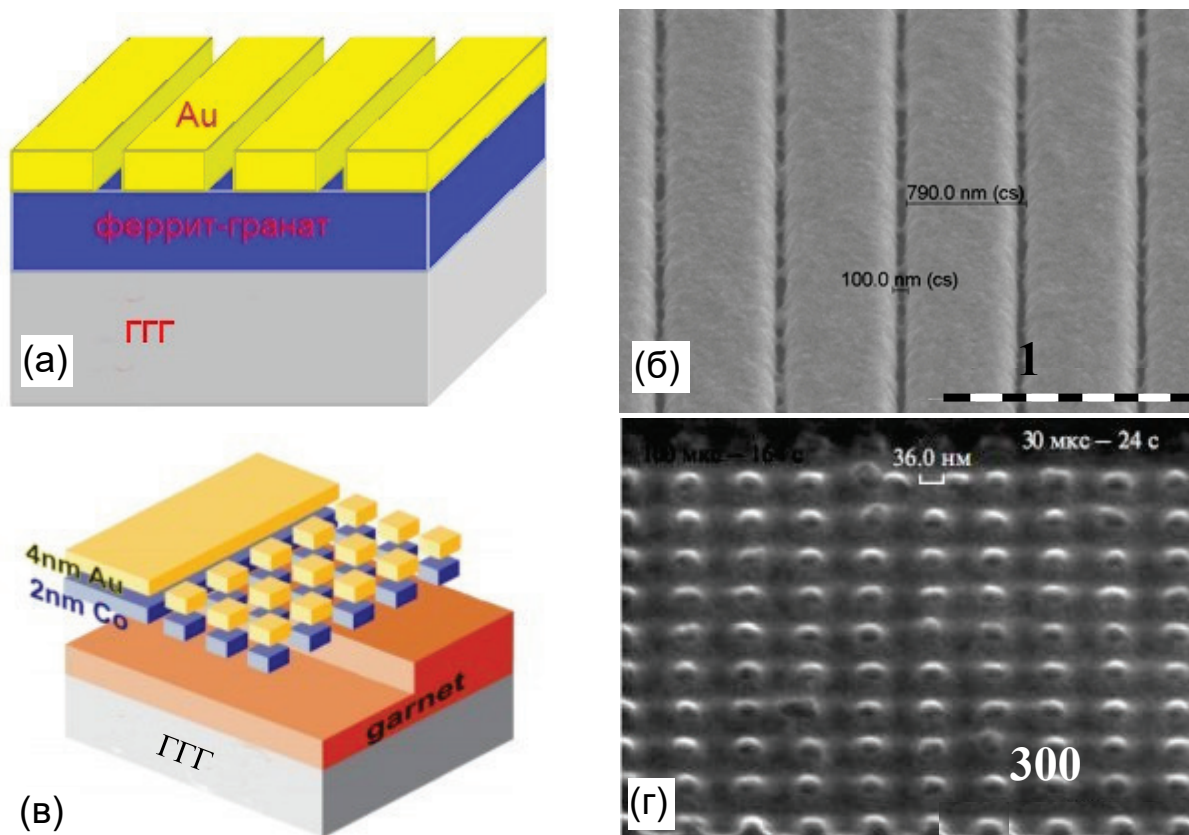


Рис. 1.8. (а,б) Схематическое (слева) и реальное изображение 1D кристалла $\text{Au}/(\text{Tm},\text{Bi})_3(\text{Fe},\text{Ga})_5\text{O}_{12}$ [44]; (в,г) Схематическое и реальное изображение 2D кристалла $\text{Au}/(\text{Y}, \text{Lu},\text{Bi})_3(\text{Fe},\text{Ga})_5\text{O}_{12}$.

§ 1.4. Материалы магнитооптики

Для того, чтобы магнетик представлял интерес для прикладной магнитооптики в качестве функционального материала, необходимо, чтобы

в нем сочетались высокая оптическая прозрачность в заданной области спектра и сильные МО эффекты.

Среди широкого спектра упорядоченных магнетиков достаточно высокую прозрачность в видимом и ближнем ИК-диапазонах можно ожидать лишь в неметаллических (обычно оксидных) материалах, за поглощение в которых ответственны относительно слабые электродипольные переходы магнитных ионов $3d$ – групп (чаще всего Fe^{3+}). К ним относятся феррошпинели, гексаферриты, феррит-гранаты, ортоферриты и другие Fe-содержащие ферромагнетики. Из теории кристаллического поля [45] следует, что поглощение в таких материалах тем ниже, чем меньше число неэквивалентных позиций ионов железа в его структуре, выше симметрия окружения этих ионов ионами кислорода и ниже вероятность межвалентных и межионных переходов. Отсюда следуют требования к материалу для прикладной магнитооптики с точки зрения минимального оптического поглощения:

1) минимальное число неэквивалентных позиций ионов железа, что обеспечивает существование хорошо выраженных квазиоконов прозрачности в промежутках между пиками поглощения, обусловленными электродипольными переходами Fe^{3+} ;

2) максимальная симметрия кислородного окружения ионов Fe^{3+} , что эквивалентно минимальной силе осциллятора соответствующих переходов и, следовательно, минимальному поглощению;

3) минимальное отклонение от стехиометрии по кислороду и, следовательно, минимальная концентрация ионов железа, валентность которых отлична от 3, ответственных за дополнительное поглощение [46];

4) минимальная концентрация примесей, либо дающих собственный вклад в поглощение, либо приводящих к изменению валентности железа.

Магнитный материал в общем случае представляет собой кристалл, в состав которого входят ионы (атомы), обладающие магнитным моментом. Для описания свойств магнитоупорядоченных кристаллов вводят понятие

магнитных подрешеток, каждая из которых объединяет одинаковые или родственные (например, редкоземельные) ионы, расположенные в эквивалентных узлах кристаллической решетки и имеющие одинаковое направление магнитных моментов [47-49].

Феррит-гранаты

В общем виде феррит-гранаты (ФГ) описываются формулой $\{\sum R_i\}_3 [Fe, Me]_2 (Fe, D)_3 O_{12}$, где элементы в фигурных скобках соответствуют додекаэдрической, в квадратных – октаэдрической и в круглых – тетраэдрической подрешеткам граната (с-, а- и d - подрешетки соответственно). R_i - иттрий, кальций, висмут, свинец, редкоземельные элементы; Me - элементы, замещающие железо в а-подрешетке (скандий, индий, титан, алюминий, галлий, свинец, редкоземельные элементы с малым ионным радиусом); D – элементы, замещающие железо в d-подрешетке (ванадий, кремний, германий, галлий, алюминий). Феррит-гранаты обладают структурой с кубической симметрией и принадлежат к пространственной группе $O_h^0 - Ia\bar{3}d$. Анионы кислорода образуют кубическую плотную упаковку (ионный радиус $O^{2-} - 1,65 \text{ \AA}$), пустоты в которой заполняют меньшие по размерам катионы (например, ионный радиус $Y^{3+} - 1,02 \text{ \AA}$, $Fe^{3+} - 0,65 \text{ \AA}$, $Pb^{2+} - 1,29 \text{ \AA}$) [50]. Тетраэдрическую, октаэдрическую и додекаэдрическую подрешетки составляют катионы, окруженные четырьмя, шестью и восемью анионами кислорода соответственно. Элементарная ячейка содержит восемь формульных единиц, т.е. 160 ионов. В среднем в 1 см^3 содержится $5,0 \times 10^{22}$ ионов кислорода, $2,1 \times 10^{22}$ ионов железа в октаэдрической и тетраэдрической позициях, $1,3 \times 10^{22}$ ионов редкоземельных ионов в додекаэдрических позициях. Наличие трех катионных позиций различных размеров обеспечивает возможность введения в состав пленок в процессе выращивания путем изоморфных замещений более половины химических элементов таблицы Менделеева [8]. Схематическое представление кристаллической

структуры граната приведено на Рис. 1.9. Как многокомпонентный металлоксид, монокристаллические пленки феррит-гранатов (МПФГ) являются диэлектриками. Магнитные свойства пленок обусловлены наличием магнитных подрешеток, связанных ферромагнитным взаимодействием, и наведенной в процессе роста магнитной анизотропией.

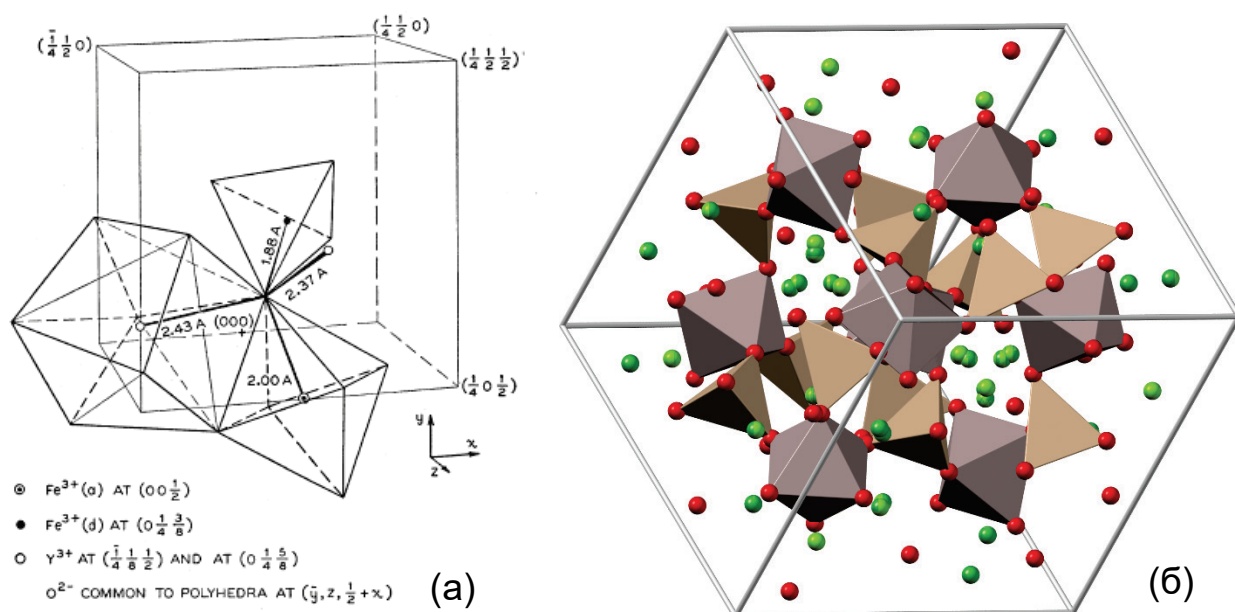


Рис. 1.9. (а) Схематическое представление кристаллической структуры железо-иттриевого граната с указанием химических элементов [51]; (б) пример граната $(\text{Mg,Ni})_3\text{Al}_2(\text{SiO}_4)_3$ в объемной изометрии [52].

Для задач прикладной магнитооптики основной интерес представляют видимая и ближняя ИК-области спектра. Беспримесные монокристаллы ФГ в области длин волн 1 - 6 мкм имеют окна прозрачности, где коэффициент оптического поглощения α очень мал ($\alpha \leq 0,1 \text{ см}^{-1}$) [45]. Тем не менее, в данном интервале частот могут присутствовать узкие пики поглощения (Рис. 1.10 (а)). В целом, в окне прозрачности поглощение определяется примесями и дефектами образцов. Влияние редкоземельных примесных элементов на МО эффекты можно проиллюстрировать на примере фарадеевского вращения (Рис. 1.10 (б)) в структуре ФГ с Ga. При $\lambda < 1 \text{ мкм}$ поглощение в феррит – гранатах определяется электродипольными переходами в ионах железа.

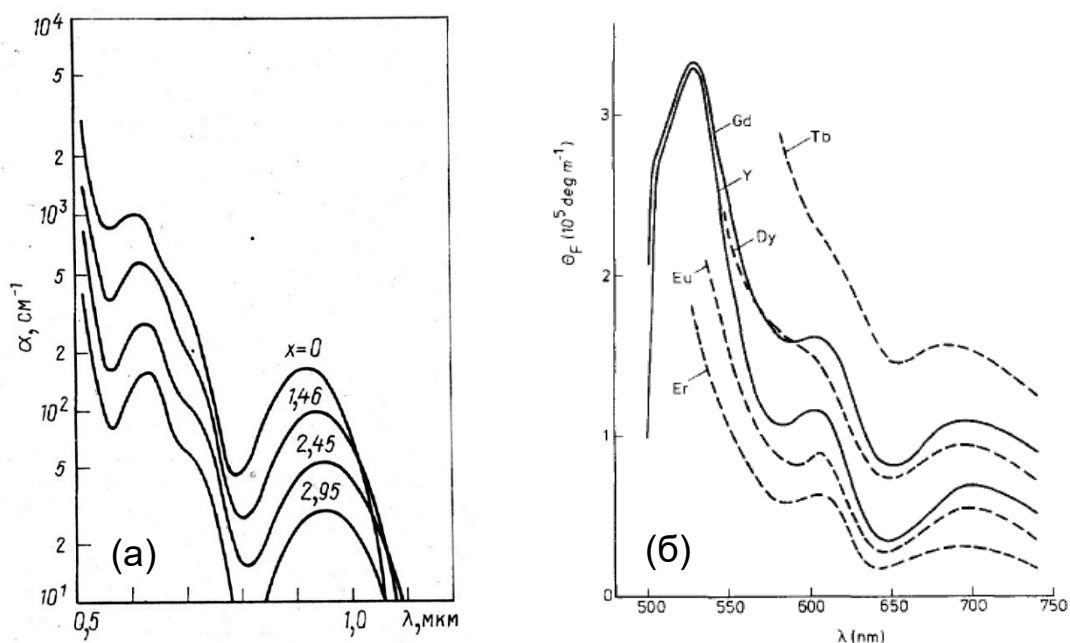


Рис. 1.10. (а) Спектры поглощения МПФ системы $\text{Y}_3\text{Fe}_{5-x}\text{Ga}_x\text{O}_{12}$ с разным содержанием галлия; (б) Спектры Фарадеевского вращения для разных редкоземельных примесных элементов при $T = 295 \text{ K}$ ($\text{R}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$)³ [8].

Другим фактором, определяющим поглощение МПФГ, является температура. С ее ростом край окна прозрачности смещается в длинноволновую область спектра, что обусловлено двумя причинами: слабым смещением центра переходов в ИК-область и уширением пиков поглощения. Введение в состав граната ионов магнитных переходных металлов либо вызывает появление новых переходов, либо влияет на переходы Fe^{3+} , что, в свою очередь, приводит к росту α (Рис. 1.11 (а)) [46].

Введение в ФГ диамагнитных ионов влияет на их магнитные и магнитооптические свойства за счет разбавления соответствующих подрешеток, при этом помещение такого материала в сильные магнитные поля позволяет изменить антиферромагнитную взаимную ориентацию подрешеток железа вплоть до ферромагнитного упорядочения, что открывает возможности разделения вкладов подрешеток в эффект Фарадея и магнитный круговой дихроизм [53]. Интересным свойством пленок ФГ, зависящим также от их толщины и состава, является большое различие коэрцитивной силы H_c и поля насыщения пленки H_s (обычно $H_s/H_c \sim 100$) [54].

Удельное фарадеевское вращение пленок феррит-граната Φ значительно усиливается при наличии в их структуре ионов Bi^{3+} [55], вклад которых в несколько раз превышает вклад наиболее активных редкоземельных элементов Pr^{3+} и Nd^{3+} . Все остальные редкоземельные ионы дают одинаковый по порядку величины вклад в Φ . Спектры $\Phi(\lambda)$ для МПГФ $(\text{R,Bi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ при $T = 295$ К приведены на Рис 1.11 (б), из которого видно, что значения Φ достигают тысяч градусов на сантиметр [8]. Как уже говорилось, для практического применения МО материал помимо высоких значений фарадеевского вращения должен обладать низким поглощением в интересующей области. Спектральная зависимость магнитооптической добротности Ψ для Bi-содержащих МПГФ обнаруживает максимумы вблизи значений 0,560; 0,780 и 1,1 мкм в соответствии со спектральной зависимостью α (Рис. 1.11 (в)) [56].

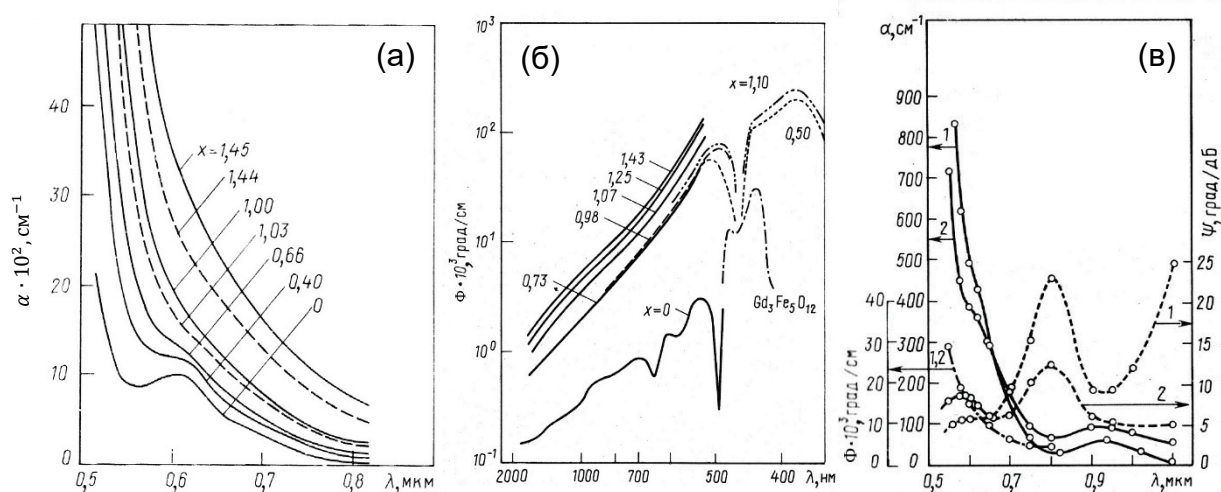


Рис. 1.11. (а) Спектры поглощения МПГФ системы $\text{Y}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, штрихованной линией показаны спектры поглощения с пониженным содержанием свинца [8]; (б) Спектры удельного фарадеевского вращения МПГФ Φ системы $\text{R}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ с различным содержанием висмута [8]; (в) Спектры поглощения α , удельного фарадеевского вращения Φ и магнитооптическая добротность Ψ для МПГФ состава $\text{Lu}_2\text{Bi}_1\text{Fe}_4\text{O}_{12}$ [56].

Применение различных ионных примесей приводит к значительному варьированию параметра решетки ФГ. Например, использование магнитоактивных ионов Bi в качестве примеси дает хорошие результаты

по прозрачности в ближнем ИК при значительной магнитной активности, однако ионный радиус Bi^{3+} больше любых других примесных редкоземельных элементов и составляет $a = 1.132 \text{ \AA}$ против, к примеру, ионного радиуса $\text{Y}^{3+} a = 1.017 \text{ \AA}$. Полностью висмут замещенный ФГ Bi:IG имеет параметр решетки $a = 12.63 \text{ \AA}$ [57]. Минимальное значение параметр решетки ФГ принимает при легировании ионами Lu $a = 12.283 \text{ \AA}$ [58]. Таким образом, вариативность параметра решетки $\text{R}^{3+}\text{:IG}$ составляет более 10%. Данное обстоятельство требует нетривиальных технологических решений в ходе синтеза МПФГ, так как при его выращивании в качестве подложки используется галлий-гадолинийевый гранат $\text{Ga}_3\text{Gd}_5\text{O}_{12}$, [59] параметр решетки которого составляет $a = 12.383 \text{ \AA}$ [60]. Кроме того, существуют исследования, показывающие, что формирование полностью висмут замещённого МПФГ сталкивается с проблемами термодинамической неустойчивости фазы BiG [61,62], а также с недеформированной кристаллической решеткой [63].

Ортоферриты

Ортоферриты описываются общей формулой RFeO_3 , где R – редкоземельные элементы. Ортоферриты относятся к классу слабых ферромагнетиков. Намагниченность ортоферритов весьма мала и определяется только слабой неколлинеарностью магнитных моментов подрешеток, обусловленной взаимодействием Дзялошинского [64]. Ортоферриты принадлежат к группе симметрии D_2h . Если падающая на продольно намагниченный кристалл ортоферрита волна линейно поляризована, то на выходе из кристалла волна становится эллиптически поляризованной, при этом большая ось эллипса повернута на угол θ , по отношению к направлению линейной поляризации падающей волны. При условии $|\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy}| > |\gamma_z|$ справедливо соотношение:

$$\text{tg}2\theta = \frac{2\gamma_z}{n_x^2 - n_{xy}^2} \sin \frac{2\pi h(n_x - n_y)}{\lambda} \quad (1.25)$$

где $n_x = \sqrt{\varepsilon_{xx}}$; $n_y = \sqrt{\varepsilon_{yy}}$; $\gamma_z = i\varepsilon_{xy}$; h – толщина кристалла ортоферрита; ε_{ij} – компоненты тензора диэлектрической проницаемости. Двулучепреломление ортоферритов существенно ограничивает величину угла поворота плоскости поляризации при распространении света вдоль оси слабого ферромагнетизма.

Особенностью ортоферритов является аномально большое по сравнению с $Y_3Fe_5O_{12}$ абсолютное значение Φ несмотря на то, что намагниченность насыщения ортоферрита приблизительно в 20 раз ниже. При этом в большинстве ортоферритов из-за большого естественного двулучепреломления фарадеевское вращение наблюдается только при распространении света вдоль оптической оси [8]. В настоящее время находят свое применение в области спинтроники [65].

Другие магнитооптические материалы

Наряду с феррит – гранатами и ортоферритами существует ряд МО материалов откидных магнетиков: монокристаллы гексаферритов бария и стронция с частичным замещением железа на галлий и алюминий, различных феррошпинелей, гематита, магнетита, бората железа и кальциевого феррита. Однако прозрачность большинства из них в видимом диапазоне существенно ниже прозрачности феррит-гранатов и ортоферритов. В целом, ни один из известных магнетиков с температурой Нееля и Кюри выше комнатной не может конкурировать с Vi-содержащими МПФГ и ортоферритами [66].

§ 1.5. Синтез пленок МПФГ

Монокристаллические подложки железосодержащих гранатов создаются посредством выращивания из расплавов, как правило, методом Чохральского [67] или методом зонной плавки. При выращивании монокристаллов заранее полученные мелкие кристаллы (затравку) помещают в пересыщенную среду (пар, раствор, расплав, твердое вещество)

и выдерживают там до укрупнения затравки. Пересыщение и температуру среды поддерживают такими, чтобы затравка росла со скоростью $10^{-7} - 10^{-1}$ мм/с без спонтанного образования центров кристаллизации с сохранением морфологической устойчивости. Монокристалличность выросших кристаллов проверяют методом рентгеноструктурного анализа [68].

Для создания пленок МПФГ с ионами Bi^{3+} могут использоваться различные методы, такие как: метод жидкофазной эпитаксии (liquid phase epitaxy – LPE) [69-76]; метод импульсного лазерного осаждения (pulsed laser deposition – PLD) [77-82]; метод реактивного ионно-лучевого распыления (reactive ion beam sputtering – RIBS) [57,83-86]; методы магнетронного распыления [87-89], а также ряд других, используемых при создании тонких пленок, например термическое осаждение [90].

Жидкофазная эпитаксия — гидродинамический метод, близкий к равновесному — затвердевание из жидкой фазы кристаллического слоя на подложке родственного состава. В 1836 году Франкенгейн обнаружил, что при выращивании кристаллов натрия из раствора их ориентация соответствует плоскости скола кристалла кальцита [91]. В середине XX века начинается рост микроэлектроники, и в 1963 году Нельсон демонстрирует технологичный метод синтеза пленок монокристаллов на примере GaAs [92].

Жидкофазная эпитаксия характеризуется простотой, высокой воспроизводимостью и хорошо разработанными методами роста. Данный метод позволяет в широких пределах варьировать состав МПФГ и, как следствие, физические характеристики пленок, определяющие их использование в микроэлектронике, магнитооптике, СВЧ-электронике [8,66,93-95]. Метод применяется в широком диапазоне исследовательских задач, в том числе при создании отличных железо-иттриевых гранатов [96].

Процесс выращивания пленок МПФГ проводится из высокотемпературного раствора при изотермических условиях в переохлажденном растворе-расплаве в направлении (111) [97] в платиновых

тиглях. В процессе жидкофазной эпитаксии рост пленок происходит в переохлажденном растворе-расплаве на основе растворителей $\text{PbO-B}_2\text{O}_3$. Концентрация редкоземельных элементов на фронте кристаллизации может существенно отличаться от их концентрации в объеме расплава, в то время как концентрации ионов Fe^{3+} практически равны. Концентрация гранатообразующих компонентов выбирается такой, чтобы температура насыщения раствора не превышала 1000°C (во избежание испарения PbO).

Процесс роста ФГ пленки из раствора-расплава включает в себя ряд стадий, важнейшими из которых являются диффузия гранатообразующих компонентов через граничный слой к поверхности кристалла и реакция их включения в кристалл [66,98]. Подложка, обычно монокристаллическая пластина $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, закрепленная на вращающемся держателе, погружается в раствор-расплав, выдерживается в нем заданное время и извлекается с кристаллизовавшейся на ней пленкой. Основным условием эпитаксиального роста является согласование значений постоянных кристаллических решеток подложки a_0 и пленки a [50,99,100].

Особенности вхождения Bi^{3+} в состав пленок обычно связывают с его большим ионным радиусом, поэтому при эпитаксиальном росте пленок на подложке, имеющей меньшее значение постоянной кристаллической решетки, чем рассчитанное значение постоянной решетки пленки, вероятность вхождения Bi в состав на начальной стадии меньше, чем на значительных толщинах, когда пленки имеют менее совершенную кристаллическую структуру [8,73].

Переходный слой на границе раздела пленка-подложка оказывает существенное влияние на механические свойства эпитаксиальной пленки феррит-граната, если в нем отсутствует согласование величин постоянных решеток пленки и подложки [101]. Их рассогласование, характеризующееся величиной $f = (a - a_0)/a_0$, приводит к возникновению деформаций и напряжений в растущей пленке, вызывая несовершенство кристаллической

структуры. Считается [95,101], что при $|f| \leq 2 \times 10^{-3}$ МПФГ упруго деформируется до равенства $a \approx a_0$ вдоль границы раздела (область поверхностного псевдоморфизма). При больших f деформации снимаются путем образования дислокаций несоответствия, ухудшающих качество структуры, а при $|f| > (1,5 \div 3) \times 10^{-2}$ прекращается даже зародышеобразование кристалла пленки.

Как уже говорилось ранее, МПФГ выращиваются на подложках GGG, так как последние обеспечивают хорошее согласование решетки подложки/решетки МПФГ. При этом предпринимались попытки улучшить прозрачность пленок посредством замещения GGG, например, Ga^{3+} на Sc^{3+} . Наилучший результат в этом отношении получен в системе $\text{Ca}_x\text{Gd}_{3-x}\text{Mg}_y\text{Zr}_{x+y}\text{Ga}_{5-x-2y}\text{O}_{12}$ [102]. Чистый же GGG применяется при синтезе МПФГ с малым (относительно висмута) радиусом иона, например, при выращивании YIG (12.376 Å). В то же время, при синтезе BIG используется подложка кальций-магний-цирконий замещенного GGG (CMZ: $\text{GGG}-\{\text{Gd}_{2.68}\text{Ca}_{0.32}\} [\text{Ga}_{1.04}\text{Mg}_{0.32}\text{Zr}_{0.64}] (\text{Ga}_3)\text{O}_{12}$, параметр решетки $a = 12.498$ Å [103]).

Благодаря аналогичной структуре и схожим параметрам решетки рост железных гранатов на галлиевых гранатах практически представляет собой гомоэпитаксию. Отсутствие барьера для зарождения пленки на подложке практически мгновенно и идеально согласуется с подложкой, так что можно выращивать практически идеальный монокристалл с качеством, подобным подложке. Скорость роста плёнок зависит от ориентации подложки [104]. Грань (111) является «шероховатой» на атомном уровне, в отличие от граней (110), (211), (321), (100). По завершении процесса выращивания МПФГ на границе раздела можно наблюдать переходной слой толщиной до 0.5 мкм, отличающийся по составу и параметрам от основного слоя пленки [105].

Метод жидкофазной эпитаксии позволяет получать высококачественные однородные монокристаллические пленки BIG с контролируемым составом, стабильно высоким фарадеевским вращением в

несколько градусов на микрон. Однако стоит учитывать, что максимальные значения эффекта достигаются в области максимального поглощения. Также стоит отметить, что данный метод имеет ряд ограничений: отсутствие возможности синтеза пленки субмикронного размера и отсутствие условий создания четкой границы материал подложки/МПФГ (Рис. 1.12 (а)) [[55](#), [106](#)].

Таким образом, метод жидкофазной эпитаксии неприменим для синтеза МО пленок на микро- и нанорельефе, на поверхности материала, отличного по структуре от структуры граната, а также для устройств, принцип работы которых основан на взаимодействии излучения с границей материалов [[107](#), [108](#)].

Помимо классического применения существует метод эпитаксии, при котором растущий слой отличается по химическому составу от подложки – гетероэпитаксия. Применяется в технологии кремний на сапфире и пр. [[109](#)].

Импульсное лазерное напыление

Импульсное лазерное напыление — получение пленок и покрытий путём конденсации на поверхности подложки продуктов взаимодействия в вакууме импульсного лазерного излучения с материалом мишени (при абляции) [[110](#)].

Метод импульсного лазерного напыления относится к группе методов физического осаждения из газовой фазы. Взаимодействие высокоэнергетического лазерного импульса с материалом мишени приводит к образованию целого ряда продуктов, среди которых присутствуют не только электроны, ионы и нейтральные частицы, но и твердые микрочастицы материала мишени, отрывающиеся при взрывообразном испарении материала. Траектория дальнейшего движения этих частиц и их распределение по энергиям существенно зависят не только от интенсивности, продолжительности и частоты лазерных импульсов, но и от давления в рабочей камере. Проведение лазерной абляции в глубоком вакууме приводит к образованию узкого факела продуктов, в котором велика доля заряженных

частиц, а при образовании пленки в этих условиях велика роль процессов вторичного распыления конденсата высокоэнергетическими заряженными частицами.

К числу основных преимуществ метода лазерной абляции относится, прежде всего, высокая степень соответствия катионной стехиометрии формируемых пленок составу материала мишени. Высокая степень пересыщения при конденсации продуктов абляции приводит к интенсивному зародышеобразованию по всей поверхности подложки и высокой морфологической однородности формируемой пленки. Метод характеризуется также весьма высокой для тонкопленочных методов скоростью напыления, которая, однако, позволяет получать пленки высокой степени кристалличности. Немаловажным фактором является и практически полное отсутствие загрязнений пленки компонентами материалов камеры и вспомогательных устройств за счет малой ширины луча. Расположение излучателя за пределами вакуумной камеры позволяет также в широких пределах варьировать состав газовой атмосферы при напылении. Совокупность факторов позволяет получать пленки МПФГ с фарадеевским вращением в десятки градусов на микрон (Рис. 1.12 (б)) [81].

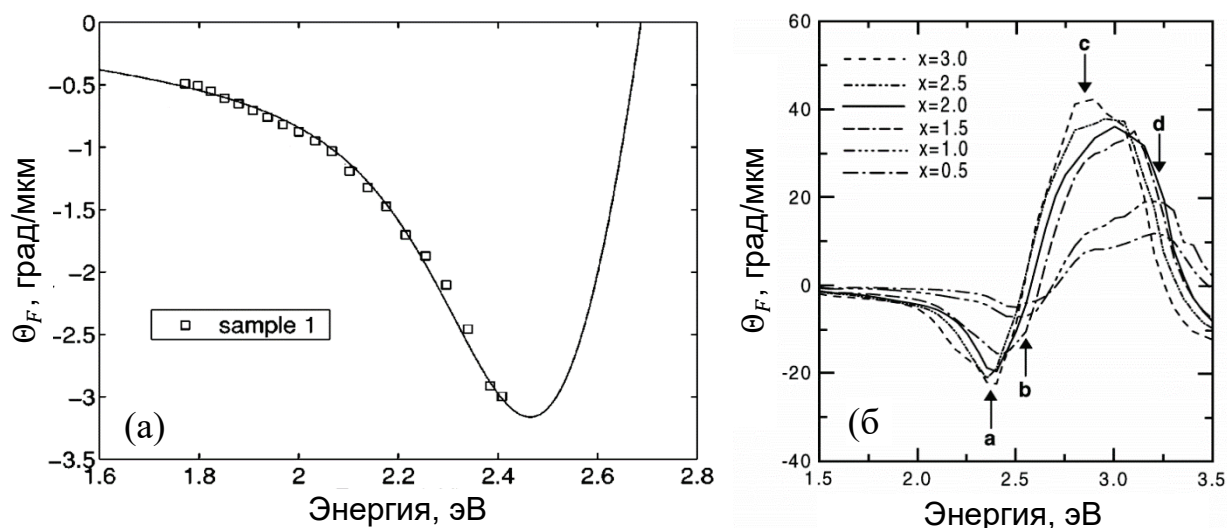


Рис. 1.12. (а) Удельное фарадеевское вращение висмут содержащей МПФГ, полученной методом жидкофазной эпитаксии [106]; (б) Удельное фарадеевское вращение висмут содержащих МПФГ, с разыми долями ионов Bi^{+3} , полученных методом PLD [81].

Кроме того, применение данного метода находит широкое применение в области исследования современных микро- и наноструктур.

К недостаткам метода относятся малый геометрический размер зоны однородного напыления при абляции в вакууме, обусловленный малым диаметром факела продуктов абляции, возможность загрязнения пленки твердыми частицами и каплями расплава материала мишени при высоких скоростях осаждения, не лучшая адгезия и формирование крупнозернистой фазы, что приводит к быстрой деградации пленки при ее последующей обработке.

Магнетронное распыление

Магнетронное распыление является вариацией катодного распыления [111]. Наличие поперечного магнитного поля заставляет электрон искривлять свою траекторию под действием силы Лоренца. При достаточной величине магнитного поля электрон вернётся на катод с почти нулевой энергией и вновь начнёт ускоренное движение под действием электрического поля. За счёт наличия ловушки многократно возрастает эффективность ионизации эмитированными электронами, что позволяет, в отличие от обычного диодного разряда, получать высокую плотность ионного тока, а значит, и высокие скорости распыления при относительно низких давлениях порядка 0.1 Па и ниже.

Пленки, полученные методом магнетронного распыления, отличаются лучшей структурой, большей плотностью и лучшей адгезией. В настоящее время, как и прежде, магнетронное распыление находит широкое применение при синтезе экспериментальных структур, например, сегнето-электрических слоев [112] и пленок церия [113]. Однако данный метод приводит к образованию пленок со значительными отличиями от пленок, полученных другими методами.

Метод ионного распыления

Впервые монокристаллические плёнки BIG были получены методом реактивного ионного распыления и изучены Т. Окудо (Т. Okuda) в 1987 г. [57,83,84]. Метод основан на бомбардировке мишени заданного состава пучком ионов с энергией до 5000 эВ с последующим осаждением распыляемого материала на подложку. Процесс проводится в атмосфере аргона с добавкой кислорода. После следует процедура отжига, в процессе которой останавливается кристаллическая структура МПФГ. Оптимизация условий синтеза пленки позволяет получить покрытия со стехиометрией идентичной мишени. Было показано, что при оптимальных условиях процесса напыления могут быть получены монокристаллические плёнки висмут замещенного феррит-граната. Сопоставление параметра решетки подложки (от 12.383 до 12.569 Å) с параметром решетки выращиваемой МПФГ позволит получить пленки заданной толщины эпитаксиального качества.

Преимуществом метода ионного распыления является возможность получения практически эпитаксиальных, по характеристикам, пленок МПФГ. Использование данного процесса позволяет получить резкую границу материал подложки/МПФГ.

§ 1.6. Получение магнитоплазменных кристаллов и анализ их свойств

На сегодняшний момент используют 2 основных метода создания наноразмерных полос золота на магнитном диэлектрике: метод электронной литографии с последующим сухим плазменным травлением металла и комбинированный метод высокоэнергетического и низкоэнергетического ионного травления

Первый метод был реализован в работе [3] для МПК, созданного на основе эпитаксиального ГГГ состава $\text{Bi}_{0.4}(\text{YGdSmCa})_{2.6}(\text{FeGeSi})_5\text{O}_{12}$. Слой золота нанесен с использованием процесса термоиспарения. Решетка была создана методом электронно-лучевой литографии. После промежуточных

процедур отмывки было проведено сухое травление в плазме Cl_2 и Ar. Данный метод синтеза 1D – МПК позволил, как уже говорилось выше, получить структуры с высокими значения магнитооптических эффектов и магнитным контрастом в районе 0.8 %.

Второй метод создания МПК, реализованный в [6], основывается на комбинировании широкоапертурной низкоэнергетической обработки широким пучком ионов (до 10 см^2) для создания тонкопленочного золота и фокусированной высокоэнергетической обработки узкосфокусированным ионным пучком (до 12 нм) для наноразмерной перфорации золотой пленки и создания плазмонной решетки. Пленки составов BIG и $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ (BTIG) были выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложке ГГТ (110). Для достижения плоской бездефектной поверхности слой BIG был выровнен методом двойного ионно-лучевого распыления, описанным в [114].

Эффективность метода ионной обработки поверхности при уменьшении шероховатости показана во многих исследованиях, в том числе при работе с особо твердыми материалами [115]. В данном методе пленка золота толщиной 120 нм наносится по технологии, описанной в [116,117]. Для создания дифракционной решетки из пленки золота применен процесс обработки поверхности высокоэнергетическим ионным пучком.

Использование метода ионно-лучевого распыления не теряет своей актуальности и применяется в различных областях нано- и микроэлектроники, в том числе в исследовательских работах по синтезу новых наноразмерных гетероструктур [118], в том числе магнитных [119], в ходе анализа влияния новых методов обработки на существующие системы, например «кремний на сапфире» [120], а также в ходе синтеза материалов переменного состава [121].

Данный метод формирования МПК, сочетающий возможности обработки поверхности высокоэнергетическими сфокусированными пучками, используемый на начальной стадии создания плазмонной решетки, с низкоэнергетическим травлением широкоапертурным пучком ионов

кислорода, позволяет создавать качественные МПК с выраженными МО эффектами: коэффициент пропускания $\sim 30\%$, магнитный контраст $\sim 0.8 \%$.

В работах [122-125] использовался совершенно другой принцип создания гетероструктур, основанный на внедрении металлизации в пленки ФГ. Н. Uchida [122,123] для создания МПК использовал метод последовательного магнетронного распыления. На первом этапе на кварцевые подложки были напылены тонкие пленки Au толщиной от 5 нм. Далее, для формирования наночастиц пленки нагревались при температуре от 300 до 1000°C в электрической печи на воздухе в течение 10 мин. После отжига на подложку с уже сформированными наночастицами золота повторно осаждалась пленка золота, затем был проведен повторный отжиг. Число циклов нанесения и термического отжига, N , составило $1\div 8$. Затем методом магнетронного распыления с последующим отжигом в течение часа при температуре 750°C изготавливалась пленка поликристаллического YIG толщиной 60 нм. Изображения структур, полученные посредством сканирующей зондовой микроскопии, и гистограмма диаметров частиц Au в изготовленных структурах приведены на Рис. 1.13.

В работе S. Tomita [124] тонкие пленки, состоящие из металлических наночастиц Au, внедренных в кристаллическую структуру YIG, были изготовлены методом распыления с последующим отжигом. Мишени Au и YIG формировались одновременно методом магнетронного распыления в аргоновой атмосфере при 20 мТорр. Объемная доля Au в пленках (v_{Au}) оценивалась с помощью электронно-зондового микроанализа. Были исследованы три пленки с $v_{Au}=0\%$, 1.7% и 10.9% . Толщина пленок составляла 500 нм для образцов $v_{Au}=0\%$, 1.7% и 200 нм для образца с $v_{Au}=10.9\%$. Все пленки отжигались в атмосфере N_2 при температуре 900°C .

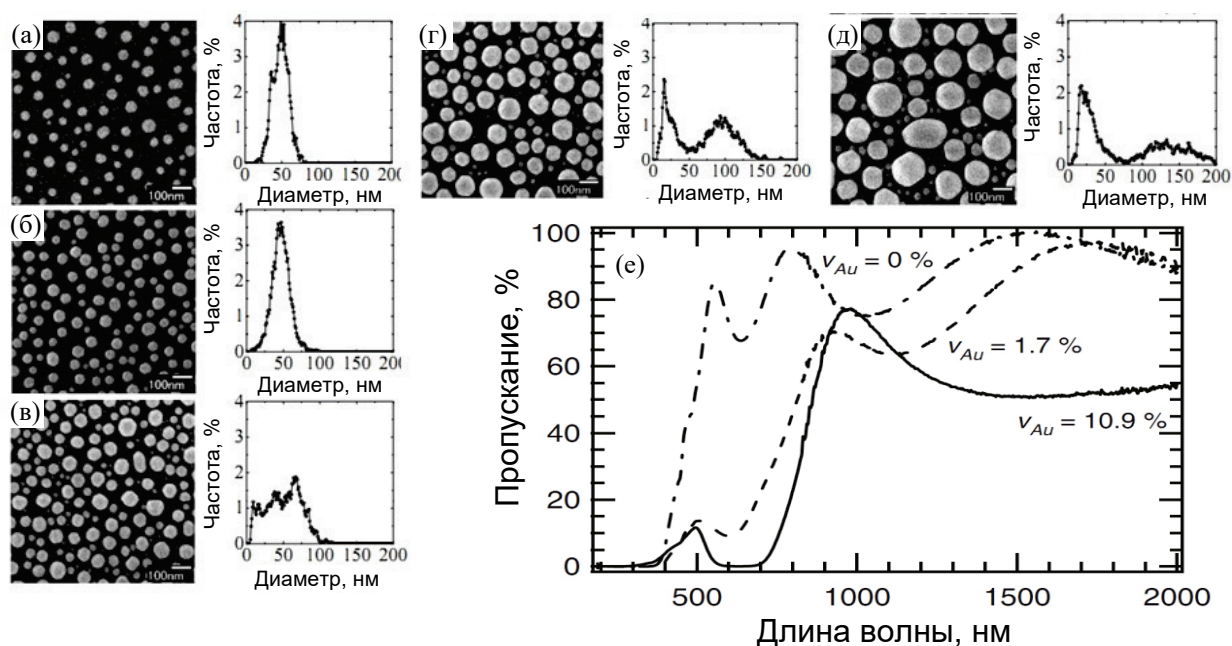


Рис. 1.13. Изображения структур, полученные посредством сканирующей зондовой микроскопии, и гистограммы наночастиц Au, изготовленных из пленки золота толщиной 5 нм при числе циклов $N=1$ (а), 2 (б), 4 (в), 6 (г), 8 (д) [123]; (е) Спектры пропускания плёнок с $v_{Au}=0\%$, 1.7% и 10.9% [124].

Рис. 1.13 (е) показывает спектр пропускания пленок Au-YIG в диапазоне длин волн от 190 до 2000 нм. Пленка с $v_{Au}=0\%$ (штриховая кривая) практически прозрачна при длинах волн более 500 нм. Полоса прозрачности для пленки с $v_{Au}=1.7\%$ (кривая с крупным штрихом) сдвигается в диапазон волн более 600 нм, что связано с поглощением золотых наночастиц в области резонанса локальных поверхностных плазмонов. Поглощение растет с увеличением объемной доли золота в пленке вплоть до $v_{Au} = 10.9\%$.

Таким образом, за счет возникновения на границах раздела золота/МПФГ ППП, в 1D МПК возможно достичь большей величины МО эффектов по сравнению с гладкими пленками феррит-граната, что перспективно с точки зрения их возможного применения. Несомненным преимуществом таких структур является возможность реализации резонансных свойств МПК в требуемой спектральной области. Сравнительный анализ показывает, что метод комбинированного ионно-лучевого травления более технологичен и прост в использовании по

сравнению с методом электронной литографии. Методы, приведенные для синтеза плазмонных структур с включенным в объем ФГ пленки золотом, представляют большой интерес, так как именно в направлении капсулированной металлизации видится дальнейшее развитие темы МПК. Использование комбинированных ионно-лучевых процессов [6] и электронной литографии с последующим сухим травлением [3] позволило получить значительное усиление магнитооптических эффектов, однако основная цель по созданию экономичных устройств на основе магноники пока не достигнута.

Таким образом, анализ работ по изучению магнитооптических эффектов ФГ пленок и МПК позволяет сделать следующие выводы:

Использование методов синтеза плазмонных структур с плохо контролируемым профилем металлизированной дифракционной решетки для практического применения в устройствах магнитооптики на данный момент неэффективно, т.к. не позволяет получить достаточную добротность. При высоких значениях МО эффектов в области видимых частот значительно снижается прозрачность.

Синтез МПК типа Au/Re:YIG/GGG методами, используемыми в [3,6], позволяет создавать структуры с заданными параметрами. Однако наблюдаемое в них усиление магнитооптических эффектов оказалось пока недостаточным для применений наравне с устройствами микроэлектроники.

Необходим новый подход к решению вопроса о совмещении окон прозрачности в пленках ФГ и гигантского усиления магнитооптических эффектов.

Усиление магнитооптических эффектов в магнитоплазмонных гетероструктурах описано в работах [3,6,42,122-128]. В работах [126,127] показано усиление эффекта Фарадея и меридиональный эффект Керра.

В работе [126] исследованы спектры отражения структур из полосок золота на ФГ, позволивших впервые получить магнитный контраст $\sim 0.8 \%$

(по формуле (1.24)). В работах [6,42] исследованы спектры МПК, созданных на основе наноперфорированных решеток золота, нанесенных на висмут замещенный ФГ (BIG). Изучены зависимости положения плазмонного резонанса от параметров дифракционной решетки. Анализ результатов показал, что смещение резонансов соответствует теоретическим расчетам дисперсионной зависимости для ППП (1.20) и условию квазисинхронизма (1.19).

На Рис. 1.14 и 1.15 приведены спектры пропускания МПК с различными периодами и соответствующий магнитный контраст. Штрихованная и сплошная прямые соответствуют двум ППП, распространяющимся на границе воздух/золото и золото/ФГ. Магнитный контраст отличен от нуля только в области, соответствующей возбуждению ППП на границе Au/ФГ.

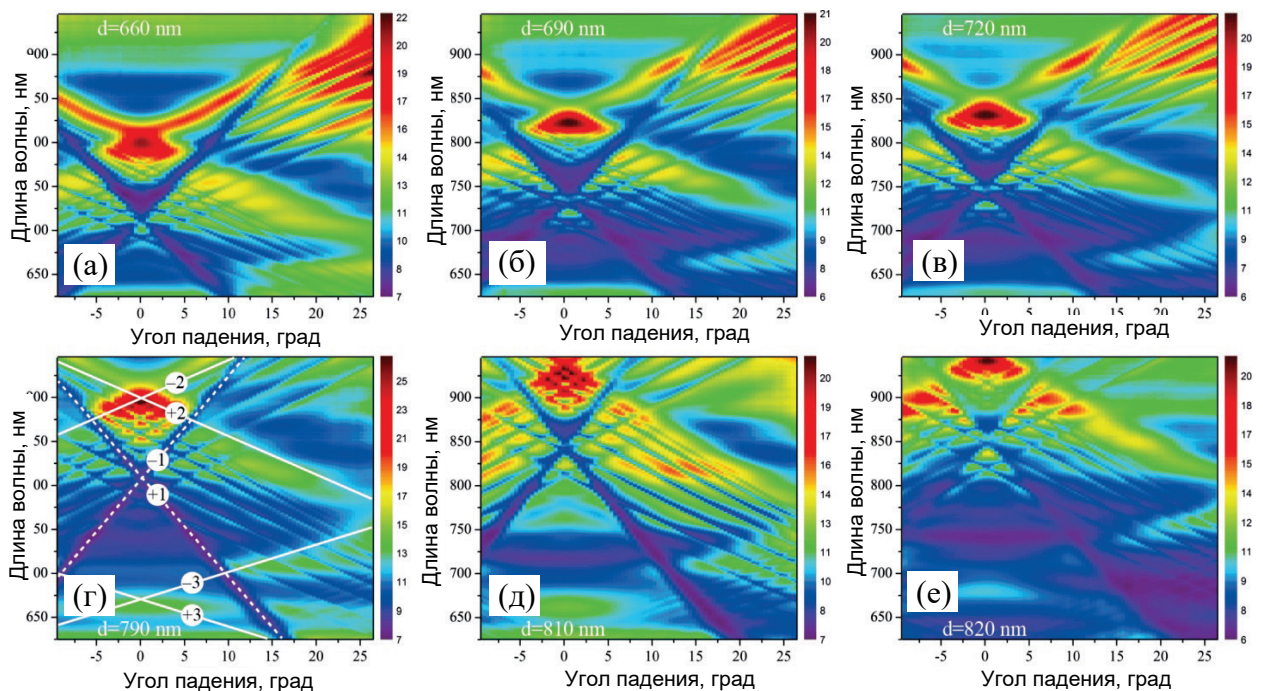


Рис. 1.14. Частотно-угловые спектры пропускания МПК с различными периодами золотых решеток (d) и зазорами (l): $d=660$ нм, $l=100$ нм (а); $d=690$ нм, $l=90$ нм (б); $d=720$ нм, $l=90$ нм (в); $d=790$ нм, $l=110$ нм (г); $d=810$ нм, $l=165$ нм (д); $d=820$ нм, $l=100$ нм (е). Пунктирные и сплошные линии соответствуют дисперсионным кривым ППП на границе воздух/золото для $m = \pm 1$ и границе Au/BIG порядков $m = \pm 2$ и $m = \pm 3$ [6].

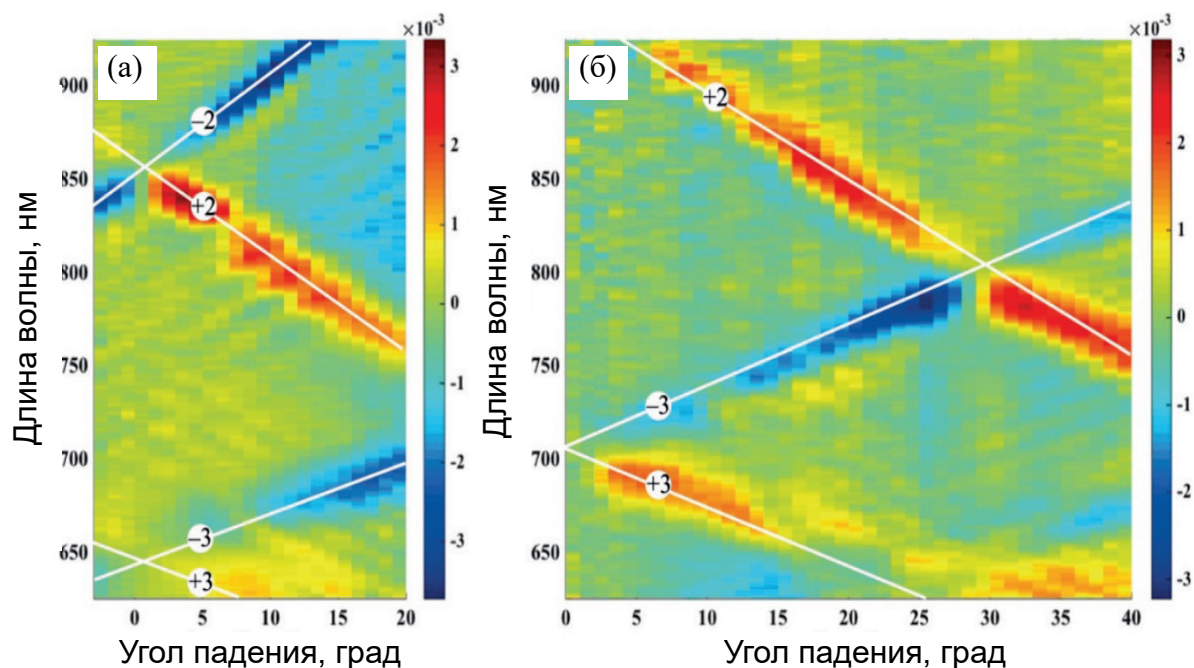


Рис. 1.15. Магнитный контраст ρ частотно-угловых зависимостей для МПК с периодами (а) 720 нм и (б) 820 нм соответственно. Линии соответствуют дисперсионным кривым ППП Au/BIG разных порядков [6].

В работах [122,123] исследовалось фарадеевское вращение $\Phi(\lambda)$ в пленках BIG с неупорядоченными наночастицами золота, расположенными на кварцевой подложке. Показано, что наличие наночастиц золота в структуре приводит к возрастанию $\Phi(\lambda)$, величина которого также увеличивается в структурах с большей концентрацией золота, вплоть до 1.2° , что в 20 раз больше, чем у пленки BIG без наночастиц (Рис. 1.16 (б)) и уменьшению пропускания в областях максимального вращения (Рис. 1.16 (а)).

Однако добротность $|\theta|T^{1/2}$ (где θ - угол вращения плоскости поляризации, T – коэффициент прозрачности) таких структур резко падала, т.к. коэффициент прозрачности уменьшался при увеличении концентрации золота вплоть до 0.06% (Рис. 1.16 (в)).

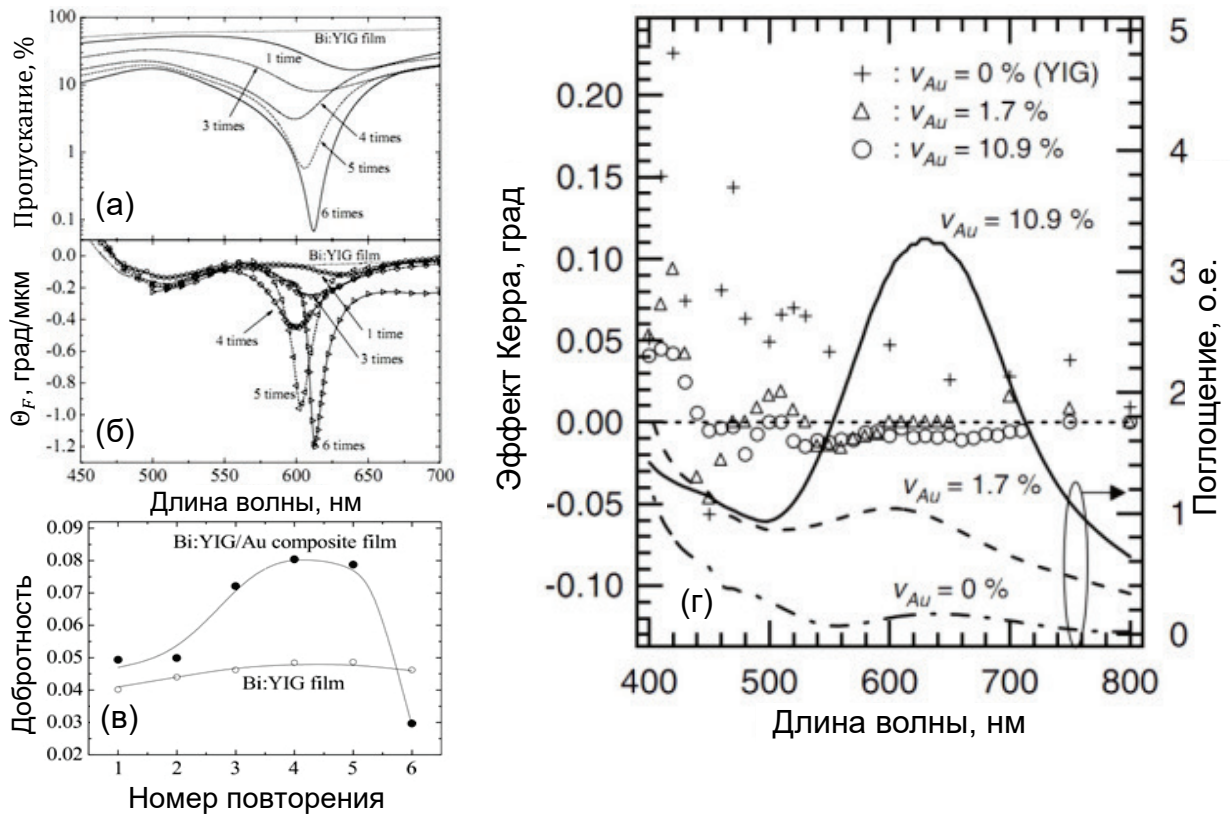


Рис. 1.16. (а) Спектры пропускания структуры; (б) Удельное фарадеевское вращение; (в) Добротность $|\theta_F|T^{1/2}$ структур [123]; (г) Полярный эффект Керра и спектры поглощения для плёнок с $v_{Au}=0\%$, 1.7% и 10.9% [124].

В работе [124] исследовалось влияние концентрации наноразмерного золота в пленке YIG на полярный эффект Керра. Увеличение концентрации золота (v_{Au}) ведет к сдвигу пика резонанса ППП и, соответственно, поглощения в красную область. Положение пиков поглощения, связанных с возбуждением ППП, соответствует области, где углы вращения Керра становятся отрицательными (Рис. 1.16 (г)). Сдвиг пика поглощения в красную область для образца с $v_{Au}=10.9\%$ приводит к отрицательным значениям углов керровского вращения в длинноволновой области. Это говорит о зависимости эффекта Керра в YIG от генерации ППП на наночастицах Au.

В работе [125] исследовались резонансные оптические эффекты в МПК, изготовленных в виде планарных двумерных массивов золотых нанодисков, расположенных в пленке ФГ. Частотно-угловые спектры и магнитный контраст приведены на Рис. 1.17. Магнитный контраст данных структур

составляет от 0.0005% до 0.1% и сопровождается дополнительной сменой знака в спектральном диапазоне, соответствующем возбуждению ППП.

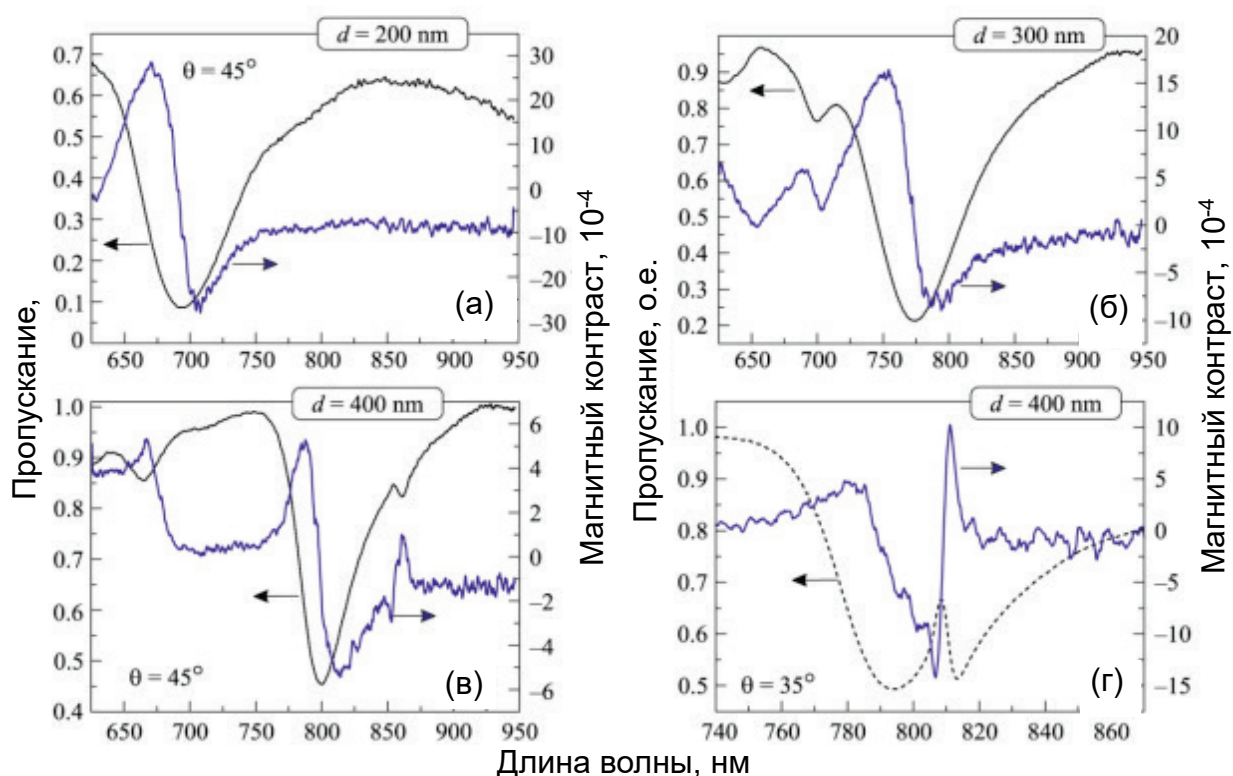


Рис. 1.17. Спектры пропускания и магнитного контраста при угле падения р-поляризованного зондирующего излучения 45° для МПК при $d=200 \text{ nm}$ (а), $d=300 \text{ nm}$ (б), $d=400 \text{ nm}$ (в); (г) Спектр пропускания и магнитного контраста при угле падения зондирующего излучения 35° для МПК при $d=400 \text{ nm}$ [125].

§ 1.7. Постановка задачи

Таким образом, к настоящему времени имеется большой задел в области магнитооптики различных материалов, а также магнитоплазмонных кристаллов. В то же время класс структур МПК довольно ограничен, и представляет интерес развитие данной области за счет создания новых видов магнитоплазмонных структур с модифицированными свойствами и изучение их основных свойств.

Целью диссертационной работы является разработка комбинированного метода ионно-лучевого распыления-осаждения для синтеза композитных металл-диэлектрических наноструктур с резонансными

оптическими плазмонными и волноводными свойствами – магнитоплазмонных кристаллов, развитие метода для создания симметричных и двухрешетчатых МПК структур и изучение особенностей их взаимодействия с электромагнитным излучением.

В рамках данной цели были поставлены и решены следующие задачи:

1. Развить комбинированный метод ионно-лучевого распыления-осаждения для синтеза МПК, образованного плазмонной дифракционной решеткой золота на поверхности монокристаллического феррит-граната (ФГ), имеющей высокое структурное качество и адгезию к ФГ, низкую дефектность слоя граната. Смоделировать условия синтеза и определить оптимальные условия формирования МПК.

2. Изучить структурные, резонансные оптические и магнитооптические свойства синтезированных магнитоплазмонных кристаллов.

3. Сформировать капсулированные одномерные магнитоплазмонные кристаллы типа феррит-гранат/золото/феррит-гранат за счет синтеза поликристаллического слоя $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ над плазмонной дифракционной решеткой золота на поверхности монокристаллического феррит-граната.

4. Экспериментально исследовать резонансные спектральные свойства и модовый состав спектрального отклика капсулированных магнитоплазмонных кристаллов со структурой феррит-гранат/золото/феррит-гранат; выявить механизмы формирования особенностей их оптического и магнитооптического отклика.

5. Сформировать двухрешетчатые магнитоплазмонные кристаллы за счет нанесения второй плазмонной дифракционной решетки золота на поверхность поликристаллического слоя $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ капсулированного магнитоплазмонного кристалла.

6. Исследовать возможности усиления оптического и магнитооптического отклика двухрешетчатых магнитоплазмонных кристаллов при резонансном возбуждении в них плазмонных и волноводных оптических мод.

ГЛАВА 2

Ионно-лучевые методы формирования одномерных магнитоплазмонных кристаллов золота / феррит-гранат

В данной Главе приведено описание основных использованных методов формирования магнитоплазмонных кристаллов (МПК) на основе одномерных решеток золота, расположенных на поверхности магнитного диэлектрика, методы диагностики, приведены типичные изображения структур и оптических спектров сформированных плазмонных кристаллов.

В главе используются материалы публикаций автора [[129-134](#)].

§ 2.1. Комбинированный ионно-лучевой метод формирования плазмонных решеток на поверхности феррит-граната и экспериментальные исследования МПК структур

Главной особенностью предложенного, исследованного и разработанного метода формирования магнитоплазмонных кристаллов на основе планарной решетки золота и магнитного диэлектрика (феррит-граната) является комбинирование процессов распыления и осаждения золота (i) фокусированным высокоэнергетическим и (ii) широкоапертурным низкоэнергетическим пучками положительно заряженных ионов.

Основные этапы синтеза однорешетчатых магнитоплазмонных кристаллов приведены на Рис. 2.1. Исходные пленки феррит-граната (ФГ) состава $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ или $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, с толщиной 2–4 мкм, были получены методом жидкофазной эпитаксии на подложке галлий-гадолиниевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (ГГГ) кристаллографической ориентации (110). Для достижения плоской бездефектной поверхности пленки была проведена ее финишная полировка методом распыления ионами кислорода с энергией 300 эВ согласно методике, описанной в работе [[114](#)]. Обработанные участки пленки золота прямоугольной формы (иногда ниже для краткости

называемые пикселями), которые были впоследствии использованы для формирования магнитоплазмонных кристаллов с требуемыми параметрами (период, ширина зазора между полосками золота), имели латеральные размеры $20\text{ мкм} \times 100\text{ мкм}$, $50\text{ мкм} \times 100\text{ мкм}$, $100\text{ мкм} \times 100\text{ мкм}$ или $100\text{ мкм} \times 200\text{ мкм}$, при толщине слоя золота от 80 нм до 120 нм. Они были сформированы методами многостадийного ионно-лучевого распыления–осаждения и жидкостного химического травления сквозь “окна”, сформированные методом контактной оптической литографии.

Одномерные плазмонные решетки, период которых варьировался в интервале от 700 до 850 нм, с шириной полос золота от 600 до 750 нм, формировались согласно методике, описанной в работе [4]. Для получения плазмонной решетки с прямоугольным поперечным профилем углублений (“канавок”), плоскопараллельными боковыми и поперечными границами, на поверхность пикселя напылялся охранный слой алюминия толщиной 2-4 нм, обеспечивающий замедление распыления обрабатываемых поверхностей, расположенных не под прямым углом к ионному пучку.

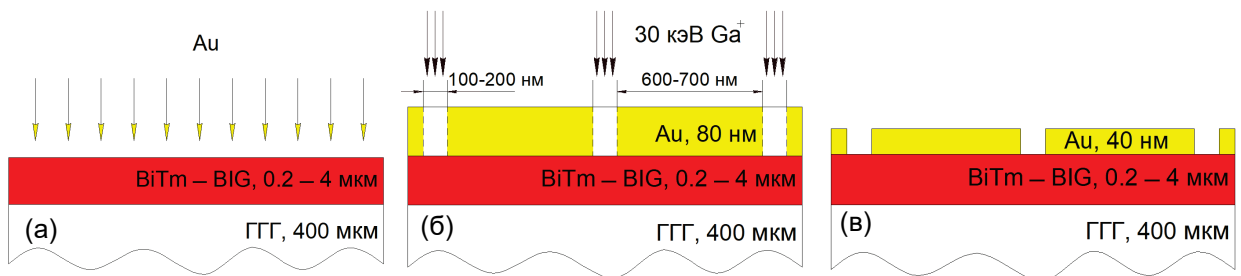


Рис. 2.1. Основные процессы синтеза 1D МПК: (а) планаризация рельефа поверхности ФГ и осаждение пленки золота; (б) формирование профиля 1D МПК травлением острофокусированным ионным пучком (ФИП); (в) финишное утонение до расчетной толщины слоя золота распылением низкоэнергетичным широкоапертурным пучком ионов кислорода и финальный вид 1D МПК.

Далее сфокусированный до 10 нм в латеральной плоскости высокоэнергетический пучок ионов Ga^+ с энергией 30 кэВ избирательно, по программируемым геометрическим шаблонам и экспериментально оптимизированным режимам дефокусировки (величины плотности тока

и длительности процесса), воздействовал на поверхность выбранной области пленки золота.

Процессы распыления–осаждения слоев золота и феррит-граната осуществляли на ионно-лучевых установках на основе Leybold GmbH с вакуумным постом A700Q и Oxford NGP80. Оригинальная конструкция источника ионов, установленная на вакуумный пост Leybold GmbH, дополнительная магнитная система, способная создавать продольное магнитное поле величиной до 20 мТл, а также ряд прочих особенностей [135] позволяют наносить высококачественные пленки и обеспечивают в широких диапазонах варьирование параметрами процесса.

Установка Oxford NGP80 – современная малогабаритная система плазмохимического и травления с непосредственной загрузкой подложек в рабочую камеру, позволяющая проводить широкоапертурную обработку ионами с относительно низкой энергией. Наличие нескольких режимов работы, таких как: реактивное ионное травление (РИТ, RIE), плазмохимическое травление (ПХТ, PE), комбинированные РИТ/ПХТ, плазмохимическое травление с источником индуктивно-связанной плазмы (ICP Etch), позволяет проводить высокоточные процессы распыления пленок различных материалов с шагом в единицы нанометров.

Анализ процессов формирования плазмонной решетки и изготовленных гетероструктур проводился методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) на установке электронно-ионного комплекса PHI Helios Nanolab 400 (FIE, USA). Установка представляет собой высокоразрешающий растровый электронный микроскоп с интегрированной ионной колонной, предназначенной в том числе для реактивного ионного травления поверхности образца – т.н. ФИП (Фокусированный Ионный Пучок) система.

Ионная пушка расположена под углом 52° относительно электронной (оптической) оси и откалибрована таким образом, чтобы ионный пучок, электронный пучок и исследуемая поверхность пересекались в одной точке.

Отличительная особенность ФИП системы по сравнению с электронным микроскопом заключается в наличии газоинжекционной системы (ГИС), которая позволяет локально наносить различные покрытия (платина, углерод, золото, вольфрам). Для исследования объемного строения интересующих участков гетероструктур изготавливались их поперечные срезы, которые затем изучались с использованием методов сканирующей электронной микроскопии. Для получения срезов на образец в исследуемой области предварительно напыляют тонкий слой платины, что позволяет снизить количество дефектов при ионном травлении, связанных с особенностями рельефа поверхности, а также четко визуализировать границу поверхности для проведения более точных измерений геометрических параметров структуры. Погрешность линейных измерений для данного класса приборов не превышает 5%, т.е. при характерных параметрах поверхностной решетки (период 500-700 нм, ширина канавки 20-150 нм) погрешность определения линейных размеров структур составляет единицы нанометров.

Исследование морфологии поверхности синтезированных гетероструктур проводилось при помощи электронного микроскопа высокого разрешения Tescan MIRA3 с полевым катодом Шоттки. Преимуществом данного микроскопа, в отличие от аналогичных установок, использующих термоэлектронную эмиссию, является возможность визуализации элементов структуры с высоким пространственным разрешением. Это достигается за счет наличия в его составе детектора вторичных электронов, встроенного в полюсный наконечник электронной пушки, обеспечивающего на низких ускоряющих напряжениях разрешение объектов, размеры которых составляют единицы нанометров.

Для исследования морфологии поверхности, наряду с СЭМ, использовался атомно-силовой микроскоп (АСМ) Integra Maximus (НТ-МДТ, Россия), обеспечивающий диапазон сканирования 100х100 мкм и дифференциальную нелинейность Z – датчика $\leq 2\%$. Зависимость проводящих свойств пленки золота от ее толщины получена при помощи

установки Keithley 4200SCS, имеющей разрешающую способность по току до 0.1 пА при диапазоне импульсной вольт-амперной характеристики: ± 40 В, ± 800 мА. Схема подключения: 2-х и 4-х проводная.

Оптические измерения. Изучение магнитооптических характеристик МПК осуществлялось посредством измерения частотно-угловых спектров пропускания или отражения; схема установки приведена на Рис. 2.2. Излучение стабилизированной галогеновой лампы, используемой в качестве источника широкополосного зондирующего излучения, заводилось в оптическое многомодовое волокно (пространственный фильтр), после выхода из которого коллимировалось линзой с фокусным расстоянием 7 см, проходило через диафрагму и фокусировалось на образец в пятно с диаметром около 50 мкм линзой с фокусным расстоянием 5 см. Образец позиционировался при помощи трехкоординатного транслятора на вращающемся столике для контроля угла падения с точностью до $0,5^\circ$. Прошедшее через образец излучение коллимировалось линзой с фокусным расстоянием 7 см, проходило через анализатор и с помощью еще одной фокусирующей линзы направлялось в спектрометр (Avesta), детектирующий интенсивность прошедшего излучения в диапазоне длин волн от 630 нм до 950 нм. При наведении излучения галогеновой лампы на образец, типичные латеральные размеры которого составляли 100 мкм x 100 мкм, излучение, прошедшее через образец, с помощью откидного зеркала отводилось на линзу и фокусировалось на CCD матрицу; соответствующее изображение использовалось для точного совмещения зондирующего луча и исследуемой структуры.

При изучении спектральных особенностей магнитооптических свойств МПК исследуемый образец помещался между двумя постоянными неодимовыми магнитами, имеющими форму кубов и расположенных таким образом, чтобы их грани были параллельны; напряженность создаваемого ими поперечного магнитного поля составляла около 3 кЭ (Рис. 2.2), что превышает поле насыщения исследуемых пленок граната. Магнитное поле было

ориентировано перпендикулярно плоскости падения зондирующего излучения (геометрия экваториального магнитооптического эффекта Керра). Смена направления постоянного поля проводилась посредством поворота держателя с двумя магнитами вокруг образца на 180 градусов с помощью шагового двигателя. Во время проведения магнитооптических измерений полоски 1D пространственно-периодической структуры были ориентированы перпендикулярно плоскости падения пробного излучения.

В качестве характеристики магнитооптического отклика в работе измерялся магнитный контраст интенсивности прошедшего или отраженного излучения:

$$\partial_{\omega} = \frac{\{I_{\omega}(\uparrow) - I_{\omega}(\downarrow)\}}{\{I_{\omega}(\uparrow) + I_{\omega}(\downarrow)\}}, \quad (2.1)$$

где $I_{\omega}(\uparrow)$ и $I_{\omega}(\downarrow)$ – интенсивность прошедшего через структуру пробного излучения, измеренная для противоположных направлений поперечного магнитного поля, обозначенных стрелками.

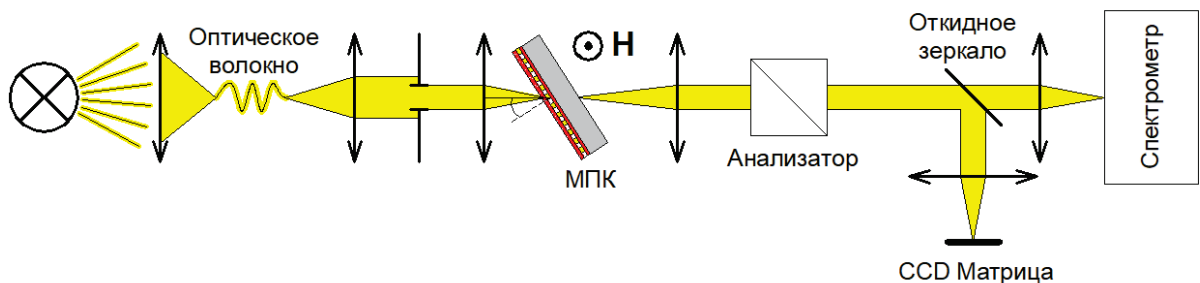


Рис. 2.2. Слева направо: галогеновая лампа; линза ($f=7$ см), оптоволоконно; линза ($f=7$ см); диафрагма, линза ($f=5$ см); образец, помещенный в поперечное магнитное поле; линза ($f=5$ см), анализатор (призма Глана-Тейлора), откидное зеркало, отводящее при необходимости излучение на CCD матрицу.

§ 2.2. Метод ионно-лучевого распыления-осаждения при формировании однородных наноразмерных пленок золота на поверхности эпитаксиального феррит-граната

Получение однородных и плотных пленок золота толщиной в единицы и десятки нанометров является сложной задачей. Химическая инертность

золота к материалам иной природы на уровне адсорбированных атомов (адатомов) обуславливает преимущественное взаимодействие золото-золото по сравнению с взаимодействием адатомов золота с подложкой в процессах осаждения. Образование связей золото-золото на поверхности подложки препятствует равномерному распределению центров зародышеобразования пленки золота и способствует процессам кластеризации в осажденном слое Au с последующей конгломеризацией кластеров в гранулы. Таким образом, задача получения однородных пленок золота с высокой адгезией к подложке сводится преимущественно к начальной стадии осаждения золота.

Рассмотрев возможные варианты синтеза пленок золота, был выбран метод ионно-лучевого распыления, поскольку он позволяет проводить контролируемое осаждение металла практически на уровне атомарных по толщине слоев и характеризуется высокими значениями энергии потока атомов золота, распыленного с мишени.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что нанесение пленки золота на поверхность слоя феррит-граната даже после процесса суперфинишной ионно-лучевой полировки не исключает формирования гранулированного слоя золота. Это обуславливает проблемы при формировании качественных 1D и 2D пространственно-периодических структур остросфокусированным пучком ионов галлия (с энергией до 32 кэВ), с характерными латеральными размерами до 10 нм – наблюдается «проскакивание» пучка галлия по межзеренной границе золотой пленки. Возникают также проблемы при формировании отвесной боковой стенки структур и чистого дна профиля травления. Наличие границ между гранулами приводит к появлению высоковольтных наводок при контакте пучка ионов галлия с подложкой, преципитации на дне и боковых стенках проектируемого профиля травления.

В ходе исследований было приложено много усилий для подавления процесса гранулирования пленок золота на стадии зарождения. В результате было предложено проводить формирование пленки золота в три этапа: (I)

осаждать пленку золота толщиной в несколько нанометров, (II) распылять ее (частично удалять) и (III) повторно осаждать слой золота до требуемой толщины. В этом случае зернистость пленок существенно подавлялась за счет преобладания латерального связывания адатомов золото-золото над вертикальным, что приводило к формированию однородных осажденных слоев золота.

Перед нанесением пленки золота поверхность подложки ФГ была очищена путем обработки широкоапертурным пучком ионов кислорода с энергией 300 эВ и плотностью тока от 0.1 до 0.15 мА/см². Схематичное изображение трех этапов синтеза пленки золота представлено на Рис. 2.3. На поверхность очищенной в кислороде подложки ФГ наносили пленку золота толщиной 2-4 нм, распыляя мишень золота пучком ионов кислорода с энергией более 1000 эВ и плотностью тока от 0.1 до 0.25 мА/см² (Рис. 2.3 (а)). При этом высокоэнергетичные атомы золота в процессе осаждения на поверхность ФГ способны внедриться в приповерхностный слой на глубину нескольких постоянных решетки, что сравнимо с толщиной исходного нарушенного поверхностного слоя естественного происхождения на поверхности ФГ. Затем проводился процесс обработки (распыления пленки золота) образца широкоапертурным пучком кислорода энергией 300 эВ и плотностью тока от 0.1 до 0.15 мА/см² до исчезновения металлической проводимости на поверхности подложки. В этом случае распыление золота идет примерно в 10 раз эффективнее, чем феррит-граната, что делает утонение пленки ФГ крайне незначительным (Рис. 2.3 (б)).

Выполненные исследования показали, что повторное осаждение золота с параметрами процесса, аналогичными использованным на первом этапе, позволяет получить гомогенную пленку заданной толщины с резкими интерфейсными границами. Это достигается за счет того, что центрами кластерообразования при повторном осаждении служат как быстрые адатомы третьего этапа, так и оставшиеся в нарушенном слое адатомы золота, внедренные туда при проведении первого этапа (рис. 2.3 (в)) [134] на глубину

около двух постоянных решетки феррит-граната, что повышает адгезию золота к диэлектрической подложке.

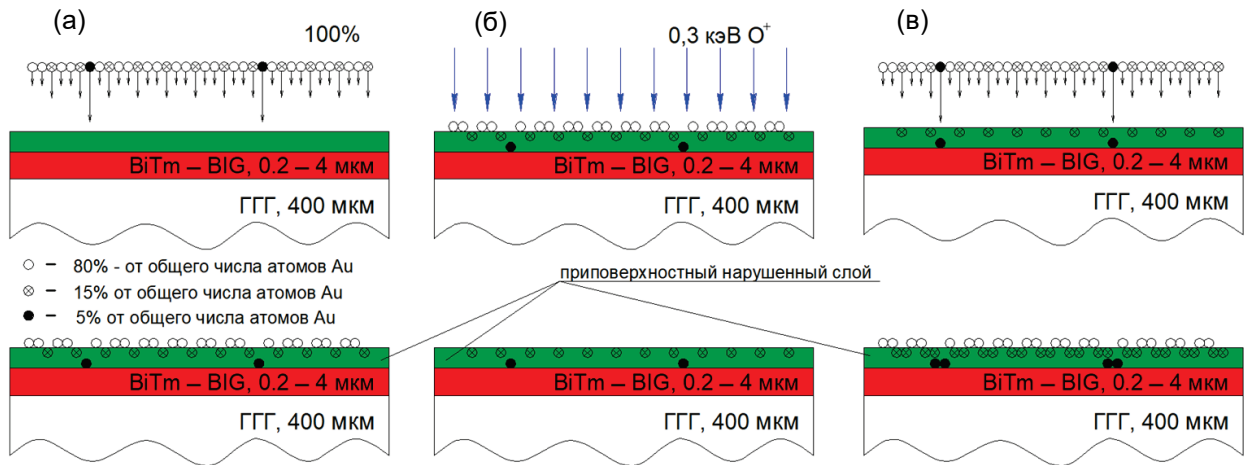


Рис. 2.3. Схематическое изображение трехстадийного процесса синтеза пленки золота: (а) I этап - первичное нанесение пленки золота толщиной 2-4 нм методом распыления-осаждения (энергия распыления мишени золота пучком ионов кислорода более 1000 эВ); (б) II этап - обработка образца широкоапертурным пучком ионов кислорода с энергией 300 эВ; (в) III этап - вторичное нанесение пленки золота с параметрами процесса первого этапа.

Для определения зависимости энергии распыляемых атомов мишени Au от энергии бомбардирующего ее потока атомов кислорода было проведено численное моделирование процесса распыления-осаждения в программном пакете SRIM и построена гистограмма распыляемых атомов золота, достигающих поверхности подложки ФГ, от их энергии (Рис. 2.4 (а)). Были рассмотрены 4 значения энергии ионного пучка кислорода: 0.5 кэВ, 1.0 кэВ, 1.5 кэВ, 2.0 кэВ. По результатам расчетов была построена зависимость среднего значения энергии распыленных атомов мишени золота от энергии атомов кислорода, показавшая, что рост средней энергии атомов Au замедляется с увеличением энергии ионов O^+ (Рис. 2.4 (б)) [131].

Анализ режимов распыления позволил подобрать оптимальный диапазон энергий ионов O^+ , составивший 1.5-1.7 кэВ, при котором примерно 80% распыленных с мишени атомов золота имеют энергию 0-20 эВ, 15% - 20-40 эВ и 5% - выше 40 эВ. Это позволяет высокоэнергетической группе атомов

(выше 40 эВ) проникнуть вглубь приповерхностного слоя ФГ на глубину около двух постоянных решетки (Рис. 2.4. (в)). Эта глубина достаточна для того, чтобы адатомы «сохранились» в процессе проведения распыления низкоадгезионного первичного слоя золота, состоящего из низкоэнергетичных атомов (1-я и 2-я группы с энергией ≤ 40 эВ) и проявили себя как центры кристаллизации, способствующие росту пленки золота на основе механизма диффузии золото-золото.

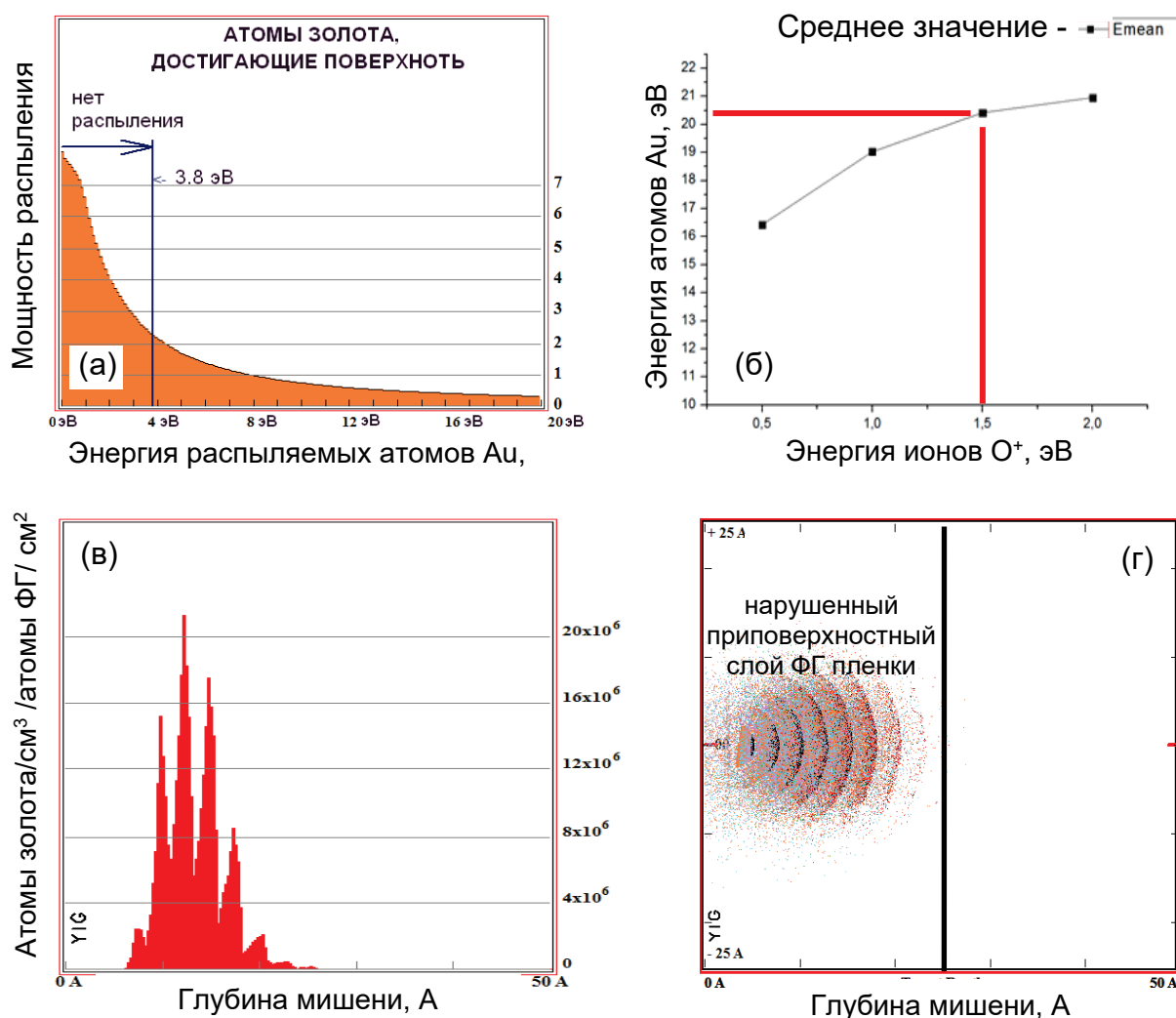


Рис. 2.4. (а) Распределение распыленных атомов золота по энергии при бомбардировке мишени атомами кислорода с энергией 1.5 кэВ. (б) график значений средних энергий распыленных атомов Au при различных энергиях распыляющего потока кислорода [131]. (в,г) SRIM симуляция распределения по глубине ионов золота с энергией 60 эВ, бомбардирующих поверхность феррит-гранатовой пленки.

Также моделирование глубины проникновения атомов золота в поверхность ФГ (Рис. 2.4 (г)) для каждой группы атомов показало, что бомбардировка пленки Au при заданном режиме не приносит дополнительных структурных нарушений слоя граната, так как атомы золота не проникают глубже 25 Å, что составляет естественную глубину нарушенного приповерхностного слоя BIG (2 постоянные решетки $a = 12,62 \text{ Å}$).

Исследование структуры сформированных пленок золота проводилось методами атомно-силовой и сканирующей зондовой микроскопии. Были исследованы пленки, нанесенные как на подложки эпитаксиального ФГ, так и на свидетеле – кремниевой пластине, находившейся в камере роста в процессе напыления пленки золота (Рис. 2.5 (а)). Поперечные сечения полученных пленок были получены при помощи установки фокусированных ионных пучков [132].

Для улучшения контраста изображения на поверхность пленки золота был нанесен слой платины толщиной около 100 нм. Видно, что пленка Au сохраняет свою целостность, ее толщина незначительно варьируется в пределах погрешности метода измерения (около 10%). Равномерность распределения цветовой интенсивности плёнки золота на СЭМ-изображении по всей ее площади говорит о низкой шероховатости, что подтверждается АСМ – исследованием, согласно которому среднеквадратичная шероховатость поверхности пленки золота составляет менее одного нанометра (Рис. 2.6 (д)). Отсутствие стенок, зерен и другой возможной структурированности пленки золота также говорит о ее гомогенности. Конформное осаждение золота на поверхность феррит-граната по предложенной методике подтверждается четким интерфейсом золото/ФГ, следующим за малейшей неровностью поверхности ФГ пленки.

На Рис. 2.5 (б) приведены СЭМ-изображения участков поверхности Au на трех стадиях роста пленки золота, с момента образования точек кристаллизации до образования плотной гомогенной пленки [133]. Отсутствие

коагуляции золота на этапе зародышевого роста является следствием применения описанного выше многостадийного метода распыления-осаждения. Видно, что атомы золота постепенно заполняют пустоты между кластерами золота, превращаясь в сплошную пленку.

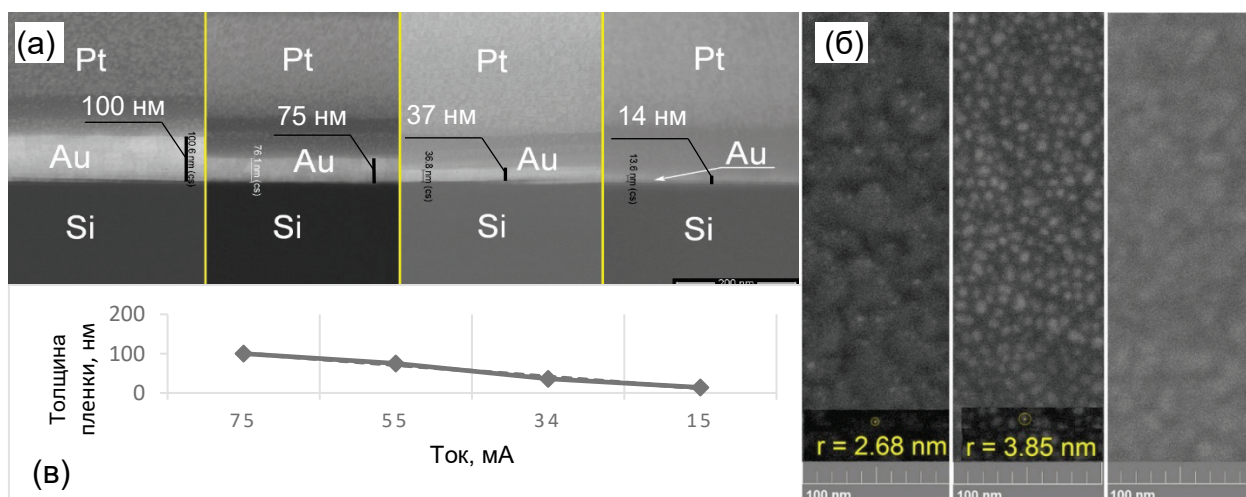


Рис. 2.5 (а) СЭМ – изображения поперечного сечения пленки золота, при различной толщине, полученной на Si – свидетеле, располагавшемся в камере роста одновременно с образцом ФГ. (б) СЭМ – изображения роста пленки золота, слева направо: этап образования точек роста, этап увеличения диаметра точек роста; этап образования пленки [133]. (в) Зависимость проводимости пленки золота от толщины.

Измерения проводимости пленки золота демонстрируют близкую к линейной зависимость тока от толщины пленки (Рис. 2.5 (в)), что также указывает на отсутствие гранулирования слоя золота. Аналогичный вывод следует из анализа СЭМ-изображений поверхности пленки (Рис. 2.6 (а,б,в)); кроме того, эти данные указывают на формирование качественной границы раздела BIG/Au, высокую объемную плотность золота и ее хорошие адгезионные свойства.

Получение ограниченных областей пленки золота для последующего формирования плазмонной структуры с заданными латеральными размерами осуществлялось посредством размерного распыления золота ионно-лучевым методом с использованием фоторезиста ФП 383. СЭМ-изображение подложки приведено на Рис. 2.6 (г). Сплошные полосы использовались для сопоставления данных, полученных в ходе SRIM-моделирования, и реального

процесса формирования плазмонной решетки. Геометрические размеры соответствующих областей зависели, в первую очередь, от возможностей установки измерения оптических и магнитооптических спектров, в которой излучение от источника света фокусировалось в область около 50 мкм в диаметре, а также были ограничены стоимостью формирования каждого участка структуры.

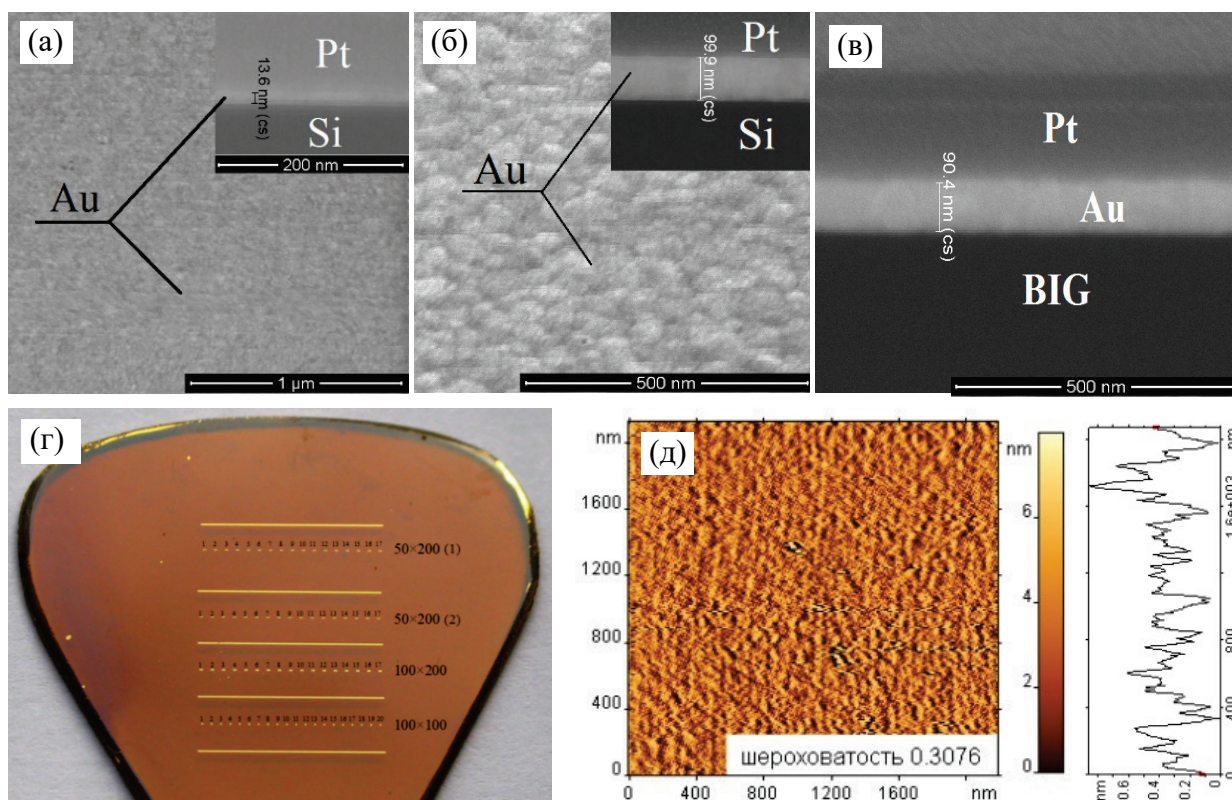


Рис. 2.6. (а,б) СЭМ – изображения пленок золота, полученные с образца-свидетеля для толщин 15 и 100 нм. На врезках: поперечные сечения структуры Au/Si [133]. (в) СЭМ – изображение поперечного сечения пленки золота на поверхности эпитаксиального ФГ [132]. (г) Внешний вид образца на основе пленки $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, подготовленного к синтезу МПК; основной коричневый цвет – пленка феррит-граната, желтый цвет – сформированные участки золота разной геометрии; (д) АСМ-изображение поверхности пленки золота, нанесенной на слой ФГ, и профиль поверхности вдоль хода сканирующего зонда.

Таким образом, развитая методика нанесения пленки золота приводит к формированию ее объемоподобных свойств при толщинах 10–20 нм, при этом пленка Au характеризуется высокой адгезией к поверхности ФГ, как будет показано ниже.

§ 2.3. Минимизация радиационных повреждений при воздействии ионных пучков на поверхность феррит-граната и пленки золота

Формирование плазмонной решетки проводилось комбинированием методов распыления-осаждения фокусированным высокоэнергетическим и низкоэнергетическим широкоапертурными ионными пучками. Нашей задачей являлось, помимо создания периодической структуры полос золота на поверхности монокристаллического феррит-граната, обеспечить прямоугольный профиль “канавки”. Это должно обеспечить хорошую воспроизводимость свойств структур, а также соответствие экспериментов данным теоретического моделирования, в котором обычно используют структуры с прямоугольным поперечным профилем.

Несмотря на значительные успехи, достигнутые в решении проблемы подавления гранулирования пленки золота при ее напылении на поверхность ФГ, отвесного качества боковых стенок и чистого дна канавки при резке сфокусированным ионным пучком первоначально получить не удавалось. С одной стороны, стояла задача защиты поверхности феррит-граната от радиационного воздействия пучка ионов галлия – поскольку диэлектрические свойства поверхности феррит-граната, вскрытого в ходе распыления высокоэнергетичным ионным пучком Ga^+ , существенно отличаются от аналогичной поверхности, защищенной наноразмерным слоем золота и вскрытой простым пост-механическим воздействием.

С другой стороны, требовалось сформировать отвесный склон боковых стенок “канавки”. В процессе ионной обработки кромки металла распыляются быстрее, чем плоские участки на профиле травления, поэтому подавление гранулирования золота за счет применения метода многостадийного распыления-осаждения золота не приводило к решению задачи формирования отвесных профилей травления.

Таким образом, наши усилия были направлены на решение двух задач:

- (i) не допускать ускоренного распыления выступов профиля, обращенных

к пучку быстрых ионов галлия. Этого можно достичь за счет осаждения поверх структуры дополнительного слоя алюминия и его травливания на финишном этапе химическим травлением, как упоминалось выше. Действительно, алюминий гораздо легче золота, поэтому его наличием можно пренебречь при моделировании процессов распыления-осаждения, при этом формирование у алюминия фасок радиальной формы не приведет к искажению прямоугольности профиля травления по золоту; (ii) защита дна профиля травления от радиационного воздействия быстрым пучком ионов галлия. Эту задачу можно решить за счет недотравливания слоя золота на толщину максимального залегания ионов, имплантированных в процессе радиационного воздействия на него, а затем дно зачистить от остаточного слоя золота медленным пучком ионов кислорода.

Создание плазмонной решетки (Рис. 2.7) с заданными параметрами толщины золота около 60 нм основывалось на двухступенчатом процессе, аналогичном описанному в [114]. Данный метод показал хорошие результаты синтеза гетероструктур, геометрические параметры плазмонной решетки соответствовали запланированным, соответствующие МПК продемонстрировали высокие магнитооптические характеристики [6,130]. Тем не менее, данный метод синтеза плазмонной решетки не учитывает краевой эффект – повышенную скорость распыления обрабатываемых поверхностей, расположенных не под прямым углом к ионному пучку. Как уже обсуждалось выше, данное обстоятельство приводит к скруглению П-образной ступеньки решётки золота и ухудшению аспектного соотношения протравливаемой канавки.

Для компенсации данного эффекта предложено использовать алюминиевую маску толщиной до 20 нм, наносимую на пленку золота перед проведением процесса разметки. Таким образом, достигается уменьшение дозы, полученной краевыми областями пленки золота во время резки.

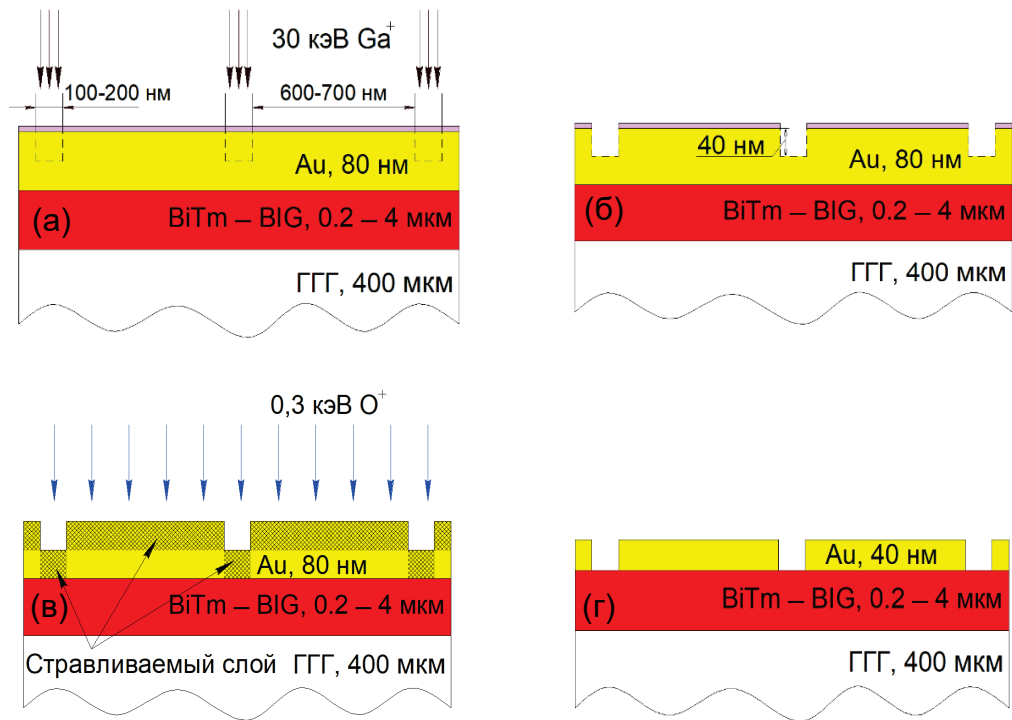


Рис. 2.7. Схематическое представление основных процессов синтеза плазмонной решетки: (а) разметка плазмонной решетки пучком ионов Ga^+ энергией 30 кэВ ; (б) удаление алюминиевого экрана с использованием хромового травителя; (в) селективное низкоэнергетическое травление золота ионами O^+ с энергией до 300 эВ ; (г) вид получившегося МПК.

На первом этапе периодическая структура на поверхности золота размечалась остросфокусированным пучком ионов галлия с энергией 30 кэВ (Рис. 2.7 (а)), далее проводилось химическое удаление алюминиевого экрана с использованием хромового травителя (Рис. 2.7 (б)). На втором этапе структура обрабатывалась широким пучком ионов кислорода с энергией до 300 эВ и плотностью тока 0.1 до 0.15 мА/см^2 (Рис. 2.7 (в)). Скорость травления золота ионами кислорода не превышала 1 нм/сек , в то время как для ФГ она составляла менее 0.1 нм/сек . Это позволяло с достаточной точностью контролировать процесс дотравливания профиля по золоту без углубления в ФГ пленку, при этом для получения готового МПК контролировалась длительность процесса (Рис. 2.7 (г)).

Толщина начального слоя золота определялась из условия, обеспечивающего отсутствие радиационных повреждений, привнесённых

в пленку феррит-граната, которые могут возникнуть при разметке периодической структуры высокоэнергетическим ионным пучком.

С использованием программного пакета SRIM было выполнено моделирование глубины проникновения ионов галлия в золотую пленку (Рис. 2.8 (в)). На графике видно, что более 80% ионов галлия задерживаются на первых 20 нм толщины золотой пленки. Тем не менее, еще 18% атомов имплантируются в ФГ пленку на глубину около 20 нм. Исходя из данных моделирования и с учетом возможных погрешностей метода контроля толщины при создании пленки золота (около 10 нм) была определена оптимальная толщина исходной пленки и максимально допустимая глубина проникновения фокуса ионного луча Ga, составившие 80 нм и 40 нм, соответственно. Учет тонкого слоя алюминия при расчёте радиационных повреждений, привносимых ионным пучком Ga^+ , не проводился, поскольку атомные массы данных веществ различаются почти в 7.5 раз.

Плазмонные решетки формировались на участках пленки золота, оставшихся после жидкостного травления и имевших размеры $50 \times 100 \text{ мкм}^2$, $100 \times 100 \text{ мкм}^2$ и $100 \times 200 \text{ мкм}^2$. Время разметки одной структуры $200 \times 100 \text{ мкм}^2$ составляло около 30 минут. После формирования решетки проводилось финишное травление, обеспечивающее низкую шероховатость (точность) интерфейсных границ воздух/золото на полосках металла и воздух/ФГ в области зазора (Рис. 2.8 (а,б)). СЭМ-изображения плазмонных решеток, сформированных при использовании дополнительного алюминиевого экрана и без него, демонстрируют различное качество полученных плазмонных решеток. На изображении слева (с участием слоя Al) видны четкие границы полос золота, краевой эффект незначителен по сравнению с результатом, продемонстрированным традиционным методом [6,130]. Видно, что у структуры на Рис. 2.8 (а) боковые стенки гладкие, профиль близок к прямоугольному. Свойства пленки ФГ не претерпели изменений, при этом на изображении справа Рис. 2.8 (б) морфология поверхности золотых полос

отличается большей шероховатостью, что говорит о дополнительном положительном эффекте от экранирования пленки золота алюминием.

Последующая обработка структуры низкоэнергетичным широкоапертурным потоком ионов кислорода с энергией до 300 эВ производит очистку дна профиля травления без радиационного воздействия на поверхность феррит-граната. В результате формируется МПК с характеристиками, которые можно моделировать на основе табличных данных и далее использовать как прекурсор в дальнейших исследованиях капсулированных МПК и МПК с двойной решеткой золота.

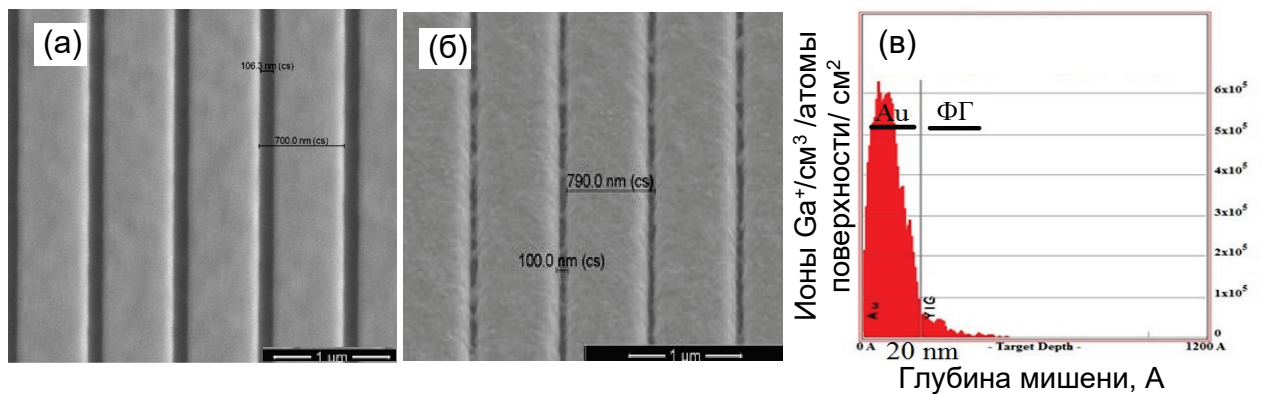


Рис. 2.8. (а,б) СЭМ – изображения плазмонных решеток золота после финишной обработки. (а) – при использовании метода алюминиевого экрана; (б) – без использования [6,130]. (в) Моделирование процесса взаимодействия ионов Ga^+ с гетероструктурой в виде пленки золота на ФГ.

§ 2.4. Оптические и магнитооптические свойства 1D МПК

Изучение магнитооптических свойств полученных структур, образованных решетками золота на поверхности слоя феррит-граната, осуществлялось путем измерения частотно-угловых спектров пропускания при использовании стабилизированной галогеновой лампы в качестве источника широкополосного зондирующего излучения, соответствующая установка описана выше. Спектры пропускания исследуемых МПК были нормированы на аналогичные спектры пленки BIG без нанесенной сверху структуры золота, полосы одномерной плазмонной решетки были

ориентированы перпендикулярно плоскости падения пробного излучения. Магнитное поле напряженностью 3 кЭ было приложено к образцу в поперечной геометрии (Рис. 2.9 (а)). Образец МПК был помещен на гониометр, что позволяло варьировать угол падения пробного излучения с точностью до долей градуса.

На Рис. 2.9 (б) представлен частотно-угловой спектр пропускания МПК (параметры структуры: период 850 нм, ширина полос золота 730 нм), демонстрирующий набор особенностей, преимущественно минимумов пропускания, центральная длина волны которых в первом приближении является линейной функцией угла падения θ и длины волны пробного излучения. Эти особенности соответствуют резонансному возбуждению двух видов поверхностных плазмон-поляритонов, ожидаемых для такого рода структуры, возбуждаемых на границах раздела воздух/Au (черные сплошные линии) и Au/BIG (штриховые линии), а также волноводных мод в слое граната. Линии с равными по модулю и противоположными по знаку углами наклона соответствуют возбуждению ППП на первой или второй плазмонной границе раздела, распространяющихся в противоположных направлениях.

Соответствующие спектральные зависимости можно в общем виде описать выражением

$$k_{spp} = k_0 \sin \theta + 2m \frac{2\pi}{d}, \quad (2.2)$$

где θ – угол падения излучения, m – целое число, порядок моды, $2\pi/d$ – модуль вектора обратной решетки. При расчете для каждой из границ раздела (воздух/Au и Au/BIG) берутся диэлектрические проницаемости воздуха либо феррит-граната. Рассчитанные резонансные длины волн как функции длины волны и угла падения представлены на рисунке линиями; линии большей производной соответствуют ППП на границе раздела золота с воздухом. Согласно выполненным оценкам, в рассмотренном частотно-угловом диапазоне на границе раздела Au/воздух возбуждается ППП первого порядка, $m=1$, где порядок определяется исходя из использованного соотношения (2.2),

$m=2,3$ для поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела Au/BiG. Более высокий порядок ППП, возбуждаемый для этой границы раздела в данном диапазоне, является одной из причин, приводящих к меньшей добротности резонанса ППП по сравнению со случаем границы Au/воздух. Меньшая добротность этих плазмонных мод может быть также связана со значительной перекачкой энергии в возбуждение волноводных мод, а также тем, что диэлектрическая восприимчивость у феррит-граната выше, чем у воздуха.

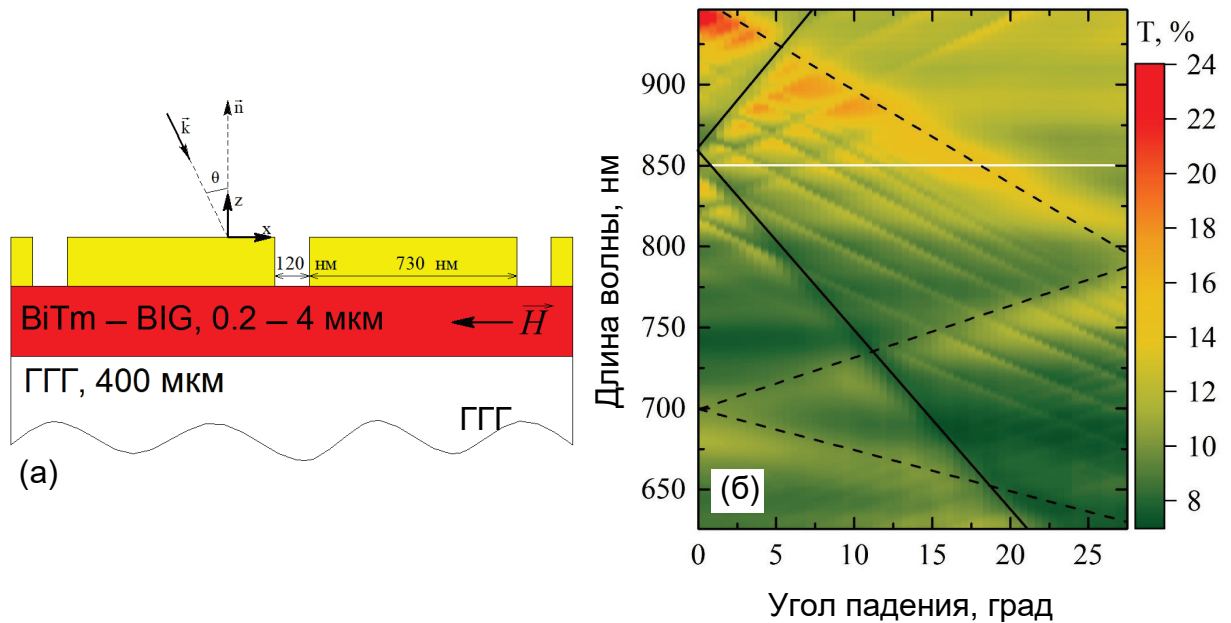


Рис. 2.9. (а) Схематическое изображение структуры исследованного магнитоплазмонного кристалла. (б) Частотно-угловые спектры пропускания МПК (период 850 нм, ширина полос золота 730 нм). Показаны области возбуждения ППП на границах раздела воздух/золото (сплошные прямые) и золото/гранат (штриховые прямые) [129].

Из Рис. 2.9 (б) видно, что вблизи каждой из обсуждаемых резонансных особенностей спектры пропускания асимметричны и имеют вид так называемого резонанса Фано [43]. Как известно, подобные особенности имеют место при интерференции двух оптических полей (вкладов), резонансного (поле ППП моды, E_{res}) и нерезонансного (поле, прошедшее через структуру, не возбуждив в ней моду, E_{nres}):

$$I_{\omega} \propto [E_{res}(\theta) + E_{nres}]^2. \quad (2.3)$$

В зависимости от относительной фазы векторных полей E_{res} и E_{nres} получаются различные по форме спектральные зависимости интенсивности излучения, прошедшего через резонансную структуру.

На Рис. 2.10 (а) приведен угловой спектр линейного пропускания МПК для длины волны накачки 850 нм, для которой, как следует из Рис. 2.9 (б), возбуждение ППП на границе раздела Au/BIG наблюдается вблизи угла падения 20 град. Видно, что форма спектральной линии в окрестности резонанса асимметрична, что обсуждалось выше.

На Рис. 2.10 (б) представлены результаты исследования спектров магнитооптических свойств магнитоплазмонных структур: приведен частотно-угловой спектр магнитного контраста интенсивности излучения, прошедшего через МПК (2.1) (т.е. величины ρ_ω – интенсивность прошедшего излучения для противоположных направлений поперечного магнитного поля). Из приведенных данных следует, что отличный от нуля магнитный контраст наблюдается в спектральной окрестности резонансных особенностей, соответствующих возбуждению ППП на границе раздела Au/BIG, максимальная величина контраста по модулю достигает 0.2 %. В то же время, вне области резонанса магнитный контраст отсутствует с точностью до ошибки измерения, в том числе для области резонансов ППП на интерфейсе Au/воздух. Отметим, что знак контраста различен для поверхностных плазмонов, распространяющихся в противоположные стороны по границе раздела Au/BIG, т.е. для особенностей, соответствующих увеличению или уменьшению резонансной длины волны с ростом угла падения.

Традиционно магнитный контраст используется для характеристики магнитооптического экваториального эффекта Керра. Наши эксперименты выполнены для т.н. геометрии Фохта - при прохождении излучения через поперечно намагниченную структуру - для которой ожидается четный, квадратичный по намагниченности, интенсивностный эффект. Наблюдаемый в эксперименте магнитный контраст соответствует нечетному (линейному

по намагниченности) магнитооптическому эффекту в интенсивности прошедшего света. В случае МПК он возникает как результат линейного по намагниченности сдвига дисперсионных зависимостей ППП на границе раздела золотой структуры с магнитным диэлектриком, в соответствии с условием (для поперечного магнитного поля):

$$k_{\text{ППП}} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_{\text{Au}} \varepsilon_{\text{BIG}}}{(\varepsilon_{\text{Au}} + \varepsilon_{\text{BIG}})}} (1 + \alpha g), \quad (2.4)$$

где ε_{Au} и ε_{BIG} - диэлектрическая проницаемость золота и граната, g - вектор гирации, α - коэффициент, составленный из диэлектрических проницаемостей.

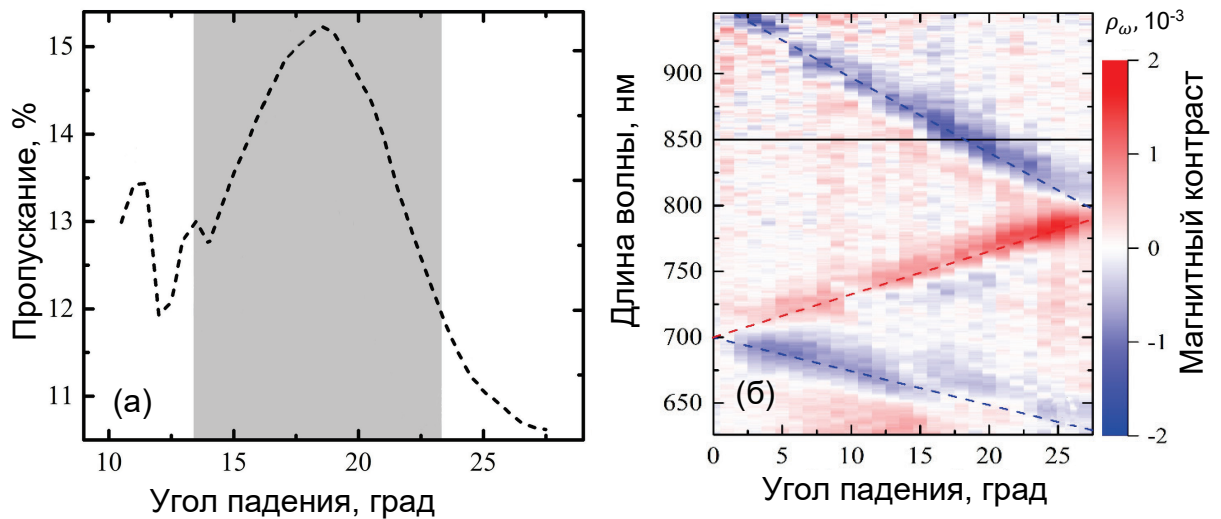


Рис. 2.10. (а) Угловой спектр линейного пропускания в окрестности возбуждения поверхностного плазмона на границе раздела Au/BIG. Длина волны накачки 850 нм. (б) Частотно-угловой спектр линейного магнитного контраста МПК; красным цветом обозначен контраст положительного знака, синим - отрицательного [129].

Следует отметить, что в случае неперфорированной (однородной) магнитной пленки BIG в данной конфигурации эксперимента, в поперечном магнитном поле, не наблюдается магнитного контраста, в соответствии с классическим рассмотрением [4].

§ 2.5. Зависимость МО эффектов магнитоплазмонных кристаллов от условий формирования плазмонной решетки

С целью выявления зависимости величины магнитооптических эффектов от структуры магнитоплазмонных кристаллов и оптимизации геометрических параметров гетероструктуры, была исследована серия образцов МПК, имеющих разные периоды плазмонной решетки, на подложках монокристаллического феррит-граната разного состава, а также изготовленные при различных условиях ионной обработки.

На Рис. 2.11 и Рис. 2.12 представлены частотно-угловые спектры пропускания и линейного магнитного контраста МПК, сформированные на подложках $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ и $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, соответственно.

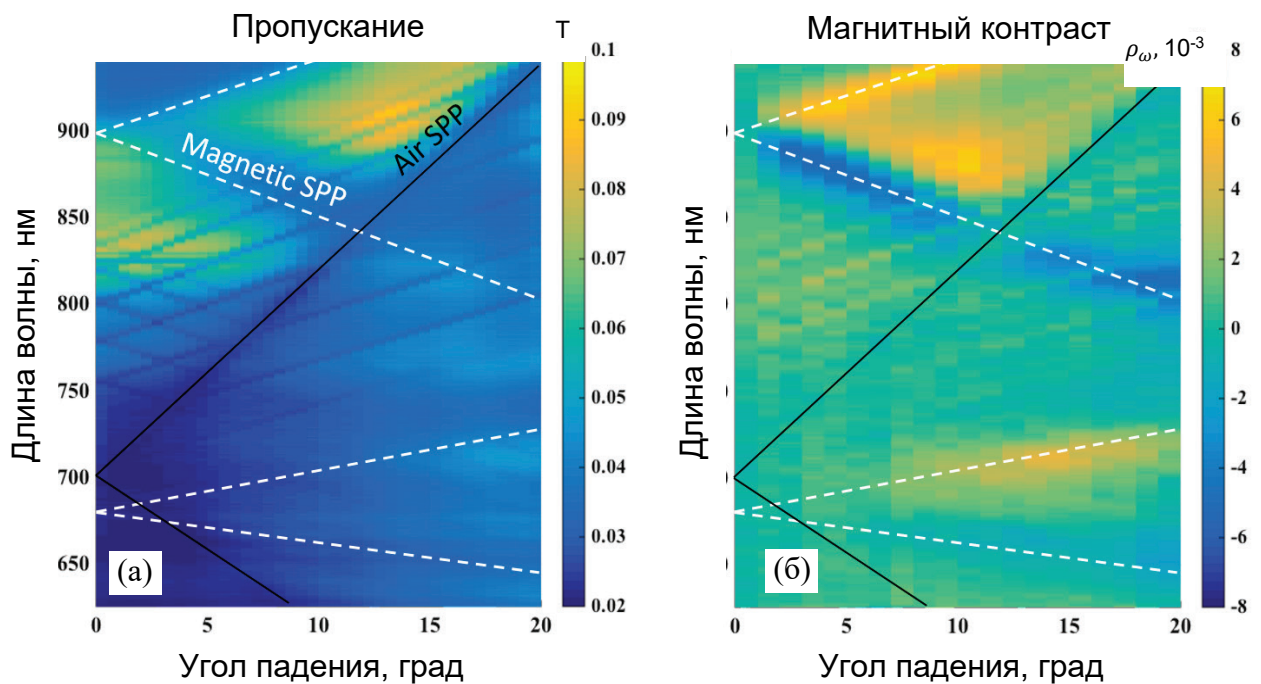


Рис. 2.11. (а) Частотно-угловой спектр пропускания 1D МПК с периодом 700 нм, сформированного на подложке $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ с геометрическими размерами 100 x 200 мкм для света, поляризованного в плоскости падения. (б) Частотно-угловой спектр линейного магнитного контраста той же структуры; желтым цветом отмечен положительный магнитный контраст, синим - отрицательный.

Каждый график, приведенный на Рис. 2.11, соответствует различным параметрам «прореза» слоя золота и демонстрирует набор особенностей,

преимущественно минимумов пропускания, спектральное положение которых варьируется как функция угла падения θ и длины волны зондирующего излучения. Особенности соответствуют резонансному возбуждению двух видов ППП (на границах раздела воздух/Au и Au/BiG), а также волноводных мод в слое феррит-граната. Соответствующие спектральные зависимости в общем виде описываются условием фазового синхронизма (2.4).

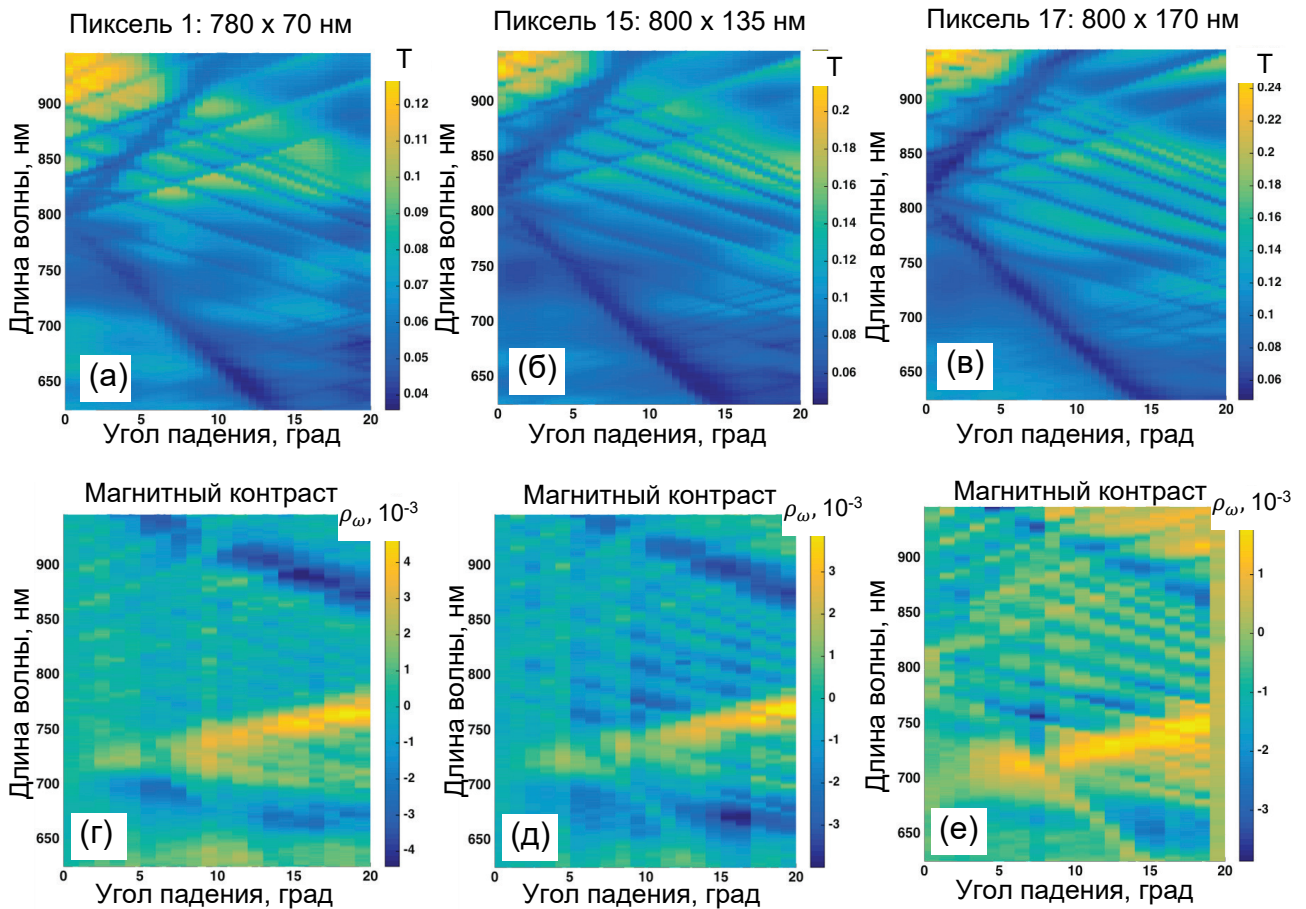


Рис. 2.12. (а,б,в) Частотно-угловые спектры пропускания 1D МПК, выполненных на пикселях подложки $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ с различными периодами решеток и различными режимами травления ионным пучком, нанесённых на пиксели геометрией 100×200 мкм. (г,д,е) Частотно-угловой спектр линейного магнитного контраста тех же плазмонных структур с геометрическими размерами 50×200 мкм на подложке $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$.

В частотно-угловом спектре магнитного контраста (Рис. 2.11 (б) и Рис. 2.12 (г,д,е)) хорошо видны две ветви, вдоль которых происходит его увеличение. Спектральное положение и угловая зависимость соответствуют

спектрам возбуждения ППП на границе раздела Au/BIG, полученным из выражения (2.4).

Помимо выявления зависимости магнитооптических параметров МПК от материала подложки и периода структуры проводилось исследование влияния на МО профиля канавки и толщины остаточного золота на ее дне. На Рис. 2.13 приведены СЭМ – изображения МПК (Рис. 2.13 (а,б,в)), полученных на подложке $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, а также их частотно-угловые спектры пропускания (Рис. 2.13. (г,д,е)) и магнитного контраста (Рис. 2.13. (ж,з,и)). Видно, что увеличение ширины канавки приводит к смещению положения плазмонного резонанса к области больших длин волн. Профиль канавки не оказывает значительного эффекта на возбуждение ППП и параметры пропускания, однако наличие недотравленного золота на дне профиля приводит к изменению МО отклика, что демонстрируют полученные зависимости. Видно увеличение магнитного контраста от $1\% \cdot 10^{-3}$ (Рис. 2.13 (з)) до $3\% \cdot 10^{-3}$ (Рис. 2.13 (ж)) при уменьшении толщины слоя золота на дне профиля травления.

Сравнение результатов для МПК, полученных на подложках $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ и $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, демонстрирует различие результирующих МО параметров. Видно, что вторая подложка обеспечивает более высокие коэффициенты пропускания и магнитного контраста. Рис. 2.12 демонстрирует падение магнитного контраста с увеличением ширины зазора между полосами золота. В то же время увеличивается эффективность возбуждения волноводных мод.

Как видно (Рис. 2.13 (б,в)), отсутствие алюминиевого экрана приводит к скруглению профиля травления и ухудшению технологичности процесса, т.к. реальные физические параметры плазмонной решетки не соответствуют изначально заданным и варьируются в широком диапазоне.

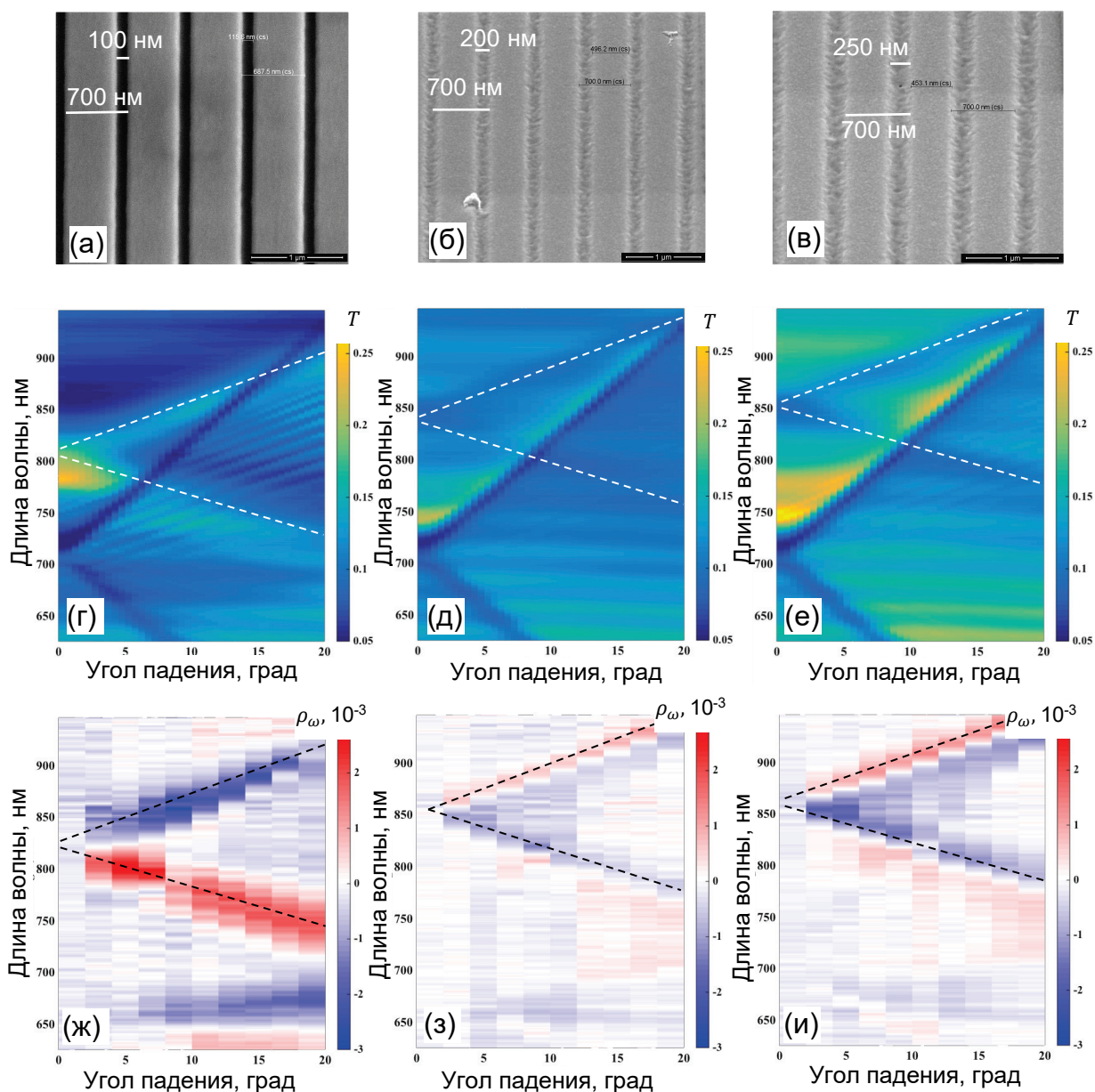


Рис. 2.13. (а,б,в) СЭМ – изображения МПК на подложке $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ с периодами решеток 700×100 нм, 700×200 нм, 700×250 нм, соответственно, сформированных при различных режимах травления ионным пучком (толщина полос золота около 50 нм): (а) МПК получен с использованием алюминиевого экрана, золото на дне профиля травления отсутствует; (б,в) МПК получены без использования алюминиевого экрана, присутствует остаточное золото на дне профиля травления толщиной около 25% и 20% толщин полос золота соответственно; (г,д,е): соответствующие частотно-угловые спектры пропускания МПК и (ж,з,и) магнитный контраст для структур, спектры пропускания которых приведены на панелях (г,д,е).

Рис. 2.14. демонстрирует зависимость поперечного эффекта Керра от длины волны для структур, указанных на Рис. 13 при угле падения зондирующего излучения 14 градусов. Видно, что максимальная интенсивность и добротность $Q = A/W$, (где Q – добротность, A – интенсивность, W – ширина на $A/\sqrt{2}$) соответствуют МПК, сформированному с использованием алюминиевого экрана, прямоугольным профилем и дном, не содержащим остаточного слоя золота.

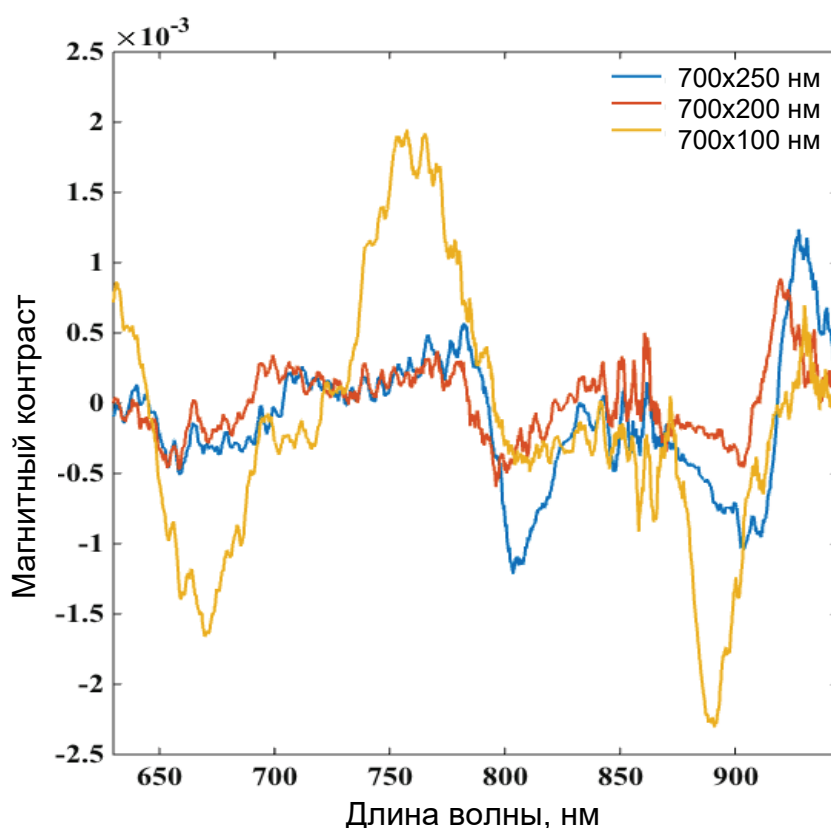


Рис. 2.14. Спектры магнитного контраста интенсивности прошедшего излучения при угле падения зондирующего излучения 14° на МПК со следующими физическими параметрами: голубая линия – период 700 нм, ширина полос золота 450 нм, присутствует остаточное золото на дне профиля травления, $Q_r = 0,055$; красная линия - период 700 нм, ширина полос золота 500 нм, присутствует остаточное золото на дне профиля травления, $Q_{кр} = 0,025$; зеленая линия – период 700 нм, ширина полос золота 600 нм, золото на дне профиля отсутствует, $Q_r = 0,1125$.

Анализ полученных данных позволил выявить ряд закономерностей:

1. Приведенный метод формирования магнитоплазмонных гетероструктур показал, что образцы МПК обладают высокодобротными особенностями в области возбуждения ППП на границе золото/гранат и золото/воздух.

2. Выявлено влияние состава подложки феррит-граната на магнитооптические свойства МПК – структуры, сформированные на подложке $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, обладают более высокими значениями магнитооптического контраста.

3. Наилучшие значения МО эффектов продемонстрированы образцами МПК, сформированными с зазором между золотыми полосами более 100 нм.

§ 2.6. Выводы по Главе 2

1. Проведено моделирование процессов распыления-осаждения, применяемых в ходе синтеза конструктивных элементов МПК. Показано, что:

- оптимальное значение энергии распыления мишени золота, обеспечивающей создание высокоадгезионной пленки золота на поверхности ФГ без привнесения повреждений на глубину большую естественно нарушенного слоя, составляет 1.5 кЭв;
- минимальная толщина слоя золота, задерживающая более 80% ионов Ga^+ при формировании плазмонной решетки, составляет 20 нм.

2. Предложен и реализован метод формирования пленок золота на поверхности магнитного диэлектрика – феррит граната, обеспечивающий хорошую адгезию золота к гранату и отсутствие переходного диффузного слоя на границе раздела золото-гранат.

3. Предложен и реализован метод формирования плазмонной решетки МПК на основе комбинирования ионно-лучевых процессов с экранированием

слоем алюминия, обеспечивший прямоугольный профиль боковых стенок полос золота.

4. Показано, что пленки золота и ФГ имеют свойства, характерные для объемоподобных веществ.

5. Сформирована серия МПК с различными геометрическими параметрами – период от 700 до 850 нм, площадь пикселя от 50 x 100 мкм до 100 x 200 мкм – на ФГ подложках различного состава.

6. Показано, что амплитуда МО эффектов зависит от состава ФГ подложки. Наибольшая эффективность достигается для МПК с периодом 750 – 850 нм, с шириной полос золота, лежащих в диапазоне от 90 до 140 нм, выполненных на пикселях латеральными размерами 100 x 200 мкм.

ГЛАВА 3

Одномерные капсулированные магнитоплазмонные кристаллы

В данной главе описывается синтез и основные свойства нового вида магнитоплазмонных кристаллов, отличительной чертой которых является близкая к симметричной структура, реализованная за счет формирования дополнительного поверхностного (капсулирующего) слоя магнитного диэлектрика (BIG) поверх плазмонной решетки золота, расположенной на поверхности монокристаллического слоя феррит-граната; разработанные методы синтеза, структурные и оптические свойства такой структуры подробно описаны в предыдущей главе. В результате были получены новые 1D плазмонные структуры, в которых наличие сплошного поликристаллического капсулирующего слоя BIG приводит к устранению границы раздела плазмонная решетка золота – воздух, что, как будет показано, изменяет спектр возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов и способно обеспечить увеличение добротности резонансных особенностей в оптическом спектре, связанных с возбуждением ППП. Кроме того, капсулирующая пленка поликристаллического граната обеспечивает увеличение механической стойкости МПК, что важно для практического применения такого рода структур.

Трудности практической реализации такой структуры заключались в том, что при формировании сплошной капсулирующей поликристаллической пленки BIG необходимо было сохранить геометрические параметры исходной плазмонной решетки Au – избежать диффузионного размытия золота, его испарения или коагуляции. Помимо этого, возникает проблема кристаллизации капсулирующей пленки BIG на непланаризованном рельефе золото + феррит-гранат.

Синтез пленок многокомпонентных металлооксидов представляет интерес с практической и фундаментальной точек зрения. В первом случае это связано с рекордными магнитооптическими и СВЧ характеристиками,

которыми обладают пленки феррит-гранатов, что обуславливает их широкое применение. Актуальной представляется фундаментальная проблема синтеза слоя феррит-граната с хорошими магнитооптическими параметрами на поверхности металлической решетки. В этом случае принципиально невозможно выполнить согласование по постоянным кристаллическим решеткам пленки и подложки, коэффициентам их термического расширения и другим характеристикам. Кроме того, для формирования кристаллической структуры и достижения высокой магнитооптической активности слоя феррит-граната необходимо провести его высокотемпературный отжиг. Таким образом, имеется возможность получить капсулирующую пленку феррит-граната только в поликристаллическом виде. Однако, для сохранения плазмонной решетки золота очень важной остается задача снижения температуры кристаллизации капсулирующего слоя граната.

Следует отметить, что при формировании капсулированного МПК ставилась задача получения высококачественной, механически прочной структуры. Данное требование обусловлено тем, что для применения таких структур в микроэлектронике в процессе обработки они должны подвергаться внешним операционным воздействиям, при которых структуры могут значительно деградировать. При этом чем более совершенна пленочная структура на несогласованной подложке, тем более она напряжена и склонна к сильной деградации. В этом смысле поликристаллическая структура верхнего слоя граната предпочтительна.

Поэтому на первом этапе решалась задача формирования однородной поликристаллической пленки висмутового граната толщиной 200-300 нм на поверхности монокристаллического галлий-гадолиниевого граната, на втором этапе были выполнены поисковые исследования нанесения аналогичной пленки поверх плазмонной решетки золота на поверхности монокристаллического феррит-граната, т.е. поверх одномерного МПК, описанного в Главе 2.

В главе используются материалы публикаций автора [[136](#),[137](#)].

§ 3.1. Получение однородной пленки ВІГ методом ионно-лучевого распыления

Процессы распыления–осаждения, применяемые в ходе синтеза пленки капсулирующего феррит-граната, осуществлялись на ионно-лучевой установке с вакуумным постом A700Q Leybold–Heraeus GmbH. Анализ объемной структуры пленки и МПК проводился СЭМ – методами на установке электронно-ионного комплекса PHI Helios Nanolab 400. Контроль элементного состава пленок осуществлялся посредством системы РСМА (рентгеноспектральный микроанализ) – X – Max (Oxford, Великобритания), позволяющей детектировать характеристическое рентгеновское излучение, индуцированное первичным электронным пучком, и, таким образом, определять состав исследуемого материала (интегрирована в ФИП-систему PHI Helios Nanolab 400). Качественный и количественный контроль структуры капсулирующей пленки (фазовый анализ) осуществлялся посредством автоматического рентгеновского дифрактометра ДРОН-3М. Контроль магнитооптических свойств капсулирующей пленки ФГ проводился методом экваториального эффекта Керра; измерения были выполнены на экспериментальной установке, аналогичной описанной в Главе 2. При этом спектры отражения плазмонных структур были нормированы на спектры отражения однородных (реперных) структур без плазмонной решетки.

Однородные пленки феррит-гранатов толщиной около 200 нм были получены методом ионно-лучевого распыления компактированной мишени керамики состава $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ пучком ионов кислорода с энергией 1600 эВ и плотностью тока 0.25 мА/см^2 при рабочем давлении кислорода в камере менее 0.2 Па и предельном вакууме выше 0.03 Па. Для обеспечения соответствия катионного состава мишени и осаждаемого материала мишень предварительно распылялась в указанных режимах на сменяемую заслонку в течение 180 мин, так что при формировании исследуемой структуры распылялась объемная часть мишени. В этом случае состав напыляемой

пленки соответствует заявленному. Поток распыляемого материала при комнатной температуре осаждался с неравномерностью менее 10% на поверхность подложек галлий-гадолиниевого граната (ГГГ кристаллографической ориентации (110)) со скоростью осаждения примерно 1.8 нм/мин. Кристаллизация пленок производилась в процессе отжига образцов в вакуумной камере при давлении не ниже 10 Па в течение 5-10 минут при температуре, не превышающей 570°C, с последующим равномерным охлаждением до 400°C в течение 100 минут, таким образом формируя своеобразный квазиимпульсный режим. Рабочим газом служила смесь азот 80% + кислород 20%. Данная специфика синтеза пленок ферритов, как было показано в процессе проведенных исследований, позволяет предотвратить формирование сквозной сетки трещин и областей отслоения в условиях неэпитаксиального характера синтеза.

На Рис. 3.1 (а) приведено СЭМ – изображение поперечного сечения поликристаллической пленки $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ с толщиной около 200 нм на подложке ГГГ, на врезке – панорамный вид участка полученной пленки. Наличие зернистой структуры указывает на поликристалличность плёнки. Адгезия атомов напыляемой пленки в области интерфейса хорошая, о чем говорит ее однородность на границе раздела материалов. Ввиду значительной магнитной активности галлий-гадолиниевого граната СЭМ – методы не предоставляют возможности произвести более точное измерение толщины напыляемой пленки, однако исследования аналогичной объемной пленки, полученной на кремниевом образце-свидетеле, показали, что ее толщина составляет около 200-250 нм. Важно отметить, что с увеличением толщины пленки ее плотность возрастает, что говорит об активации процессов кристаллизации.

На Рис. 3.1 (б) приведен результат рентгенофазового анализа пленки, выращенной на поверхности ГГГ. Пленка $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ обладает структурой пространственной группы симметрии S.G.: $\text{Ia}\bar{3}\text{d}$ (230), свойственной ГГГ, но с ярко выраженной поликристалличностью, как следует из одновременного

наблюдения дифракционных максимумов (321), (400), (420), (10 31) кубической структуры, при этом преимущественная ориентация кристаллитов феррит-граната соответствует рефлексу (321). Оценка размеров элементарной кристаллической ячейки пленки по указанным дифракционным рефлексам даёт величину $a=12,378 \text{ \AA}$, что близко к значениям для монокристаллического граната, для которого $a=12,62 \text{ \AA}$ [8].

Помимо рефлексов поликристаллического граната в рентгенограмме на Рис. 3.1 (б) хорошо просматриваются дифракционные рефлексы (444) и (888) подложки оксида ГГГ, также относящегося к кубической сингонии.

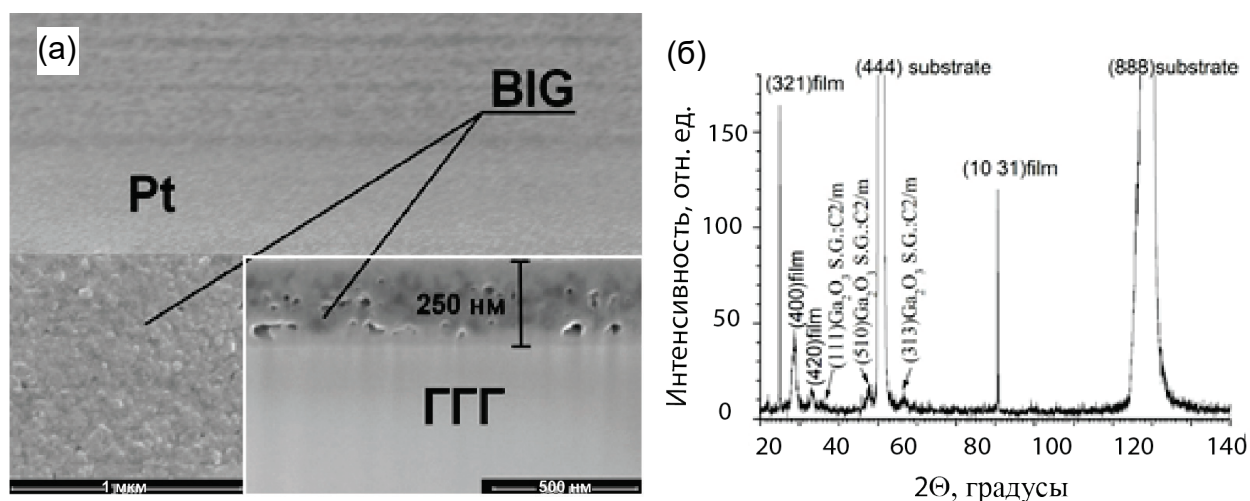


Рис. 3.1. (а) СЭМ – изображение поперечного сечения пленки $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ с толщиной около 250 нм на подложке монокристаллического галлий-гадолиниевого граната [137]. На врезке – панорамный вид участка пленки. (б) Рентгенофазовый анализ поликристаллической пленки $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной 250 нм на подложке ГГГ.

Таким образом, пленка $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, синтезированная на поверхности галлий-гадолиниевого граната, является поликристаллической, что приводит к более равномерному распределению дефектов по ее структуре и уменьшает механическую напряженность переходного слоя подложка-пленка. Отличие параметров кристаллической решетки подложки ГГГ и выращенной поликристаллической пленки BIG составляет $\Delta a = 0.019 \text{ \AA}$, что в процентном отношении составляет $\sim 0.07\%$ от постоянной решетки ГГГ.

На Рис. 3.2 (а) приведены спектры пропускания для слоя эпитаксиального ФГ состава $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ и поликристаллической пленки

висмут-замещенного граната $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ на подложке ГТГ – прототипа капсулирующей пленки. Используя аналитическое выражение для коэффициента пропускания тонкой пленки с низким поглощением [138], был аппроксимирован спектр пропускания для пленки висмутового граната (Рис. 3.2 (а) красная кривая), и было получено значение диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\text{BIG}} = 6.20 + 0.07i$, принятое постоянным в спектральной области аппроксимации. Следует отметить, что рост пропускания пленки висмут-замещенного граната наблюдается для длин волн более 400 нм, т.е. в большей части видимого диапазона спектра, что типично для поликристаллических пленок BIG.

Наличие магнитооптических свойств у капсулирующей пленки BIG подтверждено наличием петель магнитного гистерезиса (Рис. 3.2 (б)), полученных методом измерения полевой зависимости экваториального МО эффекта Керра. В этих экспериментах р-поляризованное излучение лазерного диода с длиной волны 460 нм направлялось на поверхность исследуемого образца (пленки граната) под углом 45° . Интенсивность отраженного р-поляризованного излучения регистрировалась с помощью фотодиода. Экваториальное магнитное поле с напряженностью до 1.5 кЭ создавалось с помощью электромагнита, управляемого с компьютера. Согласно анализу симметрии тензора диэлектрической проницаемости магнитной среды произвольной симметрии, в случае экваториального МОЭК магнитооптический эффект проявляется как изменение интенсивности отраженного излучения, что и измерялось в эксперименте.

В соответствии с измеренной зависимостью относительного изменения коэффициента отражения ΔR от напряженности экваториального магнитного поля, $\Delta R = (R(H) - R(0))/R(0)$, где $R(H)$ – коэффициент отражения в присутствии магнитного поля H , $R(0)$ – в его отсутствие; коэрцитивное поле поликристаллической пленки граната составляет менее 20 Э, поле насыщения – около 300-400 Э. Относительный коэффициент отражения ΔR

для поликристаллической пленки, измеренный в геометрии экваториального МО эффекта Керра, в полях 300-400 Э составил $\Delta R \sim 4 \times 10^{-4}$, т.е. приблизительно на порядок по величине меньше, чем для слоя монокристаллического BiLuIG (Рис. 3.2 (в)). Помимо меньшей величины магнитооптической восприимчивости в случае поликристаллической пленки по сравнению с монокристаллической, это может быть связано с малой толщиной слоя BIG в исследованной структуре, которая меньше длины волны зондирующего излучения и глубины его проникновения в слой граната. Соответственно, в формировании магнитооптического отклика участвует меньший объем феррит-граната.

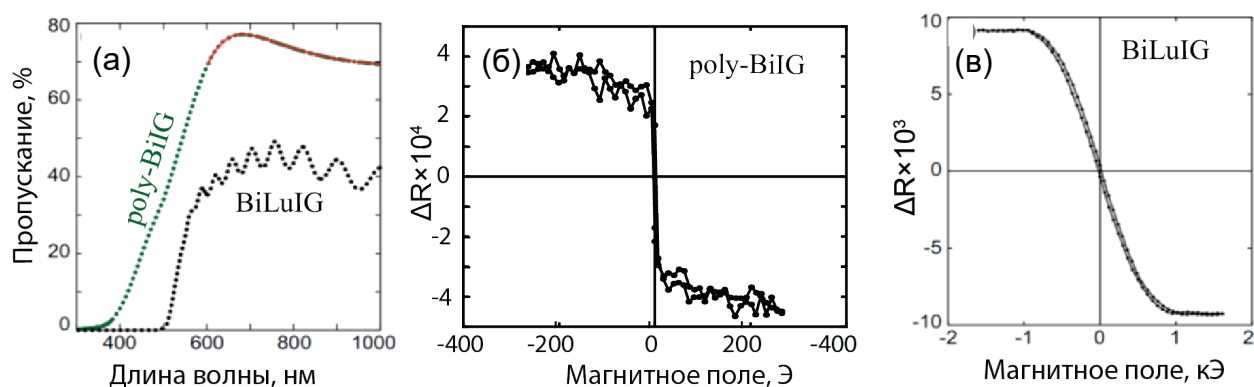


Рис. 3.2. (а) Спектры пропускания монокристаллического феррит граната состава BiLuIG (толщиной 2 мкм) и капсулирующей пленки висмутового граната BiIG, при нормальном падении зондирующего излучения. (б,в) зависимости модуляции интенсивности отраженного излучения с длиной волны 460 нм от экваториального магнитного поля для слоя BiIG [137] и подложки BiLuIG на подложках ГТГ соответственно.

Важно отметить, что, в соответствии с выполненными исследованиями, реализованный вариант отжига феррита-граната приводит к формированию ферромагнитного слоя, демонстрирующего достаточно высокие значения магнитооптического отклика. Эти же параметры отжига пленки феррит-граната были использованы при формировании капсулированного МПК.

§ 3.2. Капсуляция одномерных магнитоплазмонных кристаллов методами ионно-лучевого распыления.

Формирование на поверхности 1D Au/BiG плазмонного кристалла покрывающей (капсулирующей) пленки с составом, родственном эпитаксиальному слою феррит-граната, с самого начала представлялось сложной задачей в связи с тем, что температура кристаллизации гранатовой пленки (800°C) выше температуры диффузионного поверхностного растекания золота, экспериментально определенное значение которой составляет около 500°C . Соответственно, стандартный отжиг пленки граната должен привести к разрушению решетки Au. Для решения данной проблемы было предложено использовать быстрый квазиимпульсный отжиг капсулирующей пленки граната в вакууме при температуре ниже 600°C . Такой подход, предположительно, позволил бы сохранить 1D плазмонную решетку золота и одновременно осуществить кристаллизацию капсулирующего слоя $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Схема процесса формирования капсулированного МПК приведена на Рис. 3.3.

Пленка капсулирующего феррит-граната толщиной 100-200 нм конформно осаждалась на поверхность 1D магнитоплазмонного кристалла (Рис. 3.3 (а)) с использованием процедуры, описанной в предыдущем параграфе для случая однородной пленки. Далее проводился процесс квазиимпульсного отжига (Рис. 3.3 (б)). Финальный вид капсулированного МПК приведен на Рис. 3.3 (в). Механизм кристаллизации капсулирующей пленки BiG схематично показан на Рис. 3.3 (г). Так как золото является инертным материалом, то обеспечить адгезию атомов пленки BiG к золоту не представляется возможным. Поэтому следует ожидать, что кристаллизация капсулирующей пленки граната начинается из областей «канавки» – зазора между полосками решетки золота – и распространяется вдоль поверхности дорожки золота (Рис. 3.3 (г) 1,2). Помимо этого, кристаллизация пленки происходит с ее поверхности (Рис. 3.3 (г) 3).

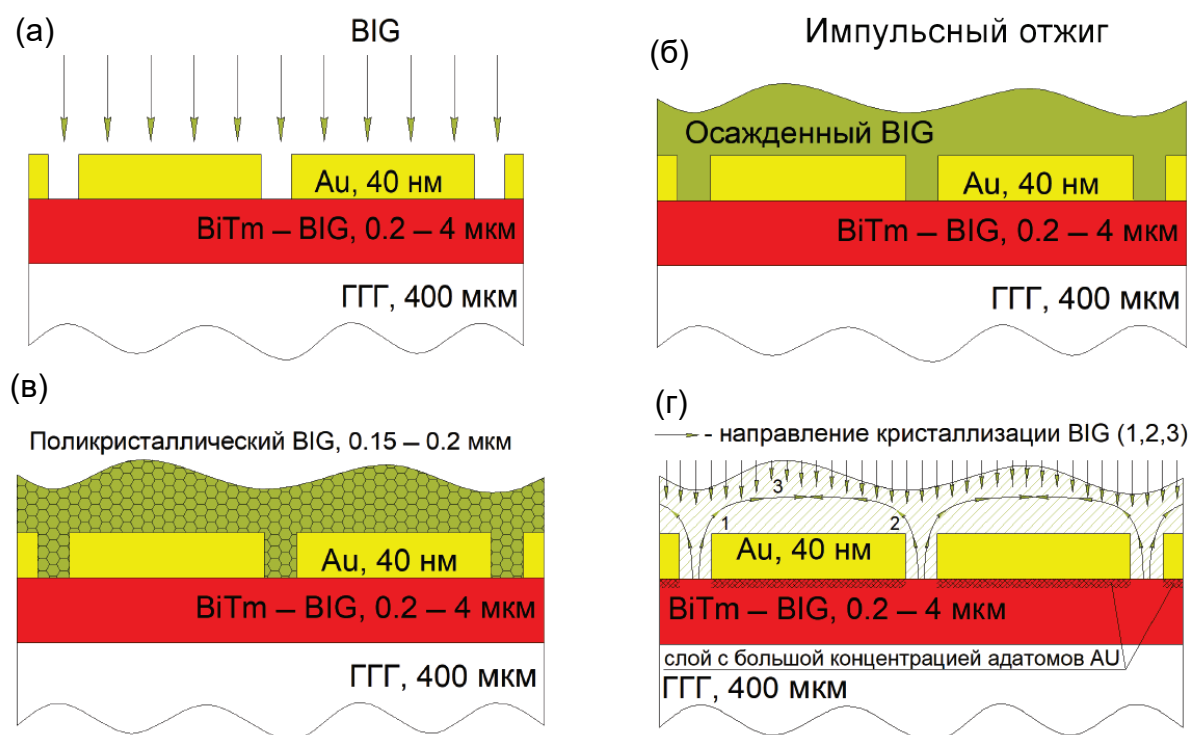


Рис. 3.3. Основные этапы капсуляции 1D МПК: (а) осаждение капсулирующей пленки BIG; (б) Квазиимпульсный отжиг при температуре, не превышающей 570°C; (в) схема капсулированного 1D МПК с верхней поликристаллической пленкой BIG; (г) схематическое представление процессов кристаллизации пленки BIG.

Исследование свойств изготовленных структур проводилось по объемным изображениям поперечных сечений МПК, полученным посредством ФИП – станции и СЭМ – методов. На основании этих изображений можно заключить, что нарушения структуры дифракционной решетки золота незначительны, периодическая структура решетки золота сохранилась после нанесения поликристаллического слоя феррит-граната. На Рис. 3.4 (а) приведено панорамное СЭМ-изображение капсулированного МПК с периодом 750 нм и исходной (до капсуляции и квазиимпульсного отжига) шириной канавки 100 нм. Видно, что после нанесения слоя ФГ и его отжига решетка золота сохранилась, хотя вблизи краев полос Au присутствуют незначительные нарушения структуры.

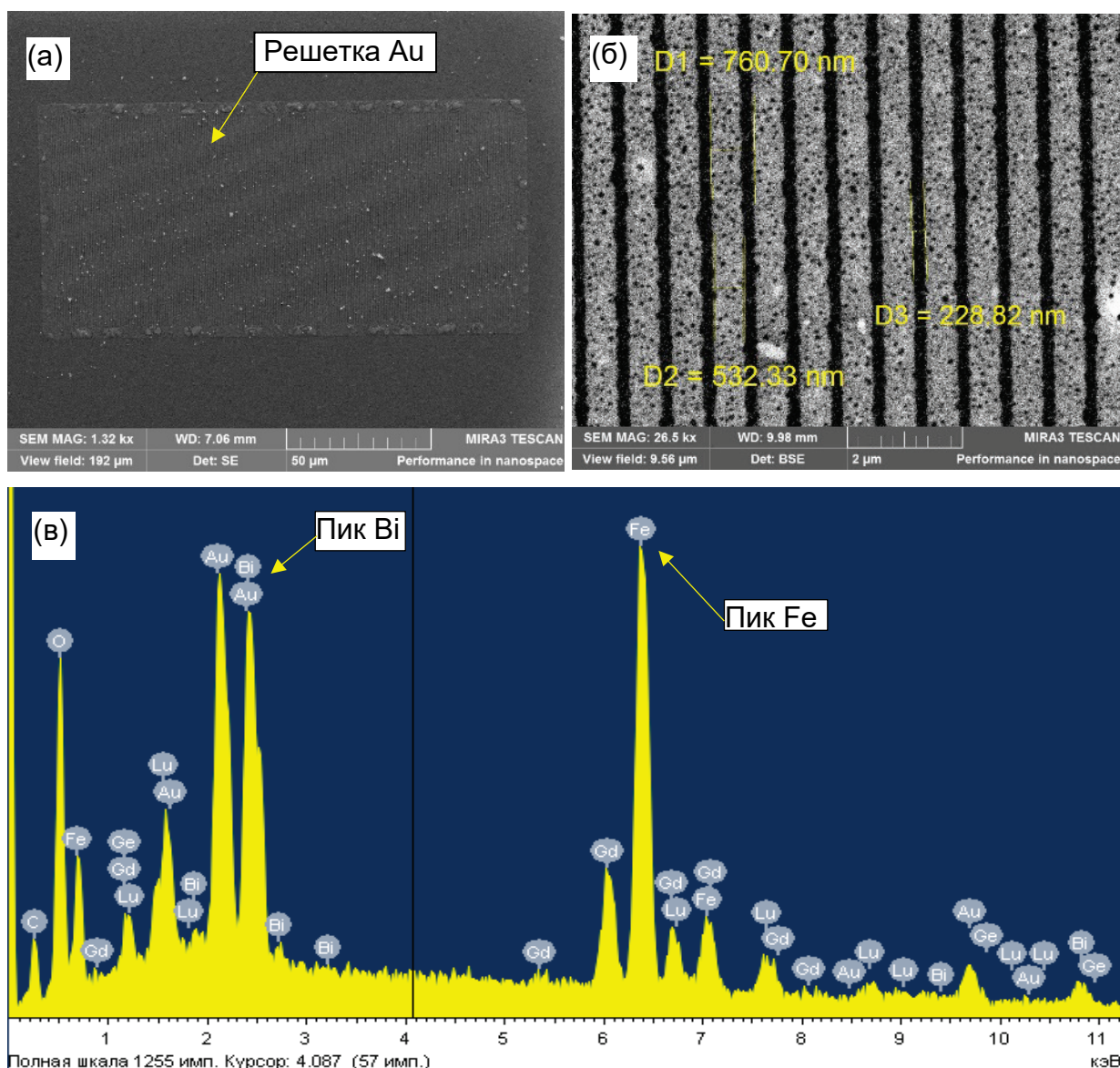


Рис. 3.4. (а) Панорамное СЭМ – изображение участка МПК после нанесения капсулирующей пленки. (б) СЭМ – изображение участка капсулированного пикселя МПК с периодом 750 нм. (в) Энергодисперсионный анализ поверхности капсулированного МПК в точке над плазмонной решеткой.

Неоднородности контраста полосок золота на СЭМ - изображении участка капсулированного МПК (Рис. 3.4 (б)) отражают процессы диффузии, проходившие в пленке золота при ее нагревании, и наличие пустот, образовавшихся в процессе кристаллизации капсулирующей пленки. Однако, необходимо отметить, что дефекты в структуре полос золота имеют размеры, значительно меньшие по сравнению с их шириной и, соответственно, с длиной волны света. Важно, что при этом видна сохраняющаяся исходная периодичность дифракционной решетки Au, хотя и наблюдается небольшое

изменение отношения ширины канавки к ширине полос золота до и после капсуляции. Как видно, ширина полос золота в процессе формирования капсулирующей пленки граната уменьшилась, что связано с неизбежными процессами коагуляции при температуре кристаллизации пленки.

Энергодисперсионный анализ поверхности капсулированного МПК (Рис. 3.4 (в)) показал наличие четких пиков висмута и железа, что также свидетельствует об успешном формировании капсулирующего покрытия родственного подложке состава.

Анализ изображений поперечных сечений капсулированной плазмонной структуры (Рис. 3.5 (а, б)) показал, что, несмотря на некоторое изменение профиля дифракционной решетки золота, она остается плотной и однородной по толщине. Также можно видеть четкую границу раздела исходной пленки ФГ и капсулирующей пленки BIG. В то же время, можно заметить формирование пустот над некоторыми полосками золота; с точки зрения возбуждения поверхностных плазмон–поляритонов наличие таких полостей может приводить к отклонению законов их дисперсии по сравнению с расчетным, если в качестве показателя преломления верхнего слоя берутся параметры для сплошного поликристаллического феррит-граната.

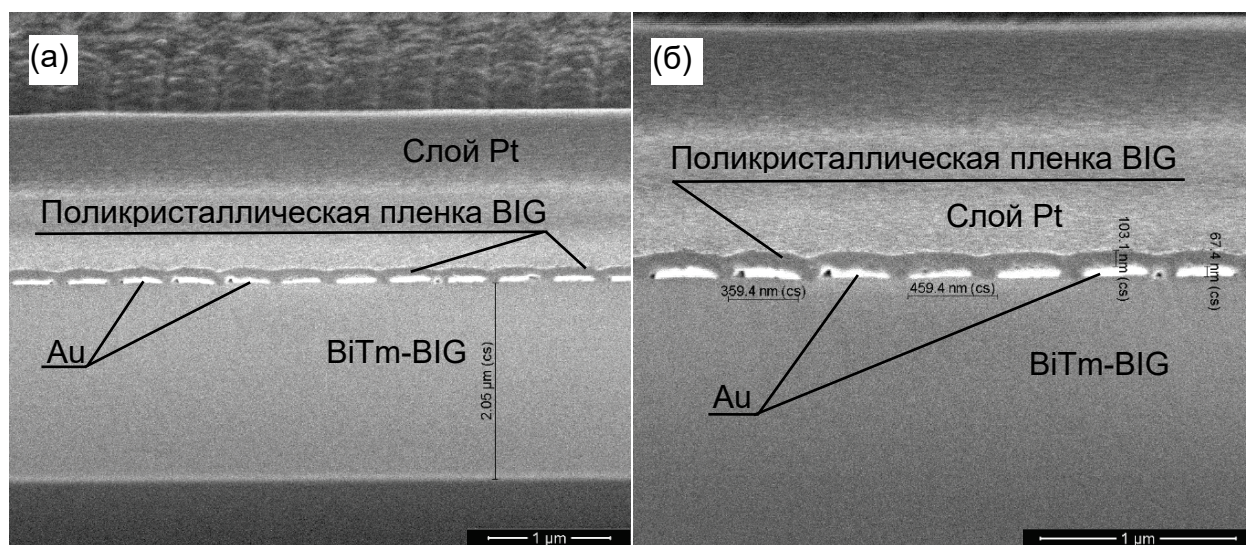


Рис. 3.5 (а,б) СЭМ – изображения (в разном масштабе) поперечных сечений капсулированной плазмонной структуры, поверх которой нанесен слой платины.

Кроме того, наличие пустот над полосками золота позволяет сделать предположение о механизме протекавшей кристаллизации слоя ФГ, начинавшейся на границе монокристаллического (эпитаксиального) феррит-граната с капсулирующей пленкой ФГ в области канавок и распространявшейся далее в область над поверхностью полосок золота. Согласно нашим предположениям, именно быстрая кристаллизация феррит-граната в области зазора между полосками золота позволила избежать нарушения геометрии решетки, подавив диффузию золота в область канавки, а совокупность квазиимпульсного режима отжига с низкой (для стандартной кристаллизации ФГ (около 800°C) температурой позволила избежать коагуляции и латерального растекания золота.

Формирование гомогенной поликристаллической пленки BIG на неоднородной как по составу, так и по рельефу поверхности феррит-граната, содержащей 1D плазмонную решетку золота, обусловлено спецификой применения ионно-лучевых и быстрых термических методов на каждом этапе синтеза симметричного магнитоплазмонного кристалла. Напыление пленки золота методом повторного распыления–осаждения позволило получить необходимую адгезию слоя золота к поверхности магнитного диэлектрика, стойкую к последующим операциям размерного фрезерования остросфокусированным ионным пучком и быстрого отжига.

Размерное фрезерование плазмонной решетки путем комбинирования высокоэнергетического остросфокусированного и низкоэнергетического, с широкой апертурой, пучков позволило получить бездефектную границу раздела эпитаксиальный феррит-гранат – капсулирующая пленка BIG, что, в свою очередь, привело к быстрому процессу кристаллизации напыленной пленки BIG. Быстрый отжиг дал возможность избежать латерального растекания и коагуляции пленки золота.

В то же время, из анализа изображений поперечного сечений капсулированного феррит-граната (Рис. 3.5 (а,б)) следует, что внешняя

поверхность капсулирующей пленки BIG толщиной около 100 нм промодулирована с периодом, соответствующим периоду решетки золота.

Таким образом, предложен и реализован метод, позволяющий формировать пространственно-периодическую структуру золота, расположенную между двумя слоями магнитного диэлектрика, монокристаллического и поликристаллического феррит-гранатов. Ниже, на основании оптических измерений, показано, что такая структура проявляет плазмонные свойства и может, таким образом, рассматриваться как плазмонный волновод.

§ 3.3. Оптические и магнитооптические свойства капсулированных магнитоплазмонных кристаллов

Основные исследования оптических свойств капсулированных магнитоплазмонных кристаллов были выполнены в схеме на пропускание; большое внимание в экспериментальных исследованиях было уделено сравнению оптических и магнитооптических свойств магнитоплазмонных кристаллов до и после нанесения верхней пленки висмут-замещенного граната.

На Рис. 3.6 представлены частотно-угловые спектры пропускания МПК с периодом золотой структуры 600 нм для (Рис. 3.6 (а)) некапсулированного и (Рис. 3.6 (в)) капсулированного МПК, полученного после нанесения поликристаллической пленки BIG толщиной около 100 нм на структуру, изображение которой приведено на Рис. 3.4 (а). Как уже отмечалось в Главе 2, в отсутствие капсуляции в спектре МПК видны особенности, преимущественно асимметричные минимумы пропускания, связанные с возбуждением ППП на границах раздела решетки золота с воздухом и монокристаллическим гранатом, а также с волноводными модами в слое граната $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ толщиной 2–4 мкм.

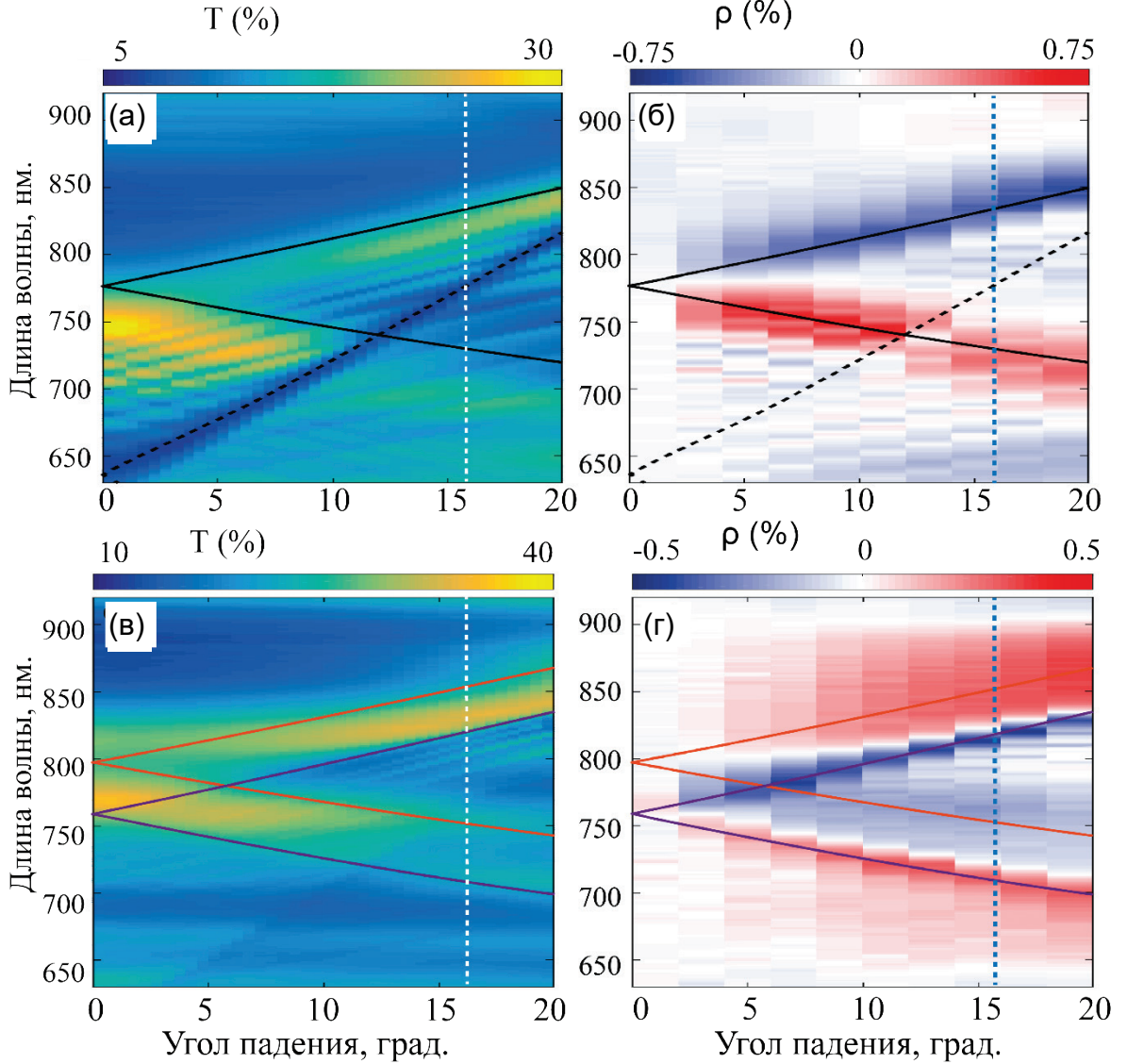


Рис. 3.6. Частотно-угловые спектры пропускания (а) и магнитного контраста (б) некапсулированного МПК (период 600 нм, ширина полос золота 500 нм). Сплошные линии соответствуют расчетным зависимостям ППП на границе раздела Au/BiG (сплошные кривые) и Au/воздух (пунктирные кривые). Две нижние панели: частотно-угловые спектры пропускания (в) и магнитного контраста (г) капсулированного МПК. Сплошные линии соответствуют расчетным резонансным модам ППП [136].

Сплошные и пунктирные линии соответствуют рассчитанным положениям резонансных особенностей, связанных с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов на границах раздела Au/BiG и Au/воздух, с использованием дисперсионного соотношения (1.15):

$$k_{spp} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_{Au} \varepsilon_d}{\varepsilon_{Au} + \varepsilon_d}} = k_0 \sin \theta + m \frac{2\pi}{D}, \quad (3.1)$$

где k_0 – волновой вектор излучения в вакууме, m – целое число, определяющее порядок возбуждения ППП, D – период плазмонной решетки. Диэлектрическая постоянная капсулирующей пленки ВIG, ε_d , являлась подгоночным параметром. Из аппроксимации графиков, приведенных на Рис. 3.6, было получено значение $\varepsilon_d = 5.21 + 0.03i$, принятое постоянным в спектральном диапазоне измерения. Спектр ППП для границы раздела золото-воздух имеет больший наклон к оси углов падения, что отражает разный порядок возбуждения ППП. О высоком качестве изготовленных МПК свидетельствует наблюдение добротных резонансных зависимостей, соответствующих второму порядку соответствующих ППП.

В частотно-угловых спектрах виден также целый набор особенностей, имеющих вид практически параллельных друг другу частотно-угловых минимумов пропускания, спектры которых отличны от возможных ППП для рассматриваемой структуры; они соответствуют возбуждению волноводных мод в слое феррит-граната, расположенном между подложкой ГГГ и плазмонной решеткой золота (Глава 1, 1.2).

Используя р-поляризованное излучение термостабилизированного лазерного диода с длиной волны 460 нм, были выполнены измерения спектра поперечного магнитооптического эффекта Керра. Интенсивность отраженного излучения в зависимости от напряженности магнитного поля регистрировалась с помощью фотодиода, при этом мерой магнитооптического эффекта являлся магнитный контраст, определяемый как $\rho = (I(+) - I(-)) / (I(+) + I(-))$, где $I(+)$ и $I(-)$ – интенсивности регистрируемого сигнала для положительного и отрицательного значений приложенного магнитного поля, соответственно.

При получении частотно-угловых спектров магнитного контраста, измерения спектров интенсивности для каждого из значений насыщающего магнитного поля 3 кЭ проводились по несколько десятков раз и рассчитывались усредненные значения магнитного контраста, что позволило уменьшить статистическую ошибку определения его величины.

Частотно-угловой спектр магнитного контраста излучения, прошедшего через некапсулированный МПК, приведен на Рис. 3.6 (б). Усиление магнитооптического отклика наблюдается вблизи области возбуждения ППП на границе раздела Au/BIG. Можно отметить, что помимо ППП второго порядка (теоретическая зависимость представлена сплошной линией), в коротковолновой области спектра магнитного контраста видна часть плазмонной ветви следующего, третьего порядка; в данном случае заметность этой особенности выше, чем в спектрах пропускания. Для ППП, распространяющихся в противоположные стороны вдоль решетки, знак магнитного контраста различен, его максимальные значения превышают 1%. В то же время, для пленки BIG без решетки золота измеренная характерная величина магнитного контраста составляет около 10^{-4} . Таким образом, в случае плазмонной структуры наблюдается усиление магнитооптического отклика пленки феррит-граната практически на два порядка по величине. Действительно, в случае чистой пленки висмутового граната магнитооптические эффекты возникают только за счет магнитооптической активности пленки ФГ, причем в геометрии на пропускание нечетный (линейный) по намагниченности магнитооптический эффект возникает за счет асимметричности двух поверхностей пленки BIG, одна из которых граничит с воздухом, другая – с подложкой монокристаллического граната; в случае их эквивалентности магнитный контраст должен отсутствовать.

В то же время, в МПК структуре присутствует плазмонная решетка золота, работающая как усилитель магнитооптического отклика; магнитный контраст возникает преимущественно за счет магнитоиндуцированного сдвига резонансных условий возбуждения ППП, нечетного по намагниченности. Также следует отметить, что важной особенностью данного вида магнитоплазмонной структуры является ее спектральная селективность, поскольку резонансные свойства МПК можно «настраивать» выбором геометрических параметров структуры.

Частотно-угловые спектры пропускания и магнитного контраста капсулированного МПК приведены на Рис. 3.6 (в,г). Видно, что наличие капсулирующей пленки ФГ приводит к значительной модификации спектра пропускания, а именно, ППП на интерфейсе Au/воздух почти исчезает, а волноводные моды в слое BIG становятся менее выраженными. Причина остаточного возбуждения ППП на границе раздела Au/воздух, который виден на Рис. 3.6 (в), может заключаться как в существовании пузырьков воздуха на границе раздела золота с капсулирующей пленкой BIG, так и в ее небольшой толщине. Расчет спектральных зависимостей ППП для решетки золота, расположенной между пленкой поликристаллического BIG и подложки монокристаллического феррит-граната (описан ниже), показывает наличие двух резонансных мод, представленных на рисунке сплошными черной и красной линиями. Эти резонансные особенности имеют близкие углы наклона, что говорит о сходной природе их возбуждения. Более наглядно эти особенности видны на сечениях спектров для определенных углов падения, приведенных на Рис. 3.7.

На Рис. 3.7 показано сечение частотно-угловых спектров пропускания (а) и магнитного контраста (б) для некапсулированных и капсулированных МПК для угла падения излучения 16 градусов (соответствующие сечения показаны на Рис. 3.6 вертикальными пунктирными линиями), в диапазоне длин волн от 780 до 920 нм. В случае некапсулированного МПК спектр пропускания демонстрирует характерный асимметричный резонанс Фано с максимальным значением пропускания 20% при длине волны около 820 нм, на фоне которого проявляются минимумы, связанные с волноводными модами. Для капсулированного МПК наблюдается максимум нормированного пропускания, достигающего 35%, при длине волны $\lambda=830$ нм, спектральная ширина этого максимума на полувысоте составляет около 30 нм. Добротность соответствующего максимума для капсулированной структуры по крайней мере в два раза больше, чем для некапсулированной.

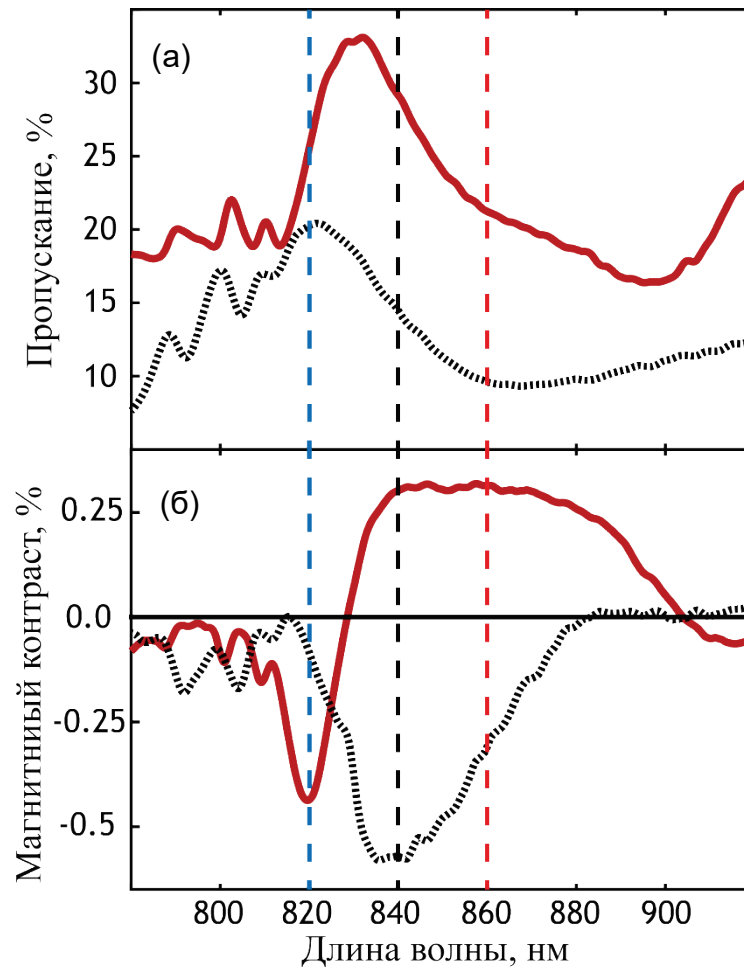


Рис. 3.7. Спектры пропускания (а) и магнитного контраста (б) для некапсулированного МПК (черный пунктир) и капсулированного МПК (красные кривые) для угла падения зондирующего излучения 16° . Вертикальные пунктирные линии проведены на глаз [136].

Отметим, что сравнение абсолютных значений пропускания для капсулированной и некапсулированной структуры не вполне корректно, поскольку при нормировке спектров были использованы разные пленки.

Спектры магнитного контраста для обоих видов МПК также, как и спектры пропускания, имеют асимметричную форму, причем максимумы ρ смещены относительно максимумов пропускания, что типично для плазмонных волноводов. Для капсулированного МПК магнитный контраст демонстрирует один резкий минимум с амплитудой около 0.5% и шириной линии около 10 нм, и второй широкий, амплитуда контраста в котором достигает 0.3% при ширине линии в 60 нм. Узкие особенности в области более коротких длин волн соответствуют волноводным модам в слое BIG,

спектральное положение которых также зависит от намагничивания и, таким образом, вносят свой вклад в магнитооптический эффект.

Для аналитических расчетов использовалась модель капсулированного МПК, схематично представленная на Рис. 3.8 (а), в которой решетка золота и слой поликристаллического висмутового граната были ограничены полубесконечными слоями $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ и воздуха с соответствующими диэлектрическими параметрами. На основе уравнений Максвелла и с использованием соответствующих граничных условий было получено следующее уравнение для дисперсии связанных мод [139А]:

$$\frac{\beta_3 \operatorname{tg}(\gamma_3 h_d) + \beta_4}{\beta_4 \operatorname{tg}(\gamma_3 h_d) + \beta_3} = - \frac{\beta_2}{\beta_3} \cdot \frac{\beta_2 \operatorname{tg}(\gamma_2 h_m) + \beta_1}{\beta_1 \operatorname{tg}(\gamma_2 h_m) + \beta_2}, \quad (3.2)$$

где $\beta_i = \gamma_i / \varepsilon_i$, при $\gamma_i = (\sqrt{k^2 - \varepsilon_i k_0^2})$, индексом $i=1,2,3,4$ обозначены слои соответственно $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, золота, поликристаллического BIG и воздуха; h_m – толщина пленки золота, $k_0 = \omega/c$ – волновой вектор светового излучения в вакууме. В такой структуре с тонким слоем золота (50 нм) возможно формирование двух связанных мод, которые можно представить как результат распространения поверхностных волн на двух поверхностях решетки золота в одном направлении и во встречных; соответственно, возбуждаются так называемые симметричная и асимметричная моды. Соответствующие распределения амплитуды электромагнитного поля показано красным и синим цветом на рисунке.

С использованием уравнения (3.2) и полученных экспериментальных данных определены спектральные зависимости диэлектрических проницаемостей слоев, формирующих магнитоплазмонный кристалл, уравнение (3.2) было решено численно и построены дисперсионные зависимости для симметрично и асимметрично связанных мод (Рис. 3.8 (б)). На основании численного моделирования для двух мод построены спектры длин распространения, представленные на Рис. 3.8 (в); видно, что

высокодобротная симметричная мода имеет большую длину распространения, чем низкодобротная асимметричная, для толщины слоя золота от 25 нм до 100 нм и для энергии фотонов 1.55 эВ.

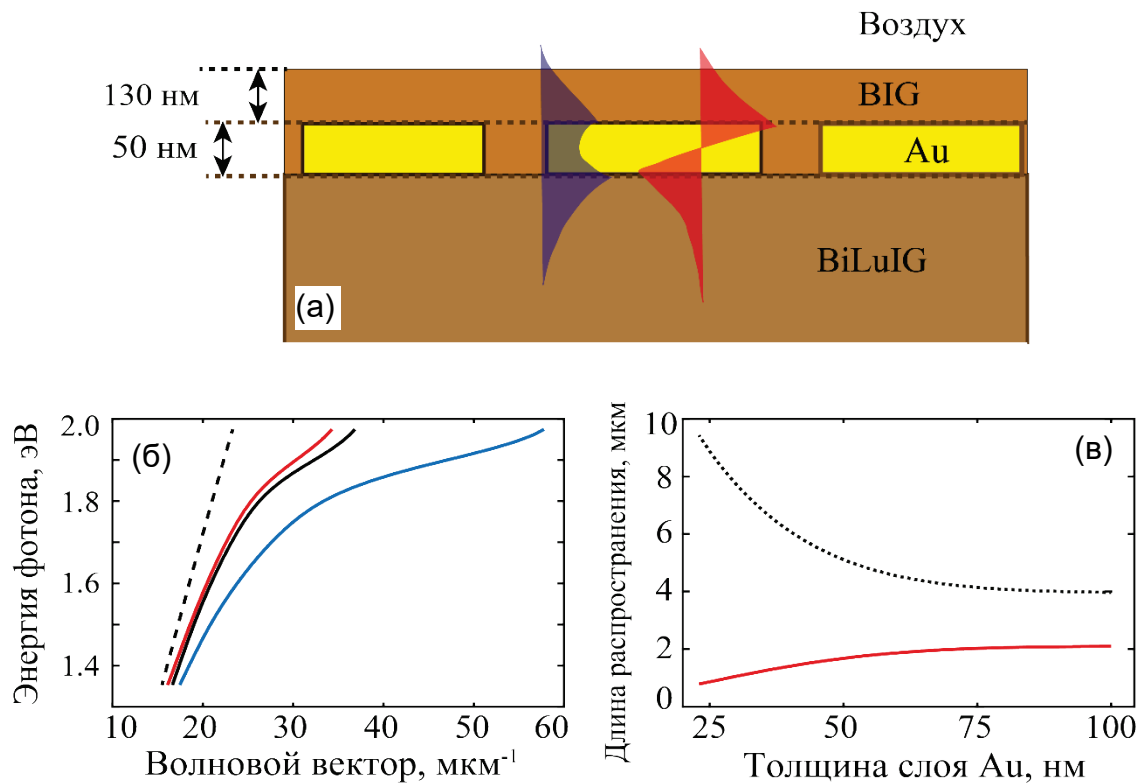


Рис. 3.8. (а) Схема модели капсулированного МПК с распределениями симметричных (синих) и асимметричных (красных) мод, рассчитанных для энергии фотонов 1.55 эВ (длина волны 800 нм). (б) Дисперсионные кривые для некапсулированного МПК Au/BiLuIG (черная сплошная кривая), а также для капсулированного МПК для симметричной (синяя кривая) и асимметричной (красная кривая) мод, для толщины пленки золота толщиной 50 нм. Пунктирная линия: дисперсия света в BiLuIG. (в) Зависимости длины распространения симметричных (черная пунктирная линия) и асимметричных (красная линия) мод в капсулированном МПК от толщины пленки золота для энергии фотона 1.55 эВ [136].

Магнитоплазмонная гетероструктура асимметрична как по показателю преломления двух диэлектриков, так и по их намагниченности во внешнем насыщающем магнитном поле. Предполагалось, что это должно обеспечить взаимодействие связанных мод с поперечным магнитным полем, что было экспериментально подтверждено (Рис. 3.6 и Рис. 3.7). Сплошные кривые

на Рис. 3.6 (в,г) соответствуют расчетной дисперсии МПК (Рис. 3.8 (б)) и расположению высокодобротной симметричной и менее добротной асимметричной мод капсулированного МПК.

Исследования, аналогичные описанным выше, были выполнены для целого ряда капсулированных МПК структур с различными параметрами - периодом и шириной канавок. Было показано, что на качество кристаллической структуры и величину магнитооптического отклика капсулирующей пленки BIG влияет ширина канавок; оптимальная ширина составляет 100-120 нм. По-видимому, в этом случае область монокристаллического феррит-граната в области канавок достаточно велика для эффективной кристаллизации капсулирующей пленки во время отжига. В то же время, дальнейшее увеличение ширины канавки снижает эффективность возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов. В качестве примера ниже приведены результаты для МПК с периодами 600 нм и 700 нм до капсуляции (Рис. 3.9) и после капсуляции (Рис. 3.10). Приведены СЭМ-изображения, а также частотно-угловые спектры пропускания и магнитного контраста. Ширина канавок в этих МПК составила около 100 нм.

Как и ожидалось, резонансные спектральные особенности смещаются при изменении периода МПК; для некапсулированных МПК наиболее выраженные минимумы пропускания, резонансные длины волн которых являются практически линейной функцией угла падения и длины волны, соответствуют возбуждению ППП на границе раздела Au/воздух, а также волноводных мод. Отличные от нуля значения магнитного контраста наблюдаются в окрестности ППП для интерфейса Au/гранат.

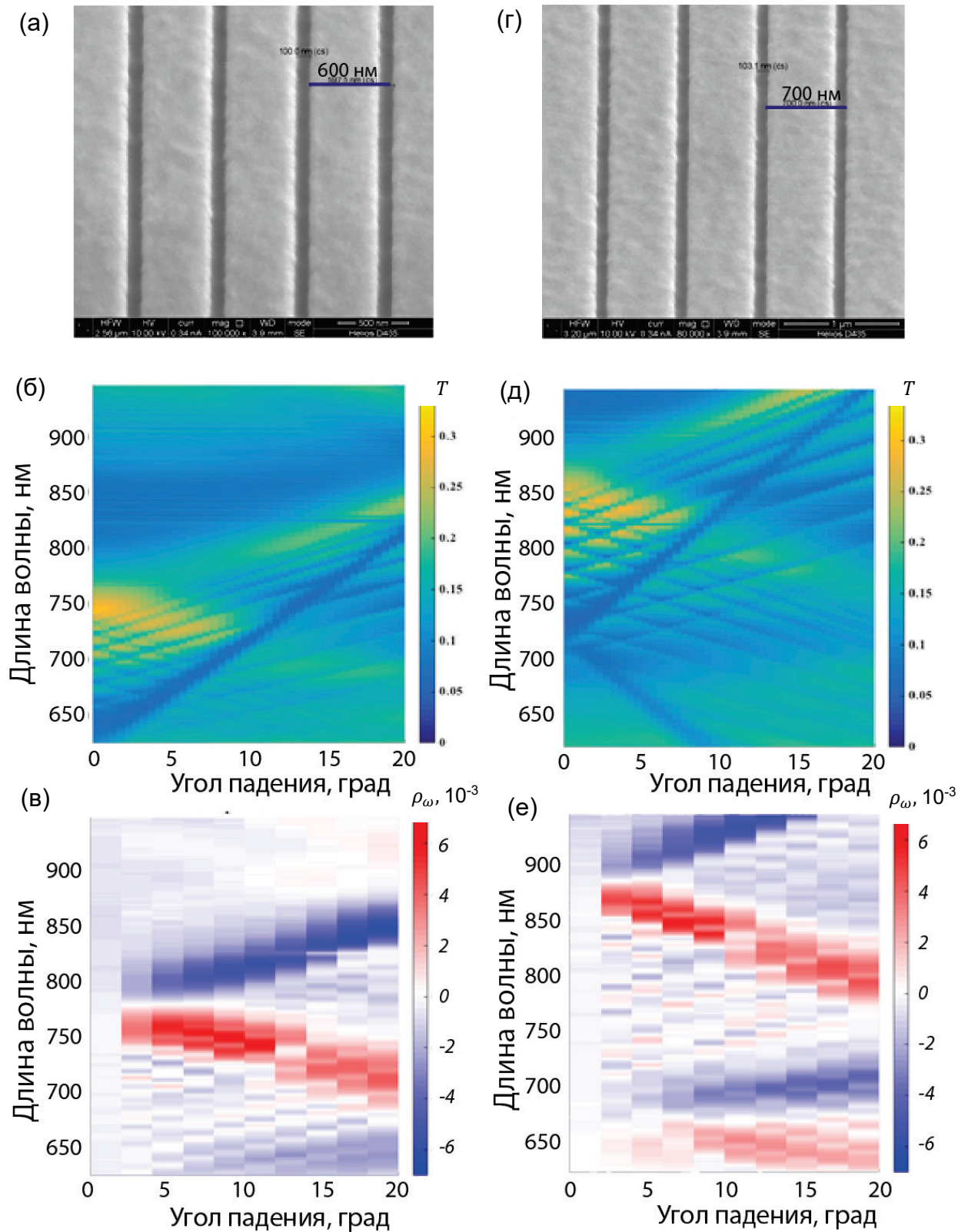


Рис. 3.9. Результаты, полученные для МПК до капсуляции; структуры с периодами 600 нм и 700 нм. (а,г) - СЭМ изображения; (б,д) – частотно-угловые спектры пропускания; (в, е) – магнитного контраста.

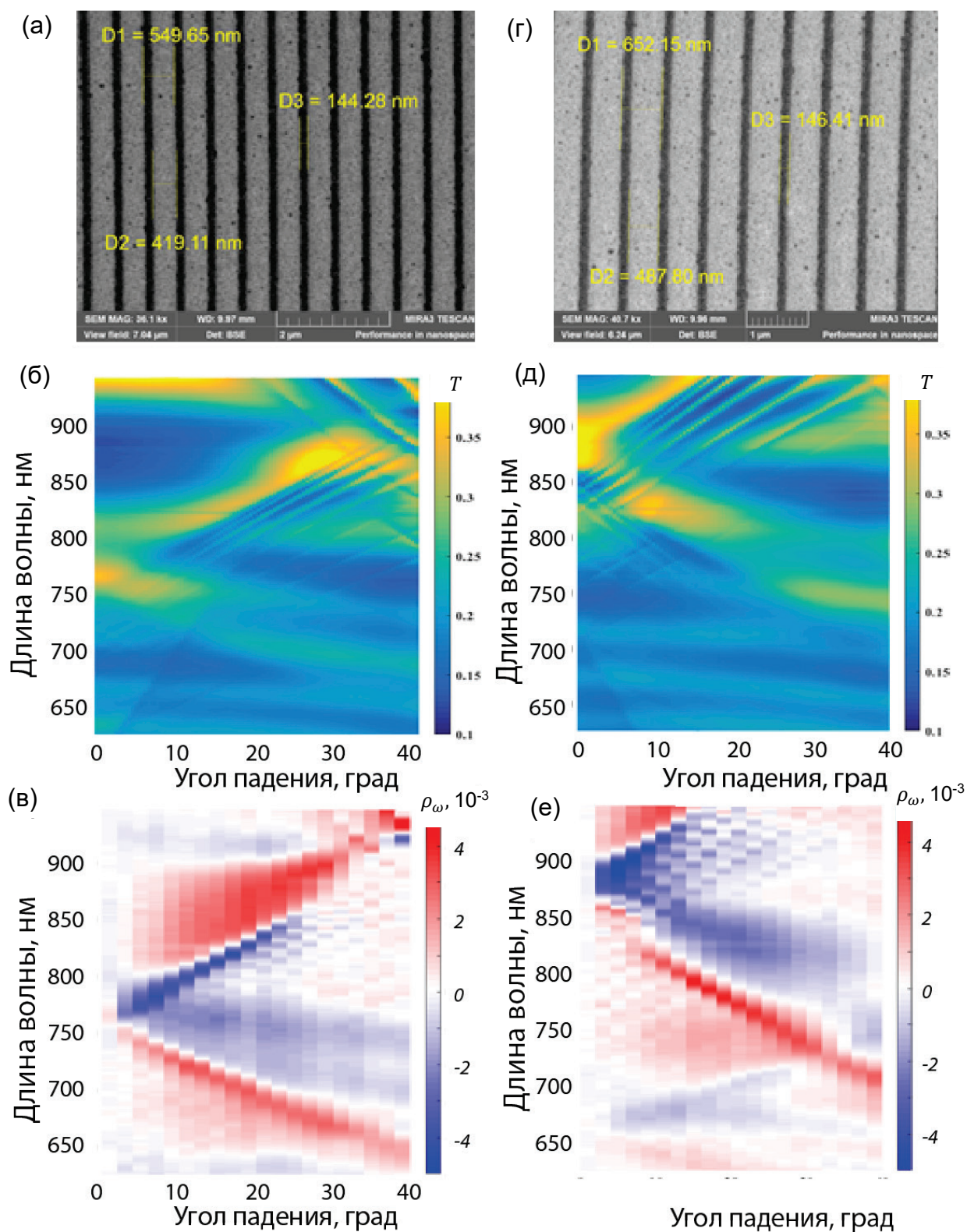


Рис. 3.10. Результаты, полученные для МПК после капсуляции; структуры с периодами 600 нм и 700 нм. (а,г) - СЭМ изображения; (б,д) – частотно-угловые спектры пропускания; (в, е) – магнитного контраста.

Из результатов, приведенных на Рис. 3.10, следует, что в капсулированных МПК возбуждение ППП на границе с воздухом, так же как и волноводных мод в подложке граната, подавлено по сравнению с МПК до капсуляции. В то же время, амплитуда магнитного контраста вблизи резонансов ППП не уменьшается, однако добротность резонансной особенности возрастает. Это соответствует наличию симметричной моды в рассматриваемой капсулированной структуре.

§ 3.4. Выводы по Главе 3

1. Предложен и реализован метод синтеза поликристаллической пленки BIG на поверхности монокристаллического феррит-граната и кремния методом распыления-осаждения. Показано, что синтезированная пленка $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ является поликристаллической, демонстрирует типичные величины магнитооптического отклика.

2. Предложен и реализован метод синтеза пленки BIG поверх магнитоплазмонного кристалла со структурой золото/феррит-гранат, обеспечивающий высокую адгезию в областях контакта с монокристаллическим феррит-гранатом и сохраняющий плазмонную решетку золота в капсулированной структуре.

3. Экспериментально показано, что усиление магнитооптического отклика капсулированной структуры наблюдается в области двух плазмонных мод, т.н. симметричной и асимметричной. Симметричная мода проявляется как узкий резонансный пик магнитного контраста, тогда как асимметричная мода обеспечивает большие значения магнитного контраста в широком спектральном диапазоне. Полученные капсулированные МПК с описанными свойствами перспективны для разработки высокочувствительных датчиков показателя преломления и магнитного поля.

ГЛАВА 4

Двухрешётчатые магнитоплазмонные кристаллы на основе золота и феррит-граната

Целью исследований, результаты которых приведены в данной главе, являлось развитие метода формирования магнитоплазмонных металл-диэлектрических периодических структур, образованных двумя решетками металла и слоями магнитного диэлектрика - железо-висмутового граната, и комплексное изучение их свойств. В дальнейшем такие структуры будем называть двухрешетчатыми магнитоплазмонными кристаллами. Для реализации этой задачи в рамках данной работы было предложено формировать вторую решетку золота на поверхности капсулированного МПК, рассмотренного в предыдущей главе. Вторая решетка золота была сформирована с использованием комбинированного метода ионно-лучевого травления таким образом, чтобы в полученной структуре плазмонные решетки были расположены друг над другом, образующие их полосы были параллельны, при этом решетки золота разделены слоем магнитного диэлектрика – поликристаллического висмутового граната.

Интерес представляли как сама задача формирования второй решетки золота, так и изучение модификации физических, оптических и магнитооптических свойств такого (2D) МПК по сравнению с исходно качественным 1D капсулированным МПК. Насколько нам известно, аналогичные плазмонные структуры ранее не были получены и исследованы.

В главе используются материалы статьи автора [[133](#),[139](#),[140](#)].

§ 4.1. Применение ионно-лучевого метода распыления-осаждения при формировании двухрешетчатого МПК

Основная трудность в решении поставленной задачи состояла в синтезе второй плазмонной решетки на структурно неидеальной поверхности капсулированного МПК. Для создания высококачественной решетки с заданными контролируемыми параметрами необходимо выполнить ее контролируемый синтез. Проблема заключается в том, что пленку золота необходимо осадить на поверхность капсулирующего слоя поликристаллического феррит-граната толщиной 150-200 нм, нанесенного поверх решетки золота, причем вся структура была подвергнута термическому отжигу, соответственно поверхность слоя граната не является плоской. Поэтому необходимо провести процессы планаризации этой поверхности таким образом, чтобы обеспечить как выравнивание поверхности плёнки феррита-граната, так и сохранность сформированной капсулированной плазмонной структуры МПК, описанной в третьей главе.

Процессы распыления–осаждения слоев золота, феррита-граната и верхнего защитного слоя Ta_2O_5 осуществляли на ионно-лучевой установке с вакуумным постом A700Q Leybold–Heraeus GmbH. Формирование плазмонной решетки, анализ структур методами сканирующей зондовой микроскопии, а также исследование объемной структуры проводили на установке электронно-ионного комплекса PHI Helios Nanolab 400.

Создание двухрешётчатого магнитолазмонного кристалла осуществлялось на основе полученных плазмонных 1D структур симметричного типа методами обработки фокусированным высокоэнергетическим и широкоапертурным низкоэнергетическим ионными пучками в процессах распыления-осаждения. Подложками выступали высококачественные 1D гетероструктуры, состоящие из плазмонной решетки золота (период 700 нм, ширина полос золота 600 нм, толщина полос золота 60 нм), сформированной на поверхности магнитной пленки висмут-замещенного

феррит-граната $(\text{BiTm})_3(\text{Fe;Ga})_5\text{O}_{12}$ толщиной 2.2 мкм [129,134], на которую сверху была конформно нанесена пленка поликристаллического феррит-граната состава $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной 100 нм [136, 139]. Методы формирования составных элементов капсулированной гетероструктуры 1D МПК, физические и магнитооптические свойства магнитоплазмонной структуры на разных этапах синтеза приведены в Главах 2 и 3. Рис. 4.1. демонстрирует основные этапы формирования двухрешетчатого МПК.

Плазмонная решетка второго уровня синтезировалась [133,140] на поверхности существующей капсулирующей пленки BIG. Как и прежде, физические особенности метода распыления высокоэнергетическим ионным пучком, применяемого в ходе синтеза второй плазмонной решетки, предъявляли высокие требования к плоскопараллельности поверхности-подложки, а также к концентрации приповерхностных дефектов. Это привело к необходимости проведения процесса планаризации поверхности капсулирующей пленки поликристаллического BIG, что проводилось методом широкоапертурной обработки поверхности ионами кислорода энергией около 300 эВ (Рис. 4.1. (а)); затем в ходе многостадийного процесса распыления-осаждения конформно осаждалась пленка золота. Энергетические параметры процесса распыления-осаждения варьировались в диапазоне 1.4-1.6 кэВ при распылении мишени золота ионами кислорода. При этом энергия осаждаемых на поверхность феррит-гранатовой пленки-подложки атомов золота составляла около 60 эВ.

Проведенный процесс планаризации значительно снизил перепад высот по площади обрабатываемой двухрешетчатой структуры, однако не позволил добиться полностью ровной поверхности. Данное обстоятельство, как было выявлено в процессе исследования, играет значительную роль при создании верхней плазмонной решетки.

Синтез пленки золота проводился в соответствии с методом, представленным в §2.1 (Рис. 4.1 (б)). На первом этапе методом распыления-осаждения наносилась пленка золота толщиной 2-4 нм. На втором этапе

поверхность подвергалась воздействию широкоапертурного пучка ионов кислорода с энергией около 300 эВ. Повторное напыление пленки золота требуемой толщины (30-100 нм) осуществлялось на следующем этапе синтеза. Параметры процесса распыления-осаждения совпадали с параметрами, соответствующими первому этапу. Таким образом, применение планаризации и хорошо зарекомендовавшего себя метода распыления-осаждения (Глава 2) позволило нивелировать изначально развитый рельеф поверхности феррит-гранатовой капсулирующей пленки и сформировать однородную пленку золота, обладающую высокой адгезией к поликристаллической магнитной подложке.

Свойства синтезируемой пленки золота исследовались на образце формируемого магнитоплазмонного кристалла и кремниевой пластине-свидетеле, располагавшейся в камере роста. Границы раздела Au/подложка и их способность выдерживать процессы постобработки исследовались посредством анализа структуры поперечного сечения и проводимости пленки на разных этапах обработки. Формирование канавок в пленке золота осуществлялось методом высокоэнергетической обработки поверхности ионами галлия с энергией 30 кэВ. Данный метод распыления-осаждения полностью аналогичен приведенному в §2.2.

Вначале периодическая структура на поверхности верхней пленки золота, покрытого тонким экранирующим слоем алюминия, размечалась остросфокусированным пучком ионов галлия с энергией 30 кэВ (Рис. 4.1 (в)), далее проводилось удаление алюминиевого экрана с использованием хромового травителя. После синтеза второй плазмонной решетки золота проводился итерационный процесс ее утонения до толщины 40-60 нм путем воздействия широким пучком ионов кислорода с энергией до 300 эВ и плотностью тока 0.1 до 0.15 мА/см², с контролем физических и магнитооптических параметров формируемой гетероструктуры (Рис. 4.1 (г)). Высокая селективность процесса позволяла провести бездефектную обработку канавок поликристаллической капсулирующей

пленки. Далее на структуру методом ионного распыления с использованием ионов кислорода конформно осаждался защитный слой Ta_2O_5 толщиной 40-60 нм (Рис. 4.1. (д)), кристаллизация которого проводилась в атмосфере азота и кислорода при температуре не выше $200^\circ C$. Finalный вид двухрешетчатой гетероструктуры приведен на Рис. 4.1 (е).

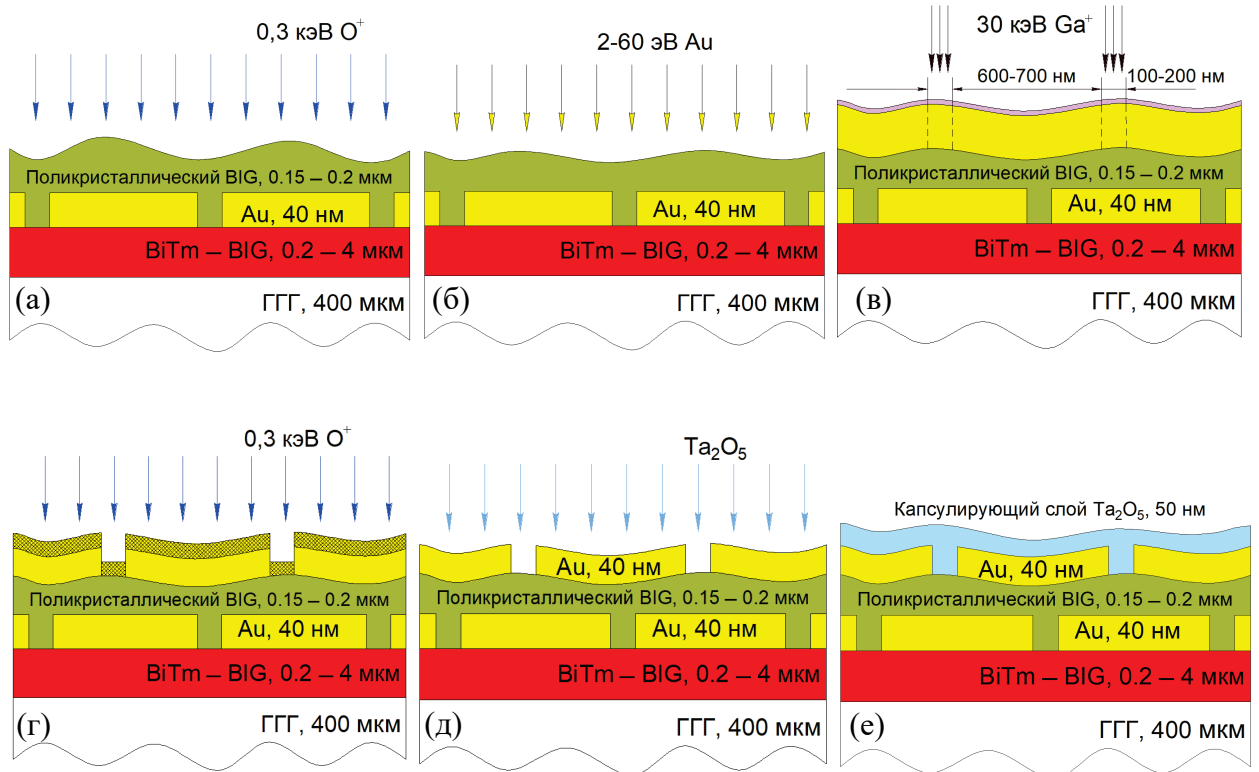


Рис. 4.1. Основные этапы формирования двухрешетчатого МПК: (а) планаризация поликристаллической пленки BIG; (б) синтез пленки золота; (в) формирование периодической структуры на поверхности пленки золота; (г) утонение плазмонной решетки золота; (д) конформное осаждение пленки Ta_2O_5 ; (е) вид готового 2D МПК [133].

Несмотря на кажущееся значительным отличие изначальных параметров поверхности, на которой происходило формирование первой и второй плазмонных решеток (монокристаллический эпитаксиальный феррит-гранат толщиной 400 мкм по сравнению с «ненагруженной» поликристаллической пленкой BIG толщиной 200 нм), применение комбинирования методов распыления-осаждения ионными пучками позволило создать решетки золота с практически одинаковыми параметрами плотности, адгезии к подложке и качеством интерфейсов. Однако становится

очевидным, что результат высокоэнергетического воздействия на поверхность пленки металла сильно зависит от плоскопараллельности подложки. Шероховатость поверхности поликристаллической пленки BIG затрудняет процесс формирования второй плазмонной решетки ионным пучком. В случае формируемого двухрешетчатого магнитоплазмонного кристалла не удалось сфокусировать ионный пучок строго над промежутком (канавками) капсулированной нижней решетки золота, что привело к смещению верхней и капсулированной решеток золота относительно друг друга примерно на половину периода.

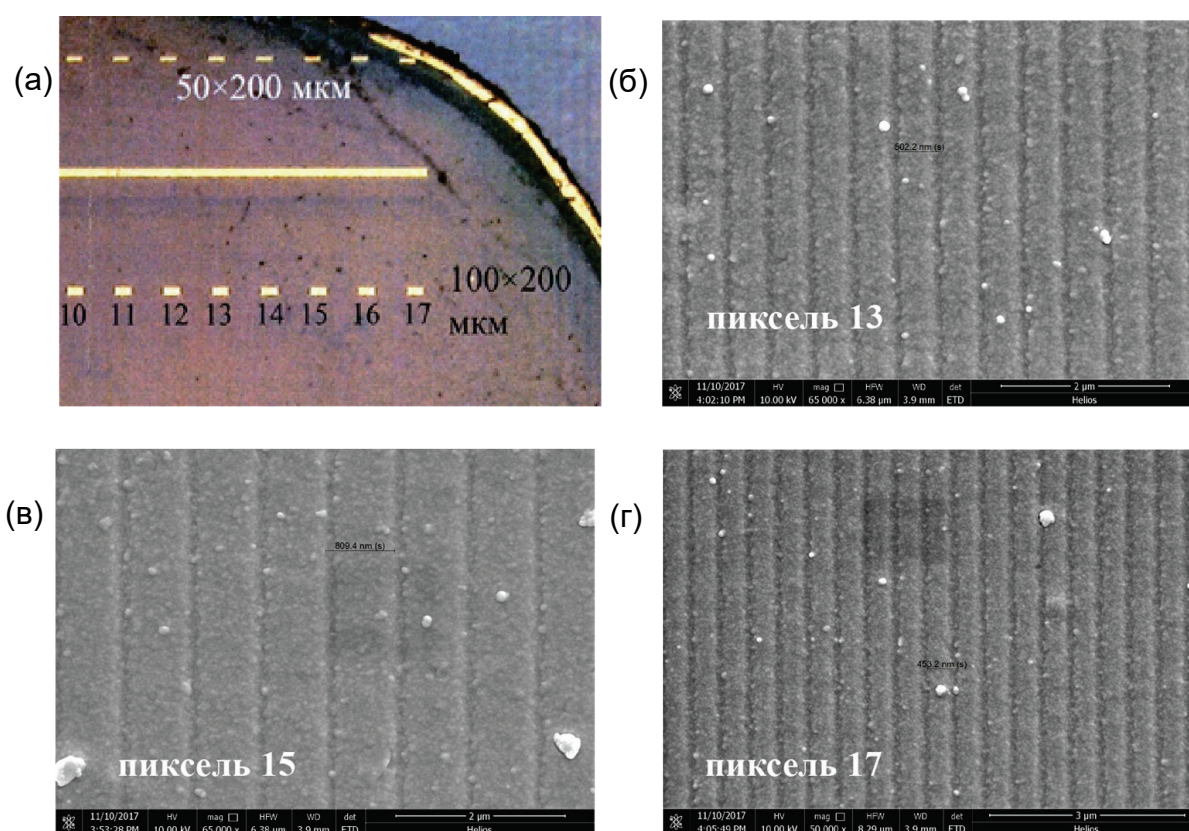


Рис. 4.2. (а) Оптическое изображение пластины феррит-граната с участками (пикселями) двухрешетчатых МПК; (б)-(г) – СЭМ-изображения МПК структур с различными параметрами: (б) период 800 нм, ширина полос золота 700 (структура 13), (в) период 500 нм, ширина полос золота 400 (структура 15), (г) период 450 нм, ширина полос золота 350 (структура 17).

Общий вид двухрешетчатой структуры, а также СЭМ изображения нескольких пикселей двухрешетчатых МПК, приведены на Рис. 4.2. Видно, что периодическая структура плазмонных решеток не нарушена, коагуляция

золота отсутствует, физические параметры магнитоплазмонных решеток соответствуют заданным условиям формирования.

Структура магнитоплазмонного кристалла в процессе формирования второй плазмонной решетки показана на Рис. 4.3: приведены СЭМ-изображения поперечных сечений на этапах формирования решетки Au (Рис. 4.3 (а)), ее утонения (Рис. 4.3 (б)) и формирования защитной пленки Ta₂O₅ (Рис. 4.3 (в)). Видно, что сразу после нанесения пленка золота имела толщину 100 нм, при этом, несмотря на проведенный процесс планаризации, поверхность BIG сохранила некоторую шероховатость. Тем не менее, примененный метод позволил провести конформное осаждение пленки золота с формированием четкого интерфейса BIG/Au. На Рис. 4.3 (г) приведено СЭМ-изображение поперечного сечения синтезируемого образца двухрешетчатой гетероструктуры, на основании которого можно судить о том, что (i) в результате использованных методов сформирована структура, состоящая из двух решеток золота приблизительно одинаковых периодов, полосы Au в которых параллельны и сдвинуты на половину периода друг относительно друга; (ii) плотность золота в первой решетке уменьшилась, что связано как с термическим отжигом структуры, который был необходим для кристаллизации промежуточного поликристаллического слоя граната в процессе капсуляции, так и, вероятно, последующей обработкой ионным пучком при формировании верхней плазмонной решетки.

При этом стоит заметить, что периодическая структура плазмонной решетки сохранила свои физические свойства под слоем капсулирующего феррит-граната, что принципиально важно для функционирования магнитного плазмонного кристалла. Исследование поперечных сечений также свидетельствует об отсутствии влияния процессов осаждения Ta₂O₅ на свойства сформированного МПК.

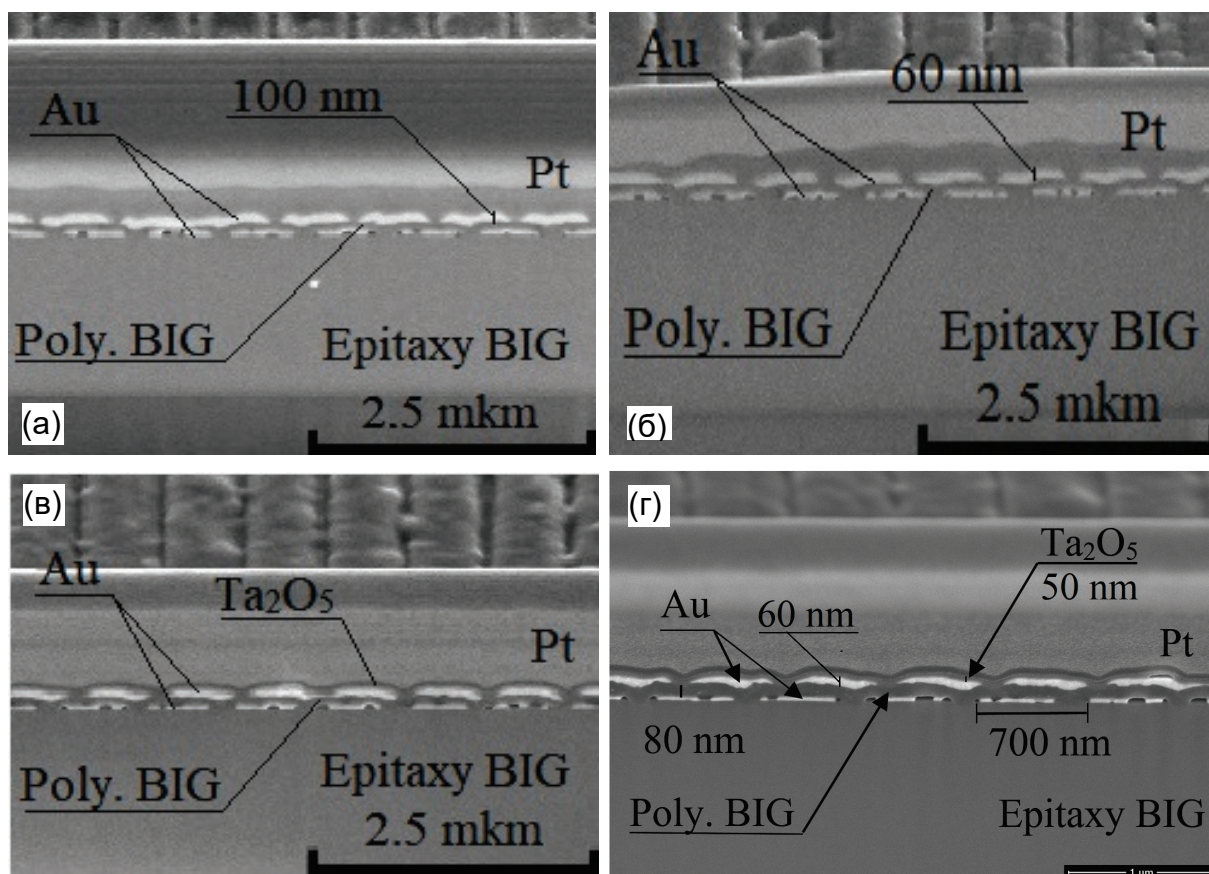


Рис. 4.3 СЭМ – изображения поперечного сечения формируемого двухрешетчатого МПК на этапах: (а) формирования плазмонной решетки; (б) утонения плазмонной решетки; (в) осаждение пленки Ta_2O_5 . (г) СЭМ – изображение участка сформированного 2D МПК с характерными размерами полученной структуры [133].

§ 4.2. Оптические и магнитооптические свойства двухрешётчатых магнитоплазмонных кристаллов

Частотно-угловые спектры пропускания МПК измерялись при использовании стабилизированной галогеновой лампы в качестве источника широкополосного зондирующего излучения. Пространственная фильтрация излучения осуществлялась с помощью оптического волокна с диаметром 30 мкм, затем р-поляризованное зондирующее излучение фокусировалось на поверхность МПК в пятно с диаметром около 50 мкм. Полоски плазмонных решеток были ориентированы перпендикулярно плоскости падения пробного излучения. При измерении спектров магнитооптического контраста магнитное поле напряженностью 3 кЭ было приложено к образцу в поперечной

геометрии (в плоскости образца, перпендикулярно плоскости падения). Образец МПК был помещен на гониометр, что позволяло варьировать угол падения пробного излучения с точностью до долей градуса вплоть до 50 градусов. Методика измерения спектров магнитооптического контраста описана в Главе 3.

Для изучения оптических свойств двухрешетчатых структур на каждом из этапов их синтеза измерялись частотно-угловые спектры пропускания и поперечного интенсивностного магнитооптического эффекта, характеризуемого магнитным контрастом (магнитоиндуцированным изменением интенсивности прошедшего излучения). Отметим, что наблюдение данного линейного по намагниченности эффекта в проходящем свете возможно в силу несимметричности исследуемой МПК структуры в направлении, перпендикулярном ее поверхности [4].

На Рис. 4.4 приведены частотно-угловые спектры пропускания двухрешетчатого МПК (структура №14) для р- и s-поляризаций зондирующего излучения (а, б), а также отражения (г), после формирования верхней плазмонной решетки с толщиной слоя золота около 100 нм. Для сравнения, на Рис. 4.4 (в) приведен спектр пропускания исходного капсулированного однорешетчатого МПК, выступающего в роли подложки для синтеза двухрешетчатого МПК. Из сравнения данных, приведенных на Рис. 4.4 (а) и (б), следует, что особенности, типичные для плазмонных структур, наблюдаются только в спектре пропускания р-поляризованного падающего излучения. В то же время, в спектре отражения двухрешетчатого МПК видна только одна особенность (в доступном частотно-угловом диапазоне), соответствующая первому порядку ППП для границы раздела золото-воздух.

По сравнению с капсулированным однорешетчатым МПК, наличие второй решетки золота приводит к практически полному подавлению волноводных мод, что связано предположительно со сдвигом плазмонных решеток друг относительно друга на половину периода; соответственно дифракционные условия возбуждения волноводных мод в слое

монокристаллического граната оказываются нарушенными. В то же время, минимумы пропускания, связанные с возбуждением поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела золото-воздух, выражены очень четко. Это свидетельствует о высоком качестве слоя золота верхней плазмонной решетки, нанесенной на поликристаллическую капсулирующую пленку феррит-граната, имеющей достаточно гладкую поверхность, необходимого для возбуждения добротного ППП. Максимум интенсивности прошедшего излучения в окрестности длины волны 750 нм (Рис. 4.4, б) связан, вероятно, с возбуждением локальных поверхностных плазмонов в перфорированной структуре золота, окруженной слоем феррит-граната.

Следует заметить, что качественно аналогичные спектры были получены для других структур; спектры отражения для структур №15 и №17 приведены на Рис. 4.5 (а) и (б) соответственно; наблюдается только кривая минимального пропускания, соответствующая возбуждению ППП на границе раздела решетки золота и воздуха. Для s-поляризованного зондирующего излучения (Рис. 4.5, (в)) для всех структур также не наблюдалось особенностей, видимых в случае р-поляризации.

Из Рис. 4.4. следует, что после напыления плёнки золота толщиной 100 нм наблюдается значительное ухудшение пропускания МПК, что ограничивало возможности их практического использования и изучения таких структур. Тем не менее, видны характерные минимумы, связанные с резонансным возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), для которых, как обсуждалось ранее, закон дисперсии имеет вид:

$$k_{\text{ппп}} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_{\text{Au}} \varepsilon_{\text{BIG}}}{\varepsilon_{\text{Au}} + \varepsilon_{\text{BIG}}}} = k_0 \sin \theta \pm mG, \quad (4.1)$$

где θ - угол падения излучения накачки, k_0 – его волновой вектор, G – вектор обратной решетки, m – порядок моды.

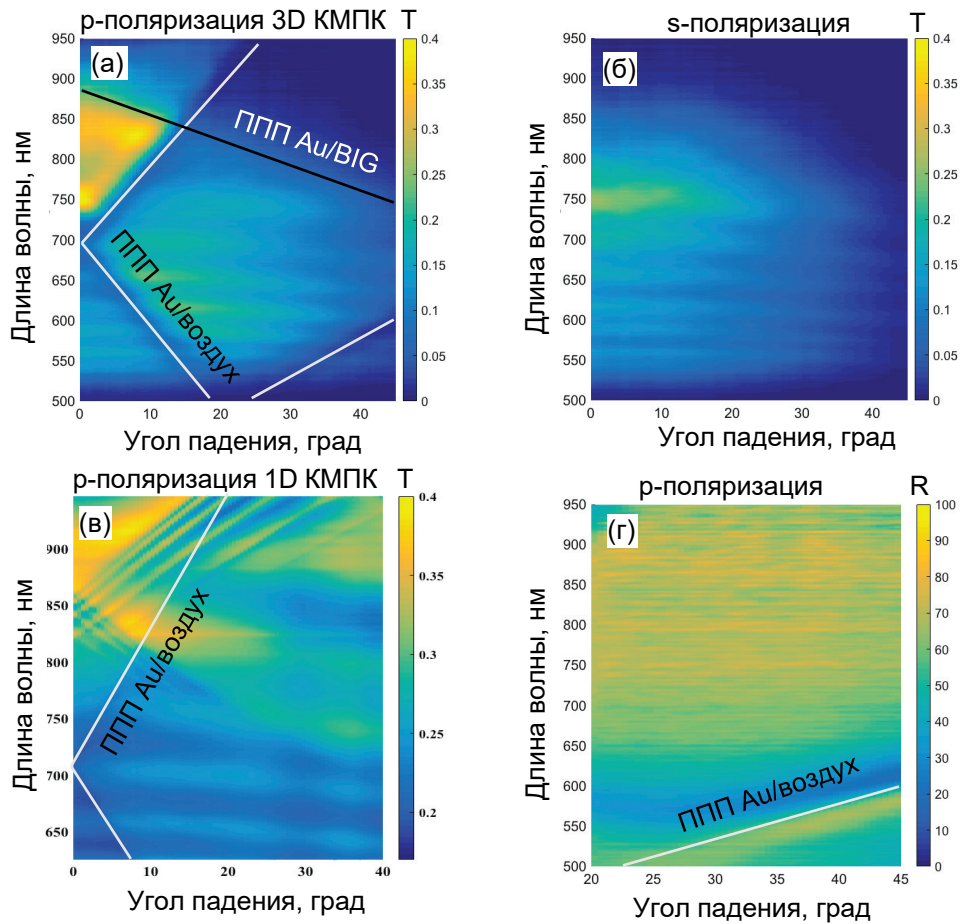


Рис. 4.4. Частотно-угловые спектры двухрешетчатого МПК на подложке $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ с периодом решеток 700×100 нм, толщиной решеток 60 нм, толщиной разделяющего слоя поликристаллического BIG 100 нм (структура №14): (а) пропускания р-поляризованного и (б) s-поляризованного излучения, и (г) отражения для р-поляризации излучения; (в) спектр пропускания этой же структуры до нанесения второй плазмонной решетки золота.

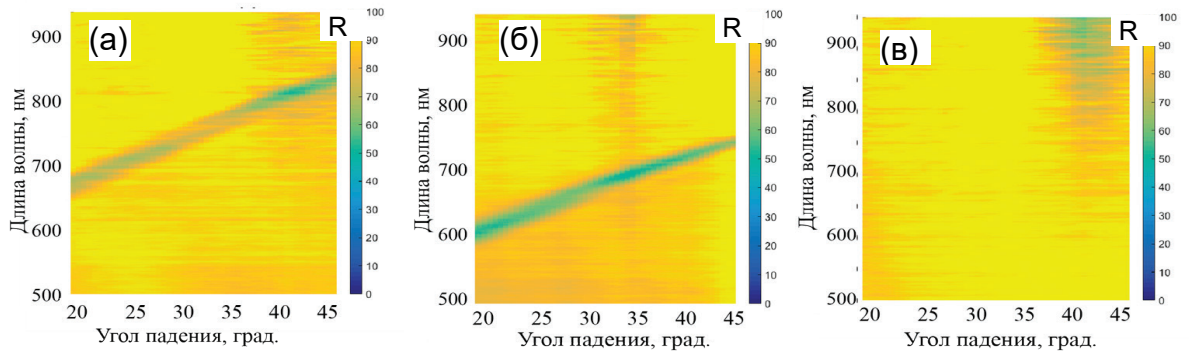


Рис. 4.5. Двухрешетчатые МПК: частотно-угловые спектры отражения р-поляризованного излучения для (а) структуры №15 (период решеток 500×100 нм), (б) структуры №17 (период решеток 450×100 нм); (в) спектр отражения s-поляризованного излучения от структуры №17.

При малых значениях θ резонансный угол падения, соответствующий возбуждению ППП, дается выражением

$$\theta(\lambda) = \sqrt{\frac{\varepsilon_{Au}\varepsilon_{BIG}}{\varepsilon_{Au} + \varepsilon_{BIG}}} - m \frac{\lambda}{d}, \quad (4.2)$$

где d – период плазмонной решетки, m – целое число; таким образом резонансная длина волны возбуждения ППП линейно зависит от угла падения. Такой вид спектра соответствует экспериментальному.

В то же время, как и ожидалось, в спектре пропускания s-поляризованного излучения не наблюдается резонансных особенностей. Действительно, в этом случае отсутствуют условия для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов в одномерной периодической структуре. Более того, плазмонная структура для этой поляризации падающего излучения не приводит к возбуждению волноводных мод в слое монокристаллического граната, поэтому соответствующие особенности в спектре пропускания также отсутствуют.

В то же время, коэффициент пропускания при данной конфигурации гетероструктуры двухрешеточного МПК мал (менее процента), поэтому было предложено утонить слой золота методом ионно-лучевого распыления низкоэнергетическим широкоапертурным пучком ионов кислорода с энергией около 300 эВ. Ниже приведены результаты, полученные для двух более тонких слоев золота, образующих плазмонную решетку - толщина составляла 70-80 нм и 50-60 нм.

На Рис. 4.6. приведены частотно-угловые спектры пропускания и магнитооптического контраста, измеренного в схеме экваториального эффекта Керра, для разных толщин слоя золота, образующего плазмонную решетку (структура № 14, период решеток 700x100 нм). Представлены результаты, полученные на двух этапах утонения второй плазмонной решетки до толщин около 70-80 нм и 50-60 нм, соответственно.

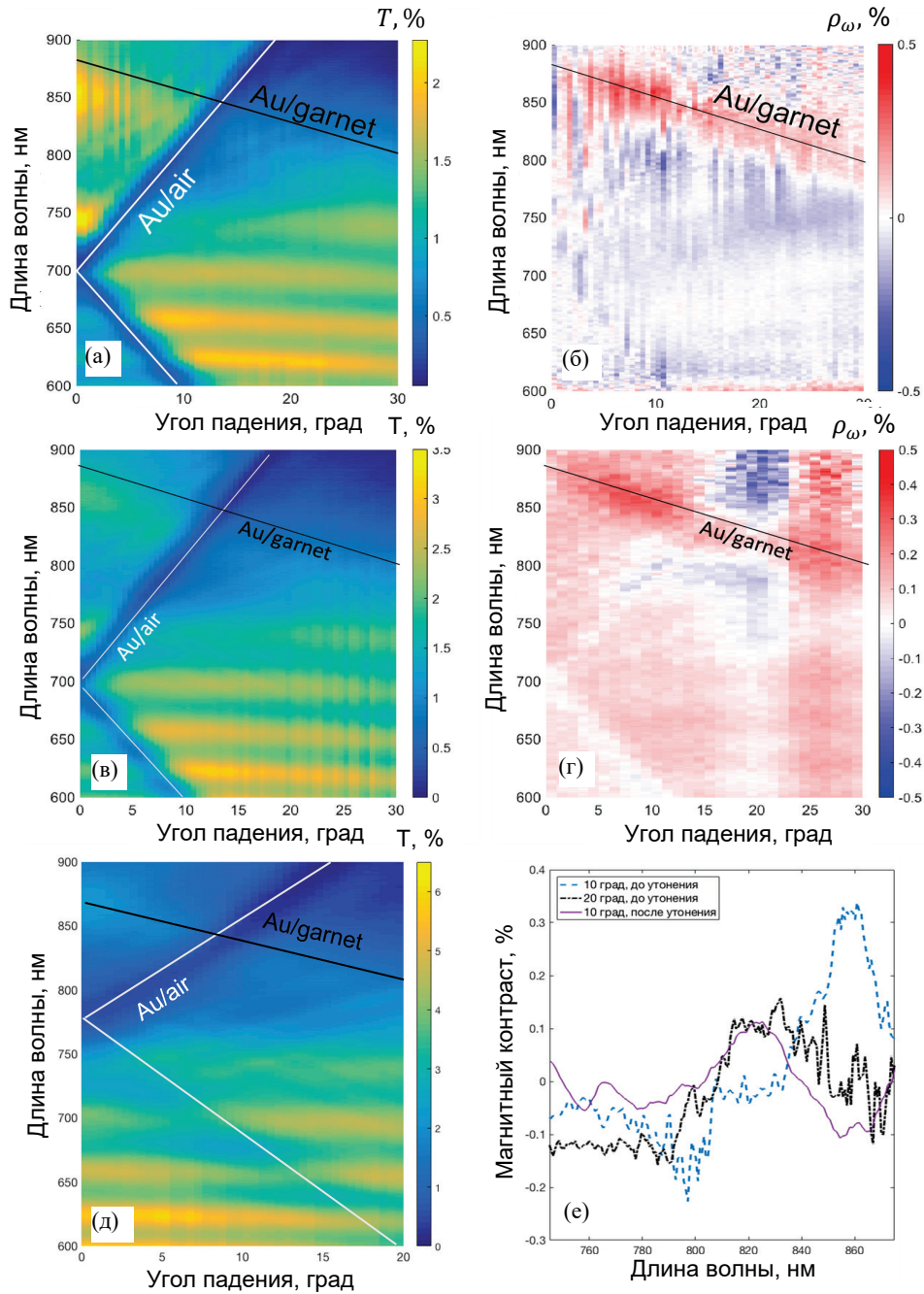


Рис. 4.6. Частотно-угловые спектры двухрешетчатого МПК: пропускания (а) и магнитного контраста (б) после утонения второй (верхней) плазмонной решетки до толщины около 70-80 нм; пропускания (в) и магнитного контраста (г) после утонения плазмонной решетки до толщины около 50-60 нм; пропускания (д) после нанесения капсулирующей пленки Ta_2O_5 . (е) Зависимость магнитного контраста двухрешетчатого МПК с толщиной верхней плазмонной решетки около 100 нм для угла падения зондирующего излучения 10 и 20 град. (штриховые линии) и после утонения плазмонной решетки до 50-60 нм для угла падения зондирующего излучения 10 град. (сплошная линия) [133].

В частотно-угловых спектрах двухрешетчатых МПК наблюдаются близкие к линейным зависимости от угла падения минимумов пропускания (панели а,в,д). Для МПК с решеткой золота, граничащей с воздухом, наиболее выражены особенности, соответствующие возбуждению ППП на границе раздела золото/воздух - прямые линии, приведенные на графиках, соответствуют результатам расчета по формуле (1) для случая границы золота и воздуха; их спектральное положение не меняется при утонении золота. То же самое можно сказать и о второй особенности спектров, которые соответствуют возбуждению ППП на границе раздела золота с феррит-гранатом; видна только одна ветвь зависимости, соответствующая первому порядку такого плазмона. В то же время, нанесение верхнего слоя Ta_2O_5 приводит к сближению резонансных кривых этих двух поверхностных плазмонов, что связано с изменением эффективной диэлектрической проницаемости верхнего диэлектрического слоя. Как и ожидалось, уменьшение толщины слоя золота приводит к возрастанию среднего по спектру пропускания МПК.

На Рис. 4.6 (б, г) приведены частотно-угловые спектры магнитного контраста для двухрешетчатой структуры с толщиной слоя золота 70-80 нм и 50-60 нм, соответственно. Магнитный контраст наблюдается в спектральной окрестности возбуждения ППП на границе раздела золото/феррит-гранат, его максимальная величина составляет около 0.5%. В то же время, для структуры с более толстой верхней решеткой золота ошибка измерений больше, что связано с низкой величиной пропускания структуры, соответственно спектры контраста в этом случае более шумные.

Спектры магнитного контраста двух МПК структур имеют схожий вид; для более толстого слоя золота не наблюдается особенностей в окрестности возбуждения ППП для границы раздела золото/воздух, тогда как для структуры с толщиной решетки золота 50-60 нм эти области проявляются в спектре контраста на фоне нерезонансной области. Это связано, по-видимому, с тем, что в случае тонкого слоя золота дисперсия ППП оказывается

чувствительной к диэлектрической проницаемости слоя феррит-граната и, соответственно, к его намагниченности.

На Рис. 4.6 (е) приведены спектры магнитного контраста МПК для структур с толщинами золота 70-80 нм и 50-60 нм для углов падения зондирующего излучения 10 и 20 градусов; по сути это угловые срезы спектров, показанных на Рис. 4.6 (б,г). Наибольшая величина магнитного контраста, более 0.3%, наблюдается для угла падения 10 град. в окрестности длины волны 860 нм, в области возбуждения ППП на границе раздела золото/феррит-гранат, для которого достигается минимум пропускания. Форма этого спектрального максимума асимметричная, имеет форму резонанса Фано, что типично для МПК структур. Можно отметить, что в окрестности длины волны 800 нм наблюдается второй асимметричный максимум контраста обратной полярности, величина которого составляет около -1.4%. Из сравнения с частотно-угловым спектром, приведенном на панели г) Рис. 4.6, видно, что он соответствует области ППП для границы раздела золото/воздух. Увеличение угла падения приводит к сдвигу максимума магнитного контраста в сторону коротких длин волн, при этом его добротность и амплитуда уменьшаются. Следует отметить, что вблизи резонансных особенностей ППП наблюдается смена знака магнитного контраста; это отражает роль нечетного по намагниченности магнитного эффекта в модификации дисперсионных зависимостей ППП.

Из сравнения частотно-угловых спектров, представленных на Рис. 4.6 (б,г), следует, что дополнительное уменьшение толщины плазмонной решетки до 50-60 нм методом ионно-лучевого распыления приводит к уменьшению добротности спектрального максимума магнитооптического контраста, при том, что его амплитуда имеет сравнимую величину со случаем исходной МПК структуры. Можно предположить, что при толщине слоя золота менее 50-60 нм поверхностные плазмон-поляритоны, возбуждаемые на двух границах раздела золотой решетки (с воздухом и слоем поликристаллического феррит-граната), начинают взаимодействовать и образуют частично гибридованную

моду, добротность которой уменьшается по сравнению с отдельными не взаимодействующими ППП. Поэтому, несмотря на то, что пропускание такого двухрешетчатого МПК возрастает, величина магнитного контраста в прошедшем излучении уменьшается.

Следует отметить, что нанесение слоя Ta_2O_5 на решетку золота практически не меняет линейных оптических свойств структуры, кроме смещения плазмонного резонанса на границе раздела золото/феррит-гранат в сторону больших длин волн, а для границы раздела золото/воздух - в коротковолновую область. Это означает, что тонкие слои оксида тантала можно эффективно использовать для МПК структур в качестве защитного покрытия, не ухудшающего функциональные свойства магнитоплазмонной структуры.

§ 4.3. Выводы по Главе 4

1. Развита метод формирования двухрешетчатых плазмонных структур, позволивший получить магнитные плазмонные кристаллы, образованные двумя решетками золота, разделенные слоем поликристаллического висмутового граната. Полученная структура обладает характерными для МПК оптическими и магнитооптическими эффектами, связанными с резонансным возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов в решетках.

2. Показано, что пленка золота второй плазмонной решетки может быть осаждена конформно, не имеет объемных нарушений и представляет собой плотную гомогенную структуру. Морфология и адгезионные свойства пленки золота позволяют провести процесс ионно-лучевой постобработки для создания плазмонной решетки.

3. Показано, что особенность интерфейса капсулирующая пленка BIG - золото позволяет формировать вторую плазмонную решетку со смещением относительно первой на половину периода.

4. Представленный метод является удобным инструментом для создания новых композитных МПК с несколькими границами раздела золото/гранат.

В таких структурах возможны качественно новые МО эффекты, вызванные взаимодействием ППП, распространяющихся на различных интерфейсах. Для этих целей необходимо провести дополнительные исследования и численные расчеты отклика двухрешеточных МПК в зависимости от таких геометрических параметров как: толщины золотых пленок, величины периодов решеток, а также их относительное смещение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в диссертационной работе экспериментально и на основе моделирования выполнены исследования условий синтеза одномерных магнитных плазмонных кристаллов, образованных одной или двумя решетками золота и слоев феррит-гранатов, моно- и поликристаллических. Для формирования качественных МПК структур развит метод комбинированного ионно-лучевого распыления – осаждения, который, как показано в результате выполненных исследований, позволяет реализовать требуемые структурные и спектральные особенности плазмонной решетки золота, формируемой на поверхности феррит-граната. Исследования включали в себя синтез МПК различного состава и геометрических параметров, анализ их структурных, оптических и магнитооптических свойств, а также моделирование основных процессов как формирования магнитных границ раздела золото-гранат, так и спектров полученных магнитных плазмонных кристаллов.

Получены следующие основные результаты:

1. Оптимизирован комбинированный метод ионно-лучевого распыления-осаждения, применяемый при изготовлении магнито-плазмонных кристаллов, образованных наноструктурированным слоем золота с субволновым периодом на поверхности феррит-граната. Показано, что создание высокоадгезионной пленки золота на поверхности феррит-граната с толщиной нарушенного слоя около 2.5 нм соответствует энергии распыления золота 1.5 кэВ, а трехстадийный метод нанесения золота обеспечивает его хорошую адгезию к феррит-гранату и отсутствие переходного диффузного слоя на границе раздела золото/феррит-гранат.

2. Комбинированным методом ионно-лучевого распыления-осаждения пленок золота, экранированных слоем алюминия толщиной 2 нм, на монокристаллическом феррит-гранате различного состава получена серия

МПК с периодом 450-850 нм и толщиной плазмонной решетки золота 40-120 нм. Показано, что в спектрах пропускания МПК присутствуют особенности, имеющие форму резонансов Фано, связанные с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов на границах раздела золото/воздух и золото/ФГ, спектральное положение которых определяется геометрическими параметрами МПК.

3. Показано, что для однорешетчатого магнитоплазмонного кристалла состава золото/ $(\text{LuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ с периодом 750 – 850 нм, шириной полос золота от 450 до 750 нм величина магнитного контраста превышает 0.3 % в геометрии магнитооптического эффекта Фохта в окрестности резонанса поверхностного плазмон-поляритона, что по крайней мере на порядок по величине превышает аналогичный эффект от пленки феррит-граната аналогичного состава.

4. Впервые реализован метод формирования капсулированного магнитоплазмонного кристалла за счет синтеза поликристаллической пленки висмут-замещенного феррит-граната на поверхности однорешетчатого МПК золото/феррит-гранат. Показано, что двухстадийный термический отжиг при $T < 570^\circ \text{C}$ с последующим равномерным охлаждением структуры до 400°C приводит к формированию пленки висмут-замещенного феррит-граната на поверхности металла с развитым рельефом при сохранении исходной периодичности капсулированной плазмонной решетки золота.

5. Обнаружено, что в спектре магнитооптического отклика капсулированного магнитоплазмонного кристалла, состоящего из 1D решетки золота с периодом 700-800 нм, окруженной слоями моно- и поликристаллического феррит-граната, возбуждение ППП приводит к появлению симметричной и асимметричной связанных плазмонных мод. Возбуждение симметричной моды ППП соответствует добротному минимуму в спектре магнитооптического контраста МПК в геометрии магнитооптического эффекта Фохта, максимальная величина магнитного контраста достигает 0.4 %, тогда как асимметричной моде соответствует

максимум в спектре магнитооптического контраста со спектральной шириной около 50 нм и величиной магнитного контраста до 0.3 %.

6. Впервые с использованием комбинированного ионно-лучевого метода сформированы двухрешетчатые плазмонные гетероструктуры, образованные двумя параллельными друг другу 1D решетками золота, смещенных на половину периода и разделенных слоем поликристаллического висмут-замещенного феррит-граната. Экспериментально методом частотно-угловой спектроскопии показано, что в такой структуре наблюдается резонансное возбуждение плазмонных мод, тогда как волноводные моды оказываются сильно подавленными по сравнению с однорешетчатым МПК. Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела золото/феррит-гранат сопровождается усилением амплитуды магнитного контраста интенсивности прошедшего излучения до 0.3 % в схеме магнитооптического эффекта Фохта при толщине верхней решетки золота около 80 нм.

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю благодарность коллегам, без которых данная работа бы не состоялась. Беспалову Алексею Викторовичу, который направил меня в самом начале пути, Стогнию Александру Ивановичу за поддержку на всех этапах работы. Благодарю Чехова Александра Леонидовича, Голикову Ольгу Львовну и Савина Сергея Сергеевича за помощь и неустанное научное консультирование на разных этапах работы.

Хочу выразить отдельные благодарности научному руководителю Мурзиной Татьяне Владимировне за помощь и научное руководство на всем протяжении выполнения данной работы, а также Королеву Анатолию Федоровичу без которого работа бы не состоялась.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Публикации в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих

Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова:

- A1. Чехов А.Л., **Найденов П.Н.**, Голикова О.Л., Беспалов А.В., Стогний А.И., Мурзина Т.В. Магнитоплазмонные кристаллы: резонансные линейные и нелинейные магнитооптические эффекты // *Физика твёрдого тела*. – 2016. – Т. 58. – № 11. – С. 2171-2174. **IF = 0,931**
- A2. *Chekhov A.L., Naydenov P.N., Smirnova M.N., Ketsko V.A., Stognij A.I., Murzina T.V.* Magnetoplasmonic crystal waveguide // *Optics Material Express*. – 2018. – Vol. 26. – № 16. – P. 21086-21091. **IF = 3,064**
- A3. **Найденов П.Н.**, Голикова О.Л., Кецо В.А., Чехов А.Л., Мурзина Т.В. Синтез и свойства наноразмерных плёнок BIG для гетероструктур магнитоплазмоники // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. – 2019. – №1. – С. 83-87. **IF (РИНЦ) = 0,764**
- A4. **Найденов П.Н.**, Чехов А.Л., Голикова О.Л., Беспалов А.В., Гераськин А.А., Савин С.С., Мурзина Т.В. Двухрешётчатые магнитоплазмонные структуры на основе BIG и перфорированных плёнок золота // *Физика твёрдого тела*. – 2019. – Т. 61. – № 9. – С. 1706-1711. **IF = 0,931**

Тезисы докладов в сборниках конференций:

- A5. Найденов П.Н., Голикова О.Л., Савин С.С., Гераськин А.А., Беспалов А.В. Синтез симметричных магнитоплазмонных кристаллов типа $\text{Bi}^3\text{Fe}^5\text{O}^{12}/\text{Au}/(\text{BiTm})^3(\text{FeGa})^5\text{O}^{12}$ методами ионно-лучевой инженерии // Труды V Международного симпозиума «Наноструктурные материалы-2016: Беларусь — Россия — Украина». – 2016. – Т. 1. – С. 513-514.
- A6. Савин С.С., Евдокимов А.А., Найденов П.Н., Голикова О.Л. Анализ интерфейсов субмикронных пленочных структур YIG/Si и YIG/GaN // Труды V Международного симпозиума «Наноструктурные материалы-2016: Беларусь — Россия — Украина». – 2016. – Т. 1. – С. 520 – 522.
- A7. Чехов А.Л., Найденов П.Н., Крутянский В.Л., Колмычек И.А., Стогний А.И., Мурзина Т.В. Магнитоплазмонные кристаллы: линейные и нелинейные

- магнитооптические эффекты. // Материалы XX Международного симпозиума «Нанофизика и Нанoeлектроника». – 2016. – Т. 1. – С. 265 – 266.
- A8. Савин С.С., Голикова О.Л., Найденов П.Н., Беспалов А.В., Евдокимов А.А. Исследование методами электронно-ионной микроскопии пленок золота на стадии зарождения // Материалы VII-й Всероссийской конференции молодых ученых «Микро-, нанотехнологии и их применение». – 2017. – Т.1. – С. 15.
- A9. Найденов П.Н., Голикова О.Л., Савин С.С., Чехов А.Л., Мурзина Т.В. Синтез магнитоплазмонных кристаллов комбинированием ионно-лучевых методов // Материалы VII-й Всероссийской конференции молодых ученых «Микро-, нанотехнологии и их применение». – 2017. – Т.1. – С. 16.
- A10. Найденов П.Н., Голикова О.Л., Савин С.С., Чехов А.Л., Мурзина Т.В. Синтез магнитоплазмонных кристаллов комбинированием ионно-лучевых методов // Труды 13-й Международной конференции «Пленки и покрытия – 2017» – 2017. – Т.1. – С. 275-278.
- A11. Савин С.С., Кецко В.А., Гераськин А.А., Голикова О.Л., Найденов П.Н., Беспалов А.В., Евдокимов А.А. О природе улучшения однородности пленок золота на стадии зарождения в условиях многократного ионно-лучевого осаждения-распыления // Труды 13-й Международной конференции «Пленки и покрытия – 2017» – 2017. – Т.1. – С. 252 – 254.
- A12. Савин С.С., Голикова О.Л., Беспалов А.В., Гераськин А.А., Найденов П.Н. Новое в наноразмерном материаловедении: 3D прототипирование на примере синтеза магнитоплазмонных кристаллов последовательным сочетанием ионно-лучевого распыления-осаждения и ионной литографии // Материалы 2-го Международного форума «Техноюнити – Электронно-лучевые технологии для микроэлектроники». – 2017. – Т.1. – С. 48.
- A13. Найденов П.Н., Голикова О.Л., Савин С.С., Чехов А.Л., Беспалов А.В. Синтез симметричных 1D магнитоплазмонных кристаллов $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Au}/(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ комбинированием ионно-лучевых методов // Труды VII Международной конференции «Фотоника и информационная оптика». – 2018. – Т.1. – С. 122-123.
- A14. Савин С.С., Беспалов А.В., Найденов П.Н., Гераськин А.А. Метод многократного ионно-лучевого осаждения-распыления для улучшения

однородности оптически прозрачных и субмикронных нанопленок золота // Труды VII Международной конференции «Фотоника и информационная оптика». – 2018. – Т.1. – С. 122-123.

A15. Найденов П.Н., Голикова О.Л., Беспалов А.В., Чехов А.Л., Мурзина Т.В. Синтез симметричных 1D магнитоплазмонных кристаллов $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}/\text{Au}/(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ комбинированием ионно-лучевых методов // Материалы XXII Международного симпозиума Нанопфизика и Нанoeлектроника. – 2018. – Т.1. – С. 233 – 234.

A16. Найденов П.Н., Голикова О.Л., Беспалов А.В., Чехов А.Л., Мурзина Т.В. Синтез и свойства наноразмерных пленок BIG для гетероструктур магнитоплазмоники // Материалы XXIII Международной конференции НМММ. – 2018. – Т1 – С. 378-380.

A17. Найденов П.Н., Голикова О.Л., Беспалов А.В., Чехов А.Л., Мурзина Т.В. 2D магнитоплазмонные структуры на основе пленок BIG и решеток Au // Материалы XXIII Международного симпозиума Нанопфизика и Нанoeлектроника. – 2019. – Т.1. – С. 250-251.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Armelles G., Cebollada A., García-Martín A., García-Martín J.M., González M.U., González-Díaz J.B, Ferreiro-Vila E., Torrado J.F.* Magnetoplasmonic nanostructures: systems supporting both plasmonic and magnetic properties // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*.— 2009.— Vol. 11, № 11.— P. 114023.
2. *Belyaev V.K., Murzin D.V., Perova N.N., Grunin A.A., Fedyanin A.A., Rodionova V.V.* Permalloy-based magnetoplasmonic crystals for sensor applications // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2019. – Vol. 482. – P. 292-295.
3. *Belotelov V. I., Akimov I. A., Pohl M., Kotov V. A., Kasture S., Vengurlekar A. S., Gopal A. V., Yakovlev D. R., Zvezdin A. K.* Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals // *Nature Nanotechnology*. – 2011. – Vol. 6.— P. 370 EP.
4. *Zvezdin A.K., Kotov V.A.* Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials. – CRC Press, 1997.
5. *Chetvertukhin A. V., Grunin A. A., Baryshev A. V., Dolgova T. V., Uchida H., Inoue M., Fedyanin A.A.* Magneto-optical Kerr effect enhancement at the Wood's anomaly in magnetoplasmonic crystals // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2012. – Vol. 324. – P. 3516-3518.
6. *Chekhov A.L., Krutyanskiy V.L., Ketsko V.A., Stognij A.I., and Murzina T.V.* High-quality Au/BIG/GGG magnetoplasmonic crystals fabricated by a combined ion-beam etching technique // *Optical Materials Express* – 2015. – Vol. 5, № 7. – P.1647-1652.
7. *Кринчик Г.С.* Физика магнитных явлений. – 2 изд., М., 1985.
8. *Александров Е. Б., Запасский В. С.* Лазерная магнитная спектроскопия. – М., 1986.
9. *Hansen P., Hill B., Tolksdorf W.* Optical switching with bismuth-substituted iron garnets // *Philips Techn. Rev.* – 1983/1984. – Vol. 41, № 2. – P. 35-45.

10. *Рандошкин В.В., Червоненкис А.Д.* Прикладная магнитооптика. – М. Энергоатомиздат, 1990. - 320 с.
11. *Бломберген Н.* Нелинейная оптика. – М., Мир, 1965.
12. *Faraday M.* On the magnetization of light and the illumination of magnetic lines of force. – Royal Society, 1846.
13. *Белотелов В.И.* Плазмонные гетероструктуры и фотонные кристаллы с перестраиваемыми оптическими свойствами: дис. докт. физмат наук: 01.04.03 – Моск. гос. университет, Москва, 2012 - 300 с.
14. *Дружинин А., Лобов И., Маевский В., Боллотин Г.* Частотная дисперсия и угловая зависимость экватриального эффекта изменения интенсивности прошедшего света в пленках железа и кобальта // *Физика металлов и металловедение*. – 1983. – Т. 56. – С.58.
15. *Sommerfeld A.* Uber die ausbreitung der wellen in der drahtlosen telegraphie // *Ann. Physik*. – 1909. – Vol. 333, № 4. – P. 665-736.
16. *Wood R.W.* On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum // *Proc. Phys. Soc. London*. – 1902. – Vol. 18(269).
17. *Lord Rayleigh.* On the dynamical theory of gratings. // *Proc. R. Soc. Lond. A* – 1907. – Vol. 79, no. 532. – P. 399-416.
18. *Fano U.* The theory of anomalous diffraction gratings and on quasi-stationary waves on metallic surfaces (Sommerfeld's waves) // *J. Opt. Soc. Am.* – 1941. – Vol. 31, № 3. – P. 213-222.
19. *Teng Y. and Stern E.A.* Plasma radiation from metal grating surfaces // *Phys. Rev. Lett.* – 1967. – Vol. 19, № 9. – P. 511–514.
20. *Ritchie R. H.* Plasma losses by fast electrons in thin films // *Phys. Rev.* – 1957. – Vol. 106, № 5. – P. 874–881.
21. *Genet C., Ebbesen T.* Light in tiny holes // *Nature*. – 2007. – Vol. 445, № 7123. – P. 39–46.
22. *Johnson P. B., Christy R. W.* Optical constants of the noble metals // *Phys. Rev. B*. – 1972. – Vol. 6. – P. 4370–4379.

23. Doormann V., Krumme J. P., Klages C. P., Erman M. Measurement of the refractive index and optical absorption spectra of epitaxial bismuth substituted yttrium iron garnet films at UV to near-IR wavelengths // *Applied Physics A*. – 1984. – Vol. 34, № 4. – P. 223–230.
24. Raether H. Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings. – Springer, 1988.
25. Kretschmann E., Raether H. Radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light // *Zeitschrift fur Naturforschung A*. – 1968. – Vol. 23, № 12. – P. 2135–2136.
26. Otto A. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection // *Zeitschrift fur Physik A Hadrons and nuclei*. – 1968. – Vol. 216, № 4. – P. 398–410.
27. Ebbesen T. W., Lezec H. J., Ghaemi H. F., Thio T., Wol P. A. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays // *Nature*. – 1998. – Vol. 391, № 5557. – P. 667–669.
28. Жижин Г.Н., Москалева М.А., Шомина Е.В., Яковлев В.А. Распространение поверхностных электромагнитных волн по металлическим поверхностям. – М. Наука, 1985.
29. Либенсон М.Н., Макин В.С., Пудков С.Д. Поверхностные электромагнитные волны в оптике. – Л.: Ленингр. отделение о-ва «Знание» РСФСР, 1990.
30. Либенсон М. Н. Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона // *Соровский образовательный ж-л*. – 1996. – №10, С. 93-98.
31. Grunin A. A., Zhdanov A. G., Ezhov A. A., Ganshina E. A., Fedyanin A. A. Surfaceplasmon-induced enhancement of magneto-optical Kerr effect in all-nickel subwavelengthnanogratings // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – Vol. 97. – P. 261908.
32. Grunin A. A., Sapoletova N. A., Napolskii K. S., Eliseev A. A., Fedyanin A. A. Magnetoplasmonic nanostructures based on nickel inverse opal slabs // *J. Appl. Phys.* – 2012. – Vol. 111. – P. 07A948.

33. *Clavero A., Yang K., Skuza J. R., Lukaszew R. A.* Magnetic field modification of Surface. Plasmon Polaritons on gratings // *Opt. Lett.* – 2010. – Vol. 35, № 10. – Pp. 1557-1559.
34. *Armelles G., González-Díaz J. B., García-Martín A., García-Martín J. M., Cebollada A., González M. U., Acimovic S., Cesario J., Quidant R., Badenes G.* Localized surface plasmon resonance effects on the magneto-optical activity of continuous Au/Co/Au trilayers // *Opt. Express.* – 2008. – Vol. 16. – P. 16104-16112.
35. *Sapozhnikov M. V., Gusev S. A., Troitskii B. B., Khokhlova L. V.* Optical and magnetooptical resonances in nanocorrugated ferromagnetic films // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36. – P. 4197-4199.
36. *Ctistis G., Papaioannou E., Patoka P., Gutek J., Fumagalli P., Giersig M.* Optical and Magnetic Properties of Hexagonal Arrays of Subwavelength Holes in Optically Thin Cobalt Films // *Nano Lett.* – 2009. – Vol. 9. – P. 1-6.
37. *А.В. Горбатова, Д.И. Хусяинов, А.Э. Ячменев, Р.А. Хабибуллин, Д.С. Пономарев, А.М. Буряков, Е.Д. Мишина.* Фотопроводящий THz-детектор на основе сверхрешеточной гетероструктуры с плазмонным усилением / *Письма в ЖЭТФ* – 2020. – Том 46, № 22 – С. 10–14
38. *Newman B. M., Wears M. L., Matelon R. J., Hooper I. R.* Magneto-optic behaviour in the presence of surface plasmons // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2008. – Vol. 20. – P. 345230.
39. *Strelniker Y. M., Bergman D. J.,* Transmittance and transparency of subwavelength-perforated conducting films in the presence of a magnetic field // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Vol. 77. – P. 205113.
40. *Torrado J. F., González-Díaz J. B., González M. U., García-Martín A., Armelles G.* Magneto-optical effects in interacting localized and propagating surface plasmon modes // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18, № 15. – Pp. 15635-15642.

41. *Bespalov V.A., Golikova O.L., Savin S.S., Stognij A.I., and Novitskii N.N.* Preparation of magnonic crystals with nanoislands by focused ion beam etching // *Inorganic Materials*. – 2012. – Vol. 48, № 12. – P. 1190-1192.
42. *Chekhov A.L., Krutyanskiy V.L., Shimanov A. N., Stognij A.I., and Murzina T.V.* Wide tunability of magnetoplasmonic crystals due to excitation of multiple waveguide and plasmon modes // *Optics Express*. – 2014 – Vol. 22, № 15. – P. 17762-17768.
43. *Luk'yanchuk B., Zheludev N. I., Maier S. A., Halas N. J., Nordlander P., Giessen H. and. Chong C. T.* The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials // *Nature Mater.* – 2010 – Vol. 9. – P. 707-715.
44. *Беспалов А.В., Голикова О.Л., Савин С.С., Стогний А.И., Новицкий Н.Н.* Формирование магнонных кристаллов с наноразмерными островками методом травления фокусированным ионным пучком. // *Неорганические материалы*. – 2012 – Т. 48, №. 12. – С. 1-3.
45. *Scott G. B., Lacklison D. E., Page J. L.* Absorption spectra of $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG) and $\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}:\text{Fe}_3^{+}$ // *Phys. Rev.* – 1968. – Vol. 10, no. 3. – Pp. 971 – 985.
46. *Wood D. L., Remeika J. P.* Effect of impurities on optical properties of yttrium iron garnet // *J. Appl. Phys.* – 1967. – Vol. 38, no. 3. – Pp. 1038 – 1045.
47. *Звездин А.К., Котов В.А.* Магнитооптика тонких пленок. – М.: Наука, 1988. - 192 с.
48. *Тицадзуми С.* Физика ферромагнетизма. М.: Мир, 1987.
49. *Малоземов А., Слонзусски Дж.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами, – М.: Мир, 1982.
50. *Stroska B., Holst P., Tolksdorf W.* Empirical Formula for Calculation of Lattice Constants Oxide Garnets Based on Substituted Yttrium- and Gadolinium-Iron Garnets // *Phil. J. Res.* – 1978. – Vol. 33. - P. 166-202.
51. *Gilleo M. A. and Geller S.* Magnetic and Crystallographic Properties of Substituted Yttrium-Iron Garnet, $3\text{Y}_2\text{O}_3 \cdot x\text{M}_2\text{O}_3 \cdot (5-x)\text{Fe}_2\text{O}_3$. // *Phys. Review*. – 1958. – Vol. 110, № 1. – P. 73.

52. Пак. М.А. Кристаллическая структура граната $(\text{Mg,Ni})_3\text{Al}_2(\text{SiO}_4)_3$. [Электронный ресурс] // Сайт студента-биоинформатика. URL: <http://marinky.com/garnet/> (дата обращения: 15.12.2019).
53. Кудасов Ю.Б., Логунов М.В., Козабаранов Р.В., Макаров И.В., Платонов В.В., Сурдин О.М., Маслов Д.А., Коршунов А.С., Попов Е.Я., Светлов А.С. Магнитооптические свойства висмутзамещенных пленок ферритов–гранатов в сильных импульсных магнитных полях // *Физика твердого тела*. – 2018. – Т. 60, № 11. – С. 2166-2169.
54. Логунов М.В., Герасимов М.Г.. Коэрцитивная сила пленок ферритов-гранатов в зависимости от максимальной напряженности внешнего магнитного поля // *Письма в ЖТФ*. – 1999. – Т. 25, № 22. – С. 39-43.
55. Takeuchi H. The Faraday effect of bismuth substituted rare-earth iron garnets // *Japan. J. Appl. Phys.* – 1975. – Vol. 14. – Pp. 1903-1910.
56. Рандошкин В.В., Рыбаков В. И. и др. Микроэлектроника, – 1986. Т. 15.
57. Okuda T., Katayama T., Satoh K., et al. New magneto-optical garnet $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ // *Fifth Symposium on Magnetism and Magnetic Materials «Recent Advances in Magnetism and Magnetic Materials»: Proceedings*. – P. 61-76.
58. Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: «Сов. радио», 1975. – 360 с.
59. Grechishkin R.M., Goosev M.Yu., Ilyashenko S.E., Neustroev N.S. High-resolution sensitive magneto-optic ferrite-garnet films with planar anisotropy // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1996. – V. 157/158 – P. 305 -306.
60. Makino H., Nakamura S., Matsumi K. Lattice Parameter Variations in Czochralski Grown Gadolinium Gallium Garnet Single Crystals // *Japan. J. Appl. Phys.* – 1976. – Vol. 15, № 3. – P. 415.
61. Adachi N., Denysenkov V. P., Khartsev S. I., Grishin A.M., Okuda T. Epitaxial $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (001) films grown by pulsed laser deposition and reactive ion beam sputtering techniques // *J. Appl. Phys.* – 2000. – Vol. 88, № 5. – P. 2734-2739.

62. *Watanabe N., Takahashi N., Tsushima K., Watanabe N.* Non-equilibrium garnet films by pulsed laser deposition // *Mater. Chem. Phys.* – 1998. – Vol. 54. – P. 173-176.
63. *Fratello V.J., Licht S.J., Brandle C.D., O'Bryan H.M., Baiocchi F.A.* Effect of bismuth doping on thermal expansion and misfit dislocations in epitaxial iron garnets // *J. Cryst. Growth.* – 1994. – Vol. 142, № 1-2. – P. 93-102.
64. *Балбашов А.М., Червоненкис А.Я.* Магнитные материалы для микроэлектроники. М.: Энергоиздат, 1979. - 216 с.
65. *Li JT, Jiang LW, Chen HB, Su LB, Mishina E.D., Sherstyuk NE, Barilo SN, Wu AH.* The unusual spin reorientation transition and exchange bias effect in $\text{Er}_{0.6}\text{Dy}_{0.4}\text{FeO}_3$ single crystal / *Applied Physics Letters* – 2020. – Vol. 116 – № 192409.
66. *Балбашов А.М., Лисовский Ф.В., Раев В.К. и др.* Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах. М.: Радио и связь, 1987.
67. *Jia Z., Tao X., Dong C., Cheng X., Zhang W., Xu F., Jiang M.* Study on crystal growth of large size $\text{Nd}_3^{+}:\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ($\text{Nd}_3^{+}:\text{GGG}$) by czochralski method // *Journal of Crystal Growth.* – 2006. – Vol. 292, № 2. – P. 386-390.
68. *Лодиз Р., Паркер Р.* Рост монокристаллов, М.: Мир, 1974.
69. *Тимофеева В.А.* Рост кристаллов из растворов-расплавов. М.: Наука, 1987.
70. *Giess E.A., Ghez R.* «Liquid Phase Epitaxy», in *Epitaxial Growth*, ed. by J.W. Matthews (Academic Press, New York 1974) P. 183-213.
71. *Fratello V.J., Slusky S.E.G., Brandle C.D., Norelli M.P.* Growth-induced anisotropy in bismuth: Rare-earth iron garnets // *J. Appl. Phys.* – 1986 – Vol. 60, № 7. – 2488.
72. *Dionne G.F., Allen G.A.* Molecular-orbital analysis of magneto-optical Bi-O-Fe hybrid excited states // *J. Appl. Phys.* – 1994. – Vol. – 75, № 10. – P. 6372.
73. *Tolksdorf W., Klages C.-P.* The growth of bismuth iron garnet layers by liquid phase epitaxy // *Thin Solid Films.* – 1984 – Vol. 114, № 1-2. – P. 33-43.

74. Hansen, P. Witter K. Growth-induced uniaxial anisotropy of bismuth-substituted iron-garnet films // *J. Appl. Phys.* – 1985. – Vol. 58, № 1. – P. 454.
75. Koronovskyy V.E., Vakyla Y.A. Optical investigations of the perturbations of Bloch lines stimulated by an electric field in ferrite garnets films // *Physica B: Condensed Matter.* – 2018. – Vol. 547. – P. 79-82.
76. Matyunin S.A., Fedotov Y.A., Babaev O.G., Wirchenko M.K., Gusev M.Y., Neustroev N.S. Fiber-optical Sensors Based on Mono-crystal Films of Garnet Ferrites for Mechatronic Systems // *Procedia Engineering.* – 2015. – Vol. 106. – P. 202-209.
77. Sokolov N.S., Fedorov V.V., Korovin A.M., et. al. Thin yttrium iron garnet films grown by pulsed laser deposition: Crystal structure, static, and dynamic magnetic properties // *J. Appl. Phys.* – 2016. – Vol. 119. – P. 023903.
78. Onbasli M.C., Kehlberger A., Kim D.H. et. al. Pulsed laser deposition of epitaxial yttrium iron garnet films with low Gilbert damping and bulk-like magnetization // *APL Materials.* – 2014. – Vol. 2. – P. 106102.
79. Dorsey P.C., Bushnell S.E., Seed R.G., Vittoria C. Epitaxial yttrium iron garnet films grown by pulsed laser deposition // *J. Appl. Phys.* – 1993. – Vol. 74. – P. 1242.
80. Wu C.N., Tseng C.C., Lin K.Y., et. al. High-quality single-crystal thulium iron garnet films with perpendicular magnetic anisotropy by off-axis sputtering // *AIP Advances.* – 2018. – Vol. 8. – P. 055904.
81. Chern M.Y., Lo F.-Y., Liu D.-R., et al. Red Shift of Faraday Rotation in Thin Films of Completely Bismuth-Substituted Iron Garnet $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ // *Jpn. J. Appl. Phys.* – 1999. – Vol. 38. – P. 6687–6689.
82. Hayashi H., Vasa N., Iwasa S., Yoshitake T. Fabrication of Bi-doped YIG optical thin film for electric current sensor by pulsed laser deposition // *Applied Surface Science.* – 2002. – Vol. 197-198, № 4. – P. 463-466.

83. Okuda T., Koshizuka N., Hayashi K., et al. Synthesis of new magnetooptical material, bismuth iron garnet // *IEEE Translation J. Magnetism in Japan*. – 1988. – Vol. 3, № 6. – P. 483.
84. Okuda T., Koshizuka N., Hayashi K., et al. Faraday rotation in highly Bi-substituted yttrium iron garnet films prepared by ion beam sputtering // *IEEE Trans. Magn.* – 1987. – Vol. 23, № 5. – P. 3491.
85. Semuk E.Yu., Berzhansky V.N., Prokopov A.R., et al. Growth and properties of yttrium-iron garnet films with a higher iron content // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2017. – Vol. 442, № 15. – P. 189-195.
86. Shaposhnikov A.N., Karavainikov A.V., Prokopov A.R., Berzhansky V.N., Salyuk O.Y. Bi-substituted iron garnet films for one-dimensional magneto-photonic crystals: Synthesis and properties // *Materials Research Bulletin*. – 2012. – Vol. 47, № 6. – P. 1407-1411.
87. Thavendrarajah A., Pardavi-Horvath M., Wigen P.E. Magnetic properties of sputtered $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ // *IEEE Trans. Magn.* – 1989. – Vol. 25. – P. 4015.
88. Gomi M., Tanida T., Abe M. RF sputtering of highly Bi-substituted garnet films on glass substrates for magneto-optic memory // *J. Appl. Phys.* – 1985. – Vol. 51, № 1. – P. 3888.
89. Mino S., Matsuoka M., Tate A. et al. Completely Bi-substituted iron garnet (BIG) films prepared by electron cyclotron resonance (ECR) sputtering // *Japan J. Appl. Phys.* – 1992. – Vol. 31. – P. 1786.
90. Khokhlov N.E., Prokopov A.R., Shaposhnikov A.N., Berzhansky V.N., Kozhaev M.A., Andreev S.N., Ravishankar A.P., Achanta V.G., Bykov D.A., Zvezdin A.K., Belotelov V.I. Photonic crystals with plasmonic patterns: Novel type of the heterostructures for enhanced magneto-optical activity // *J. Phys. D: Appl. Phys* – 2015. – Vol. 48, № 095001.
91. Alexiev D., Prokopovich D., Thomson S., Mo L., Rosenfeld A.B., Reinhard M. A Review of Liquid Phase Epitaxial Grown Gallium Arsenide.

- [Eprint] 2004. URL: <https://arxiv.org/abs/cond-mat/0408653> (дата обращения: 20.12.2019).
92. *Nelson H.* Epitaxial growth from the liquid state and its application to the fabrication of tunnel and laser diodes // *RCA Rev.* – 1963. – Vol. 24. – P. 603-615.
 93. *Эшенфельдер А.* Физика и техника цилиндрических магнитных доменов, М.: Мир, 1983. - 496 с.
 94. *Лисовский Ф.В.* Физика цилиндрических магнитных доменов, М.: Сов. радио, 1979. - 92 с.
 95. *Гласс Х.Л.* Ферритовые пленки для СВЧ-устройств. // *ТИИЭР.* – 1988. – Vol. 76, № 2. - P. 64-72.
 96. *Y. K. Fetisov and G. Srinivasana.* Electric field tuning characteristics of a ferrite-piezoelectric microwave resonator // *Applied physics letters.* – 2006. – Vol. 88, № 143503.
 97. *Francombe M.H.* Handbook of Thin Film Devices. Epitaxial Garnet Films for Nonreciprocal Magneto-Optic Devices. Department of Physics and Astronomy Georgia State University Atlanta, 2004.
 98. *Парыгин В.Н., Балакиев В.Н.* Оптическая обработка информации. М.: Изд-во МГУ, 1987.
 99. Рандошкин. В. В., Чани В. И., Цветкова А. А. Коэффициенты распределения редкоземельных элементов при кристаллизации феррит-гранатов // *Письма в ЖТФ.* – 1987. – Т. 13, №. 4. – С. 839-842.
 100. *Чани В.И.* Эмпирическое правило распределения компонентов при кристаллизации сложных феррогранатов в растворах-расплавах // *ЖТФ.* – 1986. – Т. 56, №1. – С. 193-196.
 101. *Прохоров А.М., Смоленский Г.А., Агеев А.Н.* Оптические явления в тонкопленочных магнитных волноводах и их техническое применение // *УФН.* – 1984. – Т. 143, № 1. – С. 33-72.

102. Hansen P., Tolksdorf W., Witter K. Recent advances of bismuth garned materials research for bubble and magneto-optical application // *IEEE Trans. Magn.* – 1984. – Vol. MAG-20, no. 5, – P. 1099-1104.
103. Mateika D., Laurien R., Rusche Ch. Lattice parameters and distribution coefficients as function of Ca, Mg and Zr concentrations in czochralski grown rare earth gallium garnets. // *J. Cryst. Growth.* – 1982. – Vol. 56. – P. 677-689.
104. W. van Erk, B. van der Hoek, H.J.G.J. Martens, Bartels G. The effect of substrate orientation on the growth kinetics of garnet liquid phase epitaxy // *J. Cryst. Growth.* – 1980. – Vol. 48, № 4. – P. 621-634.
105. Грошенко Н.А., прохоров А.М., Рандошкин В.В. и др. Исследование неоднородности состава висмутсодержащих пленок феририт-гранатов субмикронных толщин // *Физика твердого тела.* – 1985. – Vol. 27, № 6. – P. 1712 – 1717.
106. Helseth L.E., Hansen R.W., at al. Faraday rotation spectra of bismuth-substituted ferrite garnet films with in-plane magnetization // *Physical Review B.* – 2001. – Vol. 64. – P. 174406.
107. Nikolai E. Khokhlov, Anastasiya E. Khramova, Elena P. Nikolaeva, Tatyana B. Kosykh, Alexey V. Nikolaev, Anatoly K. Zvezdin, Alexander P. Pyatakov & Vladimir I. Belotelov. Electric-field-driven magnetic domain wall as a microscale magneto-optical shutter // *Scientific Reports* – 2017. – Vol. 7, № 264.
108. Khokhlov N.E., Gerevenkov P.I., Shelukhin L.A., Azovtsev A.V., Pertsev N.A., Wang M., Rushforth A.W., Scherbakov A.V., and Kalashnikova A.M.. Optical Excitation of Propagating Magnetostatic Waves in an Epitaxial Galfenol Film by Ultrafast Magnetic Anisotropy Change // *Phys. Rev. Applied* – 2019. – Vol. 12, № 044044.
109. Khmel'nitsky R. A., Evlashin S. A., Martovitsky V. P., Pastchenko P. V., Dagesian S. A., Alekseev A. A., Suetin N. V., and Gippius A. A. Heteroepitaxy of Ni-Based Alloys on Diamond / *Crystal Growth and Design* – 2016 – V. 16. – № 3. – P.1420–1427

110. *Blinova Yu. V., Snigirev O. V., Porokhov N. V., Evlashin S. A.* Investigations of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ Films Sputtered onto a Substrate of Amorphous Quartz with a Platinum Buffer Layer // *Physics of Metals and Metallography* – 2017. – Vol. 118, №. 10. – P. 990–996.
111. *Mohammad N.-E-A., Vasiliev M., Belotelov V., Alameh K.* Properties of Ferrite Garnet $(\text{Bi, Lu, Y})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$ Thin Film Materials Prepared by RF Magnetron Sputtering // *Nanomaterials*. – 2018. – Vol. 8, № 355.
112. *Елиин А.С., Пронин И.П., Сенкевич С.В., Мишина Е.Д.* Нелинейно-оптическая диагностика поликристаллических тонких пленок цирконата-титаната свинца // *Письма в ЖТФ* – 2020. – Том 46, № 8 – С. 32–35.
113. *Verbetskii V.N., Mitrokhin S.V., Badun G.A., Evlashin S.A., Tepanov A.A., Bunyaev V.A.* Influence of Hydrogen on the Structure of Cerium Films Obtained by Magnetron Sputter Deposition on Semiconductor Wafers // *Inorganic Materials: Applied Research* – 2020 – Vol. 4, № 11 - P. 977-981.
114. *Беспалов А.В., Голикова О.Л., Савин С.С., Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Шадров В.Г.* Комбинированное применение ионно-лучевых методов при формировании магнетонных кристаллов: размерные ограничения и свойства. // *Труды 27 международного симпозиума ИИ*. – 2013. – Т. 1. – С. 165-166.
115. *Иешкин А.Е., Кушкина К.Д., Киреев Д.С., Ермаков Ю.А., Черныш В.С.* Полировка поверхности сверхтвердых материалов пучками газовых кластерных ионов // *Письма в ЖТФ*. – 2017. – Т. 43, № 2. – С. 18-23.
116. *Беспалов А.В., Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Голикова О.Л., В.А. Ермаков, Кецко В.А.* Оптически прозрачная гетероструктура. Патент на изобретение №2572499.
117. *Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Стукалов О.М., Демченко А.И., В.И. Хитько.* О неоднородном характере начальной стадии ионно-лучевого осаждения ультратонких пленок золота. // *Письма в ЖТФ*. – 2004. – Т. 30, № 6. – С. 87-94.

118. Логунов М.В., Никитов С.А., Стогний А.И., Сафонов С.С., Темирязов А.Г. Эволюция петель гистерезиса пленок ферритов-гранатов при глубоком послойном травлении // *Известия РАН. Серия физическая*. – 2019. – Том 83, № 7. – С. 950–952.
119. Hayes P., Schell V., Salzer S., Burdin D., Yazar E., Piorra A., Knöchel R., Fetisov Y.K. and Quandt E. Electrically modulated magnetoelectric AlN/FeCoSiB film composites for DC magnetic field sensing // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2018. – Vol. 51, № 354002.
120. Шемухин А.А., Назаров А.В., Балакишин Ю.В., Черныш В.С. Влияние параметров ионного облучения на образование дефектов в пленках кремния // *Поверхность. рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*. – 2014. – Т. 3. – С. 56–58.
121. Chernysh V.S., Brongersma H.H., Brüner P., Grehl T. Surface composition of ion bombarded nickel based alloys // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, – 2019. – Vol. 460. – P. 180-184.
122. Uchida H., Masuda Y., Fujikawa R., Baryshev A.V., Inoue M.. Large enhancement of Faraday rotation by localized plasmon resonance in Au nanoparticles embedded in Bi:YIG films // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, – 2009. – Vol. 321. – P. 843-845.
123. Uchida H., Mizutani Y., Nakai Y., Fedyanin A, Inoue M. Garnet composite films with Au particles fabricated by repetitive formation for enhancement of Faraday effect // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2011. – Vol. 44. – P. 064014.
124. S. Tomita, T. Kato, S. Tsunashima, S. Iwata, et al. Magneto-Optical Kerr Effects of Yttrium-Iron Garnet Thin Films Incorporating gold Nanoparticles // *PRL*. – 2006. – Vol. 96. – P. 167402.
125. Kolomychek I.A., Shaimanov A.N., Barishev A.V., Murzina T.V. Magneto-Optical Response of Two-Dimensional Magnetic Plasmon Structure Based on Gold Nanodisks Embedded in a Ferrite Garnet Layer // *JETP Letters*. – 2015. – Vol. 102, № 1. – P. 46-50.

126. *Chin J. Y. et al.* Nonreciprocal plasmonics enables giant enhancement of thin-film Faraday rotation. // *Nature Communications*. – 2013. – 4:1599.
127. *Belotelov V.I. and Kreilkamp L.E.* Plasmon-mediated magneto-optical transparency // *Nature Communications*. – 2013. – 4:2128.
128. *Bloembergen N., Chang R.K., and Lee C.H.* Second harmonic generation of light in reflection from media with inversion symmetry // *Physical Review Letters*. – 1966. – Vol. 16, № 22. – P. 986-989.
129. *Чехов А.Л., Найденов П.Н., Голикова О.В., Беспалов А.В., Стогний А.И., Мурзина Т.В.* Магнитоплазмонные кристаллы: резонансные линейные и нелинейные магнитооптические эффекты. // *Физика твердого тела*. – 2016. – Т. 58, №11. – С. 2171–2174.
130. *Найденов П.Н., Голикова О.Л., Савин С.С., Гераськин А.А., Беспалов А.В.* Синтез симметричных магнитоплазмонных кристаллов типа $\text{Bi}^3\text{Fe}^5\text{O}^{12}/\text{Au}/(\text{BiTm})^3(\text{FeGa})^5\text{O}^{12}$ методами ионно-лучевой инженерии // *Труды V Международного симпозиума «Наноструктурные материалы-2016: Беларусь-Россия-Украина»*. – 2016. – С. 513-514.
131. *Савин С.С., Кецко В.А., Гераськин А.А., Голикова О.Л., Найденов П.Н., Беспалов А.В., Евдокимов А.А.* О природе улучшения однородности пленок золота на стадии зарождения в условиях многократного ионно-лучевого осаждения-распыления» // *Труды 13-й Международной конференции «ПЛЕНКИ и ПОКРЫТИЯ - 2017»*. – 2017. – С. 252-254.
132. *Найденов П.Н., Голикова О.Л., Савин С.С., Чехов А.Л., Мурзина Т.В.* Синтез магнитоплазмонных кристаллов комбинированием ионно-лучевых методов // *Труды 13-й Международной конференции «ПЛЕНКИ и ПОКРЫТИЯ - 2017»* – 2017. – С. 275-278.
133. *Найденов П.Н., Чехов А.Л., Голикова О.Л., Беспалов А.В., Гераськин А.А., Савин С.С., Мурзина Т.В.* Двухрешетчатые магнитоплазмонные структуры на основе BIG и перфорированных пленок золота // *Физика твердого тела*. – 2019. – Т. 61, № 9. – С. 1706-1711.

134. *Чехов А.Л., Найденов П.Н., Крутянский В.Л., Колмычек И.А., Стогний А.И., Мурзина Т.В.* Магнитоплазмонные кристаллы: линейные и нелинейные магнитооптические эффекты. // *Материалы XX Международного симпозиума Нанопизика и Нанозлектроника.* – 2016. – Т. 1. – С. 265 – 266.
135. *Стогний А.И и др.* Ионно–лучевая установка для получения оксидных пленок // *Приборы и техника эксперимента.* – 2001. – №3. – С. 151–154.
136. *Chekhov A. L., Naydenov P. V., Smirnova M. N., Ketsko V. A., Stognij A. I., and Murzina T. V.* Magnetoplasmonic crystal waveguide // *Optics Express.* – 2018. – Vol. 26, № 16. – P. 21086-21091.
137. *Найденов П.Н., Голикова О.Л., Беспалов А.В., Чехов А.Л., Мурзина Т.В.* Синтез и свойства наноразмерных пленок ВІG для гетероструктур магнитоплазмоники // *Материалы XXIII Международной конференции НМММ.* – 2018. – Т1 – С. 378-380.
138. *Swanepoel R.* Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon // *J. Phys. E: Sci. Instrum.* – 1983. – Vol. 16. – P. 1214.
139. *Найденов П. Н., Голикова О. Л., Кецко В. А., Чехов А. Л., Мурзина Т.В.* Синтез и свойства наноразмерных пленок ВІG для гетероструктур магнитоплазмоники // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.* – 2019. – №1. – С. 87-89.
140. *Найденов П.Н., Голикова О.Л., Беспалов А.В., Чехов А.Л., Мурзина Т.В.* 2D магнитоплазмонные структуры на основе пленок ВІG и решеток Au// *Материалы XXIII Международного симпозиума Нанопизика и Нанозлектроника.* – 2019. – Т.1. – С. 250-251.