

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФГАОУ ВО «КРЫМСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им.
В.И. ВЕРНАДСКОГО»
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

На правах рукописи

УДК 535.016; 538.975; 538.958; 620.3

О Т Ч Ё Т

по научно-исследовательской работе
«ПРОЕКТИРОВАНИЕ И СОЗДАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-
НЕОДНОРОДНЫХ КОМПОЗИТОВ И ГЕТЕРОСТРУКТУР ДЛЯ
НАНОФОТОНИКИ»
(Технические науки)

Работа выполнена в рамках гранта
Государственного совета Республики Крым
молодым учёным Республики Крым (пост. № п653-2/23 от 30.01.2023)

Руководитель и
исполнитель:
ассистент кафедры
экспериментальной
физики ФТИ

Томилина
Ольга Андреевна

дата, подпись

Симферополь-2023

РЕФЕРАТ

Отчёт по НИР: 79 стр., 30 рис.

Объект исследования: пространственно-неоднородные композиты и гетероструктуры для нанофотоники.

Цель исследования: проектирование и создание пространственно-неоднородных композитов и гетероструктур для нанофотоники, а также теоретическое, модельное и экспериментальное исследование свойств полученных образцов.

Основные задачи НИР:

- проектирование пространственно-неоднородных композитов и гетероструктур для нанофотоники;
- создание пространственно-неоднородных композитов и гетероструктур методами вакуумного напыления, термической обработки, ионно-плазменного травления;
- теоретическое, модельное (в том числе с использованием специализированных программных пакетов) и экспериментальное исследование магнитных, оптических, магнитооптических, структурных и резонансных свойств полученных композитов и гетероструктур.

Отчёт содержит основные результаты модельного проектирования, синтеза и исследования свойств принципиально новых типов магнитоплазмонных пространственно-неоднородных композитов и гетероструктур для нанофотоники, в которых реализуются моды поверхностного плазмонного резонанса (ППР), локализованного плазмонного резонанса (ЛПР) и Таммовского плазмонного резонанса (ТПР).

По результатам НИР поданы 2 статьи в международных рецензируемых изданиях (индексируются РИНЦ, Scopus и Web of Science), получен 1 патент на изобретение, сделаны доклады на 2 международных конференциях, подготовлено 2 учебно-методических пособия, защищена 1 бакалаврская выпускная квалификационная работа.

СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ	5
ВВЕДЕНИЕ	6
1. Методы и методики исследований, технологическое оборудование, оснастка и материалы	12
1.1 Методы теоретического моделирования	12
1.2 Вакуумные методы синтеза функциональных слоёв	13
1.3 Контроль толщины наноплёнок и функциональных слоёв	13
1.4 Методы формирования самоорганизующихся наночастиц	14
1.5 Неоднородное напыление	16
1.6 Методы исследования структурных свойств	22
1.7 Исследование оптических и магнитооптических свойств	24
1.8 Краткие выводы по разделу	28
2. Пространственно-неоднородные магнитоплазмонные нанокompозиты	29
2.1 Эффективная диэлектрическая проницаемость	29
2.2 Магнитоплазмонные эффекты в нанокompозитах	34
2.3 Сенсоры на основе плазмонных нанокompозитов	44
2.4 Краткие выводы по разделу	48
3. Пространственно-неоднородные магнитоплазмонные гетероструктуры	49
3.1 Особенности Таммовского плазмонного резонанса	49
3.2 Пространственно-неоднородные структуры с Таммовскими плазмонами	53
3.3 Краткие выводы по разделу	61
4. Магнитоплазмонные эффекты. Теоретический анализ	63
4.1 Плазмонное усиление эффекта Фарадея	63
4.2 Гибридизация резонансных мод	68

4.3 Краткие выводы по разделу	73
ВЫВОДЫ	74
ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ НИР	76
СПИСОК ЦИТИРОВАНИЙ	77

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

- КФК-3 – компактный фотометрический комплекс, 3 модель
- ЛПР – локализованный плазмонный резонанс
- НИР – научно-исследовательская работа
- МИИ-4 – микро-интерферометр Линника, 4 модель
- МНЧ – металлическая наночастица
- МФК – магнитофотонный кристалл
- НЧ – наночастица
- ПВО – полное внутреннее отражение
- ПЗС – последовательная зарядовая связь (тип матрицы видеокамеры)
- ППП – поверхностный плазмон-поляритон
- ППР – поверхностный плазмонный резонанс
- ТПР – Таммовский плазмонный резонанс
- ТПП – Таммовский плазмон-поляритон
- ФГАОУ ВО – Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
- ФП – Фабри-Перо (резонансная мода)

ВВЕДЕНИЕ

В научно-исследовательской работе (НИР) представлены результаты модельного проектирования, синтеза и исследования свойств принципиально новых типов магнитоплазмонных пространственно-неоднородных композитов и гетероструктур для нанофотоники, в которых реализуются моды поверхностного плазмонного резонанса (ППР), локализованного плазмонного резонанса (ЛПР) и Таммовского плазмонного резонанса (ТПР).

Актуальность проблемы.

Пространственно-неоднородные структуры в последнее время находят всё более широкое применение ввиду их высокой адаптивности по сравнению с однородными структурами за счёт геометрического перестроения диапазона функциональных параметров. Использование пространственно-однородных композитов и структур имеет весьма широкую распространённость в мировой практике [1–5]. Дальнейшее развитие функциональных свойств и областей применения таких структур видится в двух направлениях. Первое связано с наномасштабированием структурных элементов и композитных включений [6–8]. Это позволяет создать принципиально новые фотонные, плазмонные и магнотонные материалы за счёт субволнового пространственно-размерного ограничения функциональных элементов, включений и слоёв. Второе направление связано с формированием пространственно неоднородных структур и слоёв [9–10]. Данное направление позволяет создавать структуры с пространственным перестроением свойств за счёт внедрения градиентных функциональных слоёв и включений.

Анализ литературных источников, модельное проектирование, результаты синтеза и исследования различных магнитоплазмонных систем выявили несколько характерных направлений развития в зависимости от реализуемого типа плазмонного резонанса: поверхностный плазмонный

резонанс (ППР) в наноплёнках [11, 12], локализованный плазмонный резонанс (ЛПР) в наночастицах [13 – 15] и Таммовский плазмонный резонанс (ТПР) в периодических структурах магнитофотонных кристаллов [16 – 18]. Принцип работы таких магнитоплазмонных систем основан на резонансном усилении магнитооптических эффектов.

Так магнитоплазмонные наноконпозиты, состоящие из магнитооптической матрицы диэлектрического ферри-граната с включениями плазмонных наночастиц, позволяют усиливать магнитооптические эффекты в области частоты локализованного плазмонного резонанса [19–21]. Это делает их чрезвычайно перспективными для проектирования фотонных и магнитооптических сенсорных устройств. Магнитофотонные же кристаллы позволяют формировать стоячие оптические моды, локализованные в окрестности субволновой области магнитооптического функционального слоя. Такая локализация в сочетании с плазмонными эффектами позволяет получать чрезвычайно узкие спектральные линии усиления магнитооптики за счёт резонанса Фабри-Перо, поверхностного и Таммовского плазмонного резонанса [22, 23]. Данные фотонные структуры, выполненные полностью или с включениями из пространственно-неоднородных функциональных слоёв, будут иметь возможность пространственного перестроения параметров и свойств, что расширит их спектр применения и позволит определить оптимальные параметры рабочих диапазонов.

Связь работы с научными программами, планами, темами.

НИР соответствует основным направлениям научной деятельности научно-исследовательского центра функциональных материалов и нанотехнологий, кафедры экспериментальной физики физико-технического института ФГАОУ ВО «Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского».

Работа выполнена в рамках гранта Государственного Совета Республики Крым молодым учёным Республики Крым (пост. № п653-2/23 от 30.01.2023).

Цель НИР заключалась в проектировании и создании пространственно-неоднородных композитов и гетероструктур для нанофотоники, а также теоретическом, модельном и экспериментальном исследовании свойств полученных образцов.

Для достижения поставленной цели, решались следующие **научно-технические задачи**:

1. Проектирование пространственно-неоднородных композитов и гетероструктур для нанофотоники;
2. Создание пространственно-неоднородных композитов и гетероструктур методами вакуумного напыления, термической обработки, ионно-плазменного травления;
3. Теоретическое, модельное (в том числе с использованием специализированных программных пакетов) и экспериментальное исследование магнитных, оптических, магнитооптических, структурных и резонансных свойств полученных композитов и гетероструктур.

Объект исследования – пространственно-неоднородные композиты и гетероструктуры для нанофотоники.

Предмет исследования – структурные, оптические и плазмонные свойства пространственно-неоднородных композитов и гетероструктур для нанофотоники.

Методы исследования – комплекс теоретических и экспериментальных методов, который включает: моделирование структуры и свойств, а также оптимизацию параметров и условий работы; разработку методов и методик синтеза лабораторных образцов; исследование их физических свойств методами растровой электронной микроскопии, спектрофотометрии и др.; построение соответствующих теоретических моделей.

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

Научная новизна полученных результатов.

1. Построены модели пространственно-неоднородных магнито-фотонных нанокомпозитов и фотонно-кристаллических гетероструктур с возможностью пространственного перестроения оптических, магнитооптических и плазмонных свойств

2. Разработаны и описаны методики и технологические приёмы для экспериментального создания пространственно-неоднородных композитов и гетероструктур в соответствии с разработанными моделями.

3. Все предложенные пространственно-неоднородные композиты и гетероструктуры были экспериментально синтезированы и проведены комплексные исследования их свойств, что подтверждает возможность их практической реализации и использования в качестве сенсорных элементов для мониторинга состояния окружающей среды.

Практическое значение полученных результатов заключается в том, что в рамках выполнения НИР построены модели пространственно-неоднородных магнитофотонных нанокомпозитов и фотонно-кристаллических гетероструктур, которые позволяют оптимизировать структурные параметры данных структур в зависимости от требуемых свойств, а также проанализировать оптимальные условия и режимы работы данных устройств в качестве устройств для нанофотоники.

Также предложены оригинальные методы и методики синтеза сверхтонких функциональных слоёв для пространственно-неоднородных композитов и гетероструктур, приведены результаты экспериментальных исследований структурных, оптических и плазмонных свойств

лабораторных образцов магнитоплазменных композитов и гетероструктур, полученных этими методами.

Результаты выполнения проекта предполагается активно внедрять в учебный процесс и научную деятельность кафедры экспериментальной физики и научно-исследовательского центра функциональных материалов и нанотехнологий Физико-технического института КФУ им. В.И. Вернадского. Результаты моделирования распределения потока вещества при магнетронном распылении и плазмы от ионного источника с кольцевым анодом позволят оценить влияние неоднородности потока на получаемый профиль градиента толщины функциональных слоёв и нановключений и могут быть использованы при выполнении других НИР, а также при промышленном освоении технологии напыления и ионного травления для различных прикладных задач. Результаты отработки методов и методик получения градиентных функциональных слоёв и плазменных нановключений позволят получить принципиально новые, научно обоснованные решения в части синтеза пространственно-неоднородных композитов и гетероструктур для нанофотоники и могут применяться при производстве сенсорных фотонных устройств экологического и промышленного мониторинга, элементов управления, обработки и хранения электромагнитных сигналов в телекоммуникационных системах на основе волоконно-оптических линий, гига- и терагерцовой электроники, для проектирования и создания элементов плазменной, фотонной и магнетронной логики.

Результаты данного научного исследования могут быть использованы образовательными, научными и промышленными приборостроительными наукоёмкими предприятиями Российской Федерации в части магнитофотоники, сенсорики, плазмоники и т.д.

Апробация научных результатов НИР.

Основные результаты исследований, полученные при выполнении НИР, были представлены и обсуждались на научных конференциях: XXVI

Международная конференция Взаимодействие ионов с поверхностью «ВИП-2023» (21 – 25 августа 2023 г. Ярославль, Россия), Международная конференция Функциональные материалы «ICFM'2023» (2 – 6 октября, 2023, Форос, Крым)

Публикации.

Всего по результатам НИР поданы 2 статьи в международных рецензируемых изданиях (индексируются РИНЦ, Scopus и Web of Science), получен 1 патент на изобретение, сделаны доклады на 2 международных конференциях, подготовлено 2 учебно-методических пособия, защищена 1 бакалаврская выпускная квалификационная работа.

Список публикаций приведен в конце отчёта.

Структура и объем отчёта по НИР.

Отчёт по НИР состоит из вступления, четырёх оригинальных разделов, которые посвящены основным результатам работы и выводов. Отчёт изложен на **78 страницах текста, содержит 28 рисунков и 1 таблицу.**

К отчёту прилагаются:

- Препринты подготовленных и принятых к публикации статей;
- Оттиски тезисов конференций;
- Оттиски патента на изобретение

1. Методы и методики исследований, технологическое оборудование, оснастка и материалы

1.1 Методы теоретического моделирования

Для моделирования оптимальных параметров гетероструктур на основе ППР использован специализированный математический пакет WinSpall. Программный комплекс позволяет моделировать оптические, эллипсометрические и плазмонные свойства многослойных структур посредством вариации оптических констант материалов слоёв. Также пакет позволяет анализировать эллипсометрические модели с восстановлением оптических параметров структур.

При моделировании оптимальных параметров и сенсорных свойств структур на основе ЛПР применяется численное решение математической электродинамической модели рассеяния на сферических наночастицах в квазистатическом приближении с учётом оболочечной модели. В данной модели учитывается дипольное, квадрупольное возбуждение локализованных плазмонов, а также возбуждение связанных диполь-дипольных мод.

Моделирование структур на основе ТПР осуществляется посредством анализа распространения электромагнитных волн в периодических системах. В данной модели рассчитывается условие формирования стоячих волн и нарушение спектральных особенностей резонансных состояний при введении в периодическую структуру фотонных кристаллов оптических дефектов в виде слоёв с оптической толщиной отличной от $\lambda/2$, слоёв с отрицательной диэлектрической проницаемостью (плазмонные слои), плазмонных наночастиц и т.д.

Моделирование неоднородного напыления осуществляется посредством численного решения пространственной математической 3D-

модели методом конечных разностей. Расчётная часть реализуется в табличном математическом пакете Excel.

1.2 Вакуумные методы синтеза функциональных слоёв

Для получения сверхтонких и наноструктурированных функциональных слоёв использованы методы вакуумного напыления. Так получение тонких металлических плёнок Au осуществлялось методом термического напыления при давлении остаточных газов не хуже $5 \cdot 10^{-4}$ Па на экспериментальной установке ВУП-15. Напыление осуществлялось из молибден-вольфрамовых тиглей. Магнитооптические слои висмут-замещённых феррит-гранатов (Bi:YIG): M1 состава $\text{Bi}_{1.0}\text{Lu}_{0.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.2}\text{Al}_{0.8}\text{O}_{12}$ и M2 состава $\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, напылялись методом ионно-реактивного распыления мишеней в среде Ar (25 %) + O₂ (75 %) на вакуумной установке УРМ-3279014. Диэлектрические слои SiO₂, TiO₂ напылялись ВЧ-магнетронным методом на установке ЭЛИМ ТМ-5.

1.3 Контроль толщины наноплёнок и функциональных слоёв

Для оценки толщины осаждаемых покрытий был использован оптико-цифровой комплекс интерферометрического метода контроля на базе серийного микроинтерферометра МИИ-4 с цифровым комплексом обработки данных.

Данные для обработки представляли собой цифровые растровые изображения, полученные с помощью ПЗС-матрицы цифровой камеры. Полученные данные передавались непосредственно в компьютер, где проходили дополнительную цифровую обработку и программный анализ.

Преимуществом данного метода является высокая точность измерений и их инвариантность относительно внешних факторов. Однако метод имеет ряд недостатков. Так, метод не применим для экспресс-оценки

толщины покрытия непосредственно при осаждении, метод требует предварительной подготовки образца и является разрушающим, так как предполагает нанесение механической царапины в области измерений.

Суть работы прибора заключается в сравнении разности хода лучей, отражённых от поверхности плёнки и подложки посредством совмещения двух интерференционных картин в области механической царапины. Так, зная рабочую длину волны и величину смещения интерференционного максимума, можно рассчитать толщину плёнки.

$$h = \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{\Delta l}{l}, \quad (1.1)$$

где λ – рабочая длина волны прибора, Δl – смещение интерференционных максимумов, l – период интерференции.

Для измерений применялся штатный светофильтр с рабочей полосой пропускания 532 нм.

1.4 Методы формирования самоорганизующихся наночастиц

Для получения ансамблей самоорганизующихся наночастиц благородных металлов применялись методы термического отжига и «тонкой заслонки». Первый метод основан на явлении деперколяции сплошных плёнок (термоактивированная грануляция в nanoостровки) при термическом отжиге. Отжиг покрытий осуществлялся как в вакууме, так и на воздухе. Для отжига в вакууме применялись резистивные нагреватели как открытого, так и закрытого типа. Для отжига на воздухе была использована печь с цифровым программным управлением Nobertherm B130. Отжиг в вакууме осуществлялся при температурах вплоть до 750 К, отжиг на воздухе – до 1250 К.

Второй метод для получения nanoостровковых покрытий (метод «тонкой заслонки») основан на варьировании количества осаждаемого материала и скорости осаждения. При условии островкового роста покрытий на начальном этапе осаждения возможно получение nanoостровковой структуры без использования термообработки.

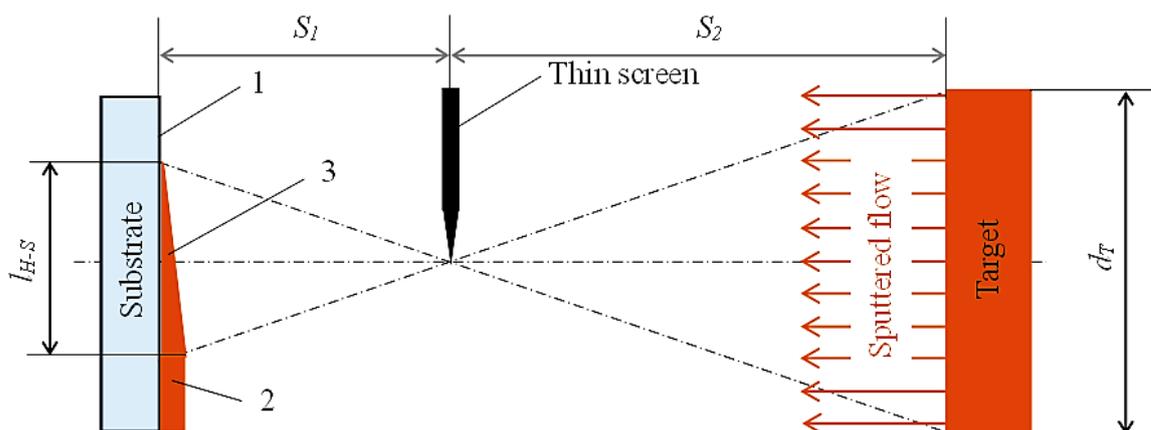


Рис. 1.1. Схематическое пояснение метода «тонкой заслонки».

Суть метода состоит в следующем (рис. 1.1): между испарителем и подложкой размещается «тонкая» заслонка с микрометрически заострённым краем. Вследствие неточности испарителя на подложке формируется неоднородное по эффективной толщине покрытие, в котором можно выделить три зоны: зона чистой подложки 1, зона с максимальной эффективной толщиной покрытия 2, а между ними зона геометрической «полутени» 3. Зона «полутени», которая представляет собой монотонно спадающее по эффективной толщине покрытие («клин»), в том числе и с островковой структурой, является основным предметом исследования. Ширина зоны «полутени» l_{H-S} при этом будет определяться диаметром испарителя d_T , расстоянием от испарителя до заслонки S_2 и расстоянием от испарителя до подложки S_1 .

При выборе для исследований различных участков «полутени» имеется возможность изучать свойства покрытий различных по толщине и

структуре, проводить сравнительный анализ свойств конденсатов, полученных при абсолютно идентичных условиях осаждения в одном технологическом цикле, проводить анализ свойств островковых покрытий.

1.5 Неоднородное напыление

Второй метод получения градиентных покрытий предполагает напыление в неоднородном потоке частиц расплывённого вещества без использования механических препятствий типа «заслонка». Подобный метод может быть реализован, например, при магнетронном напылении с кольцевой зоной эрозии мишени. Для этого построена теоретическая модель и проведены экспериментальные исследования, выполнен анализ сравнения теоретических и экспериментальных результатов.

В рамках теоретической 3D-модели (рис. 1.2) рассматриваются две параллельные поверхности: поверхность мишени xu и поверхность подложки $x'y'$, отстоящие друга на расстоянии l . Рассмотрим две точки: А на поверхности xu с цилиндрическими координатами $(r, \varphi, 0)$ и В на поверхности $x'y'$ с координатами (r_i, φ_i, d) .

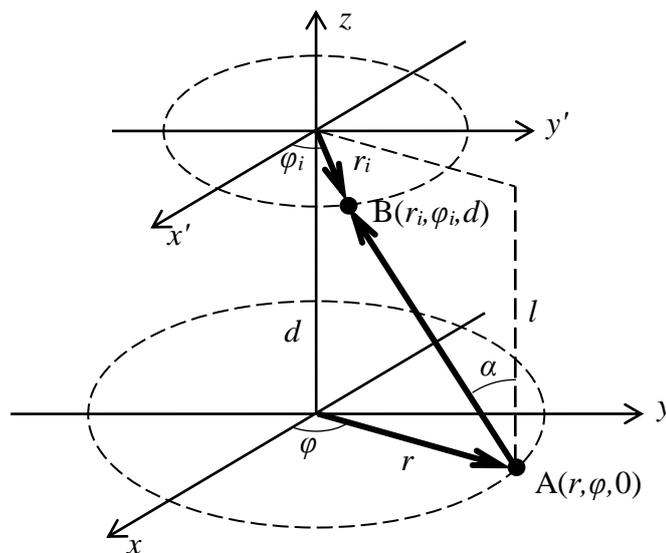


Рис. 1.2. Модель расчёта распределения толщины функциональных слоёв при магнетронном напылении.

Квадрат расстояния от точки А до В:

$$(AB)^2 = (r \cos \varphi - r_i \cos \varphi_i)^2 + (r \sin \varphi - r_i \sin \varphi_i)^2 + l^2 \quad (1.2)$$

Кольцевую зону эрозии на поверхности мишени можно задать в виде функции Гаусса с радиальной симметрией.

$$j = \frac{C}{\sigma\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(r - \langle r \rangle)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1.3)$$

где j – вероятность распыления мишени в точке с радиус вектором r в направлении, нормальном к поверхности, C – вариативная константа, определяющая интенсивность распыления (аналог мощности), $\langle r \rangle$ – радиус кольцевой зоны эрозии мишени, σ – вариативная константа (среднеквадратичное отклонение), определяющая ширину зоны эрозии.

Тогда поток расплётённых частиц с поверхности dS

$$dI = j \cdot dS = j \cdot r dr d\varphi \quad (1.4)$$

На рис. 1.3 показаны 2D и 3D диаграммы потока частиц, в направлении нормальном к поверхности, при распылении мишени с кольцевой зоной эрозии.

Зависимость интенсивности потока частиц в направлении, отличном от нормального, можно задать с помощью диаграммы направленности. В нашей модели диаграмма направленности задаётся в виде функции косинуса.

$$dI_{\alpha} = dI \cdot \cos \alpha = dI \frac{l}{AB} \quad (1.5)$$

где α – угол отклонения искомого направления от нормали к поверхности мишени (см. рис. 1.2).

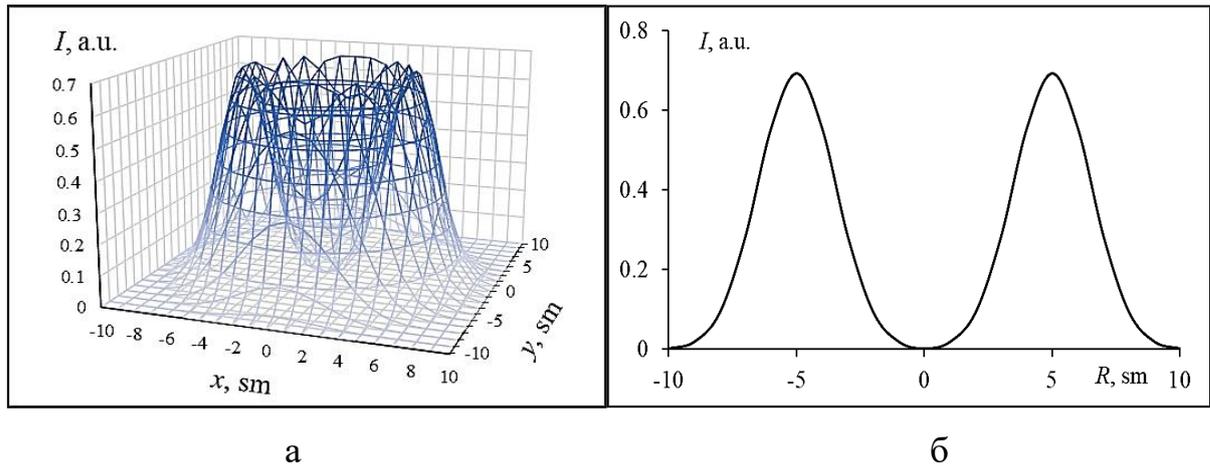


Рис. 1.3. Модель распыления мишени: а – 3D-диаграмма потока частиц, в направлении нормальном к поверхности, б – диаметральное сечение рисунка а.

Таким образом прирост толщины dh в точке В подложки за счёт потока частиц из точки А мишени можно определить как:

$$dh = \frac{dI_{\alpha}}{(AB)^2} = dI \frac{l}{(AB)^3} = j \frac{l \cdot r dr d\varphi}{(AB)^3} \quad (1.6)$$

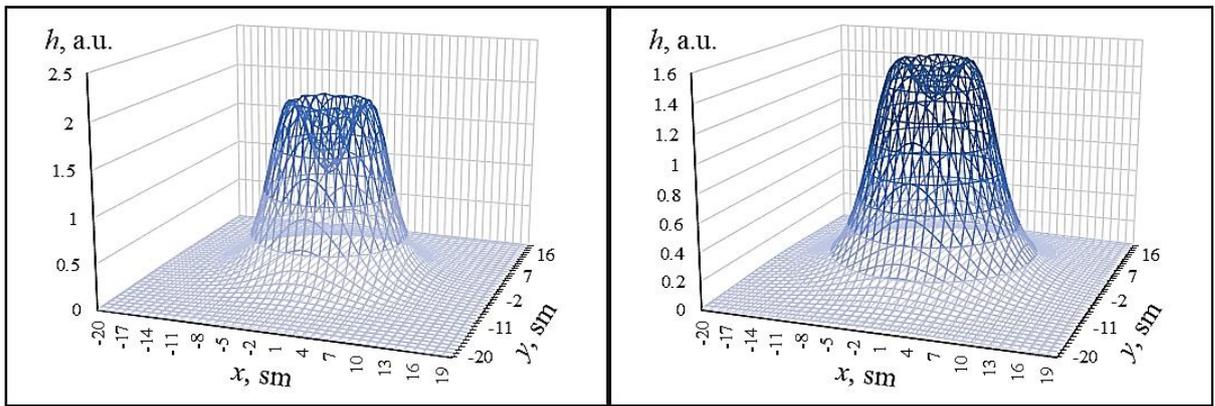
Полная толщина покрытия в каждой точке на подложке будет определяться как сумма (интеграл) всех приростов dh от всех точек мишени. Так, подставляя (1.2) и (1.3) в (1.6), получим:

$$h(r_i, \varphi_i, l) = \frac{l \cdot C}{\sigma \sqrt{\pi}} \cdot \int_0^R \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{(r - \langle r \rangle)^2}{2\sigma^2}\right) \cdot \frac{r dr d\varphi}{\left[(r \cos \varphi - r_i \cos \varphi_i)^2 + (r \sin \varphi - r_i \sin \varphi_i)^2 + l^2\right]^{3/2}} \quad (1.7)$$

На рис. 1.4 показаны 3D-диаграммы распределения толщины осаждённого слоя при разном значении расстояния от мишени до подложки. Видно, что при малых расстояниях от мишени до подложки (меньше радиуса зоны эрозии) в центре напылённого слоя имеется локальный минимум толщины, окружённый «кольцом» с максимальной толщиной. При расстоянии примерно равном радиусу зоны эрозии в центре напылённого слоя наблюдается участок с однородным покрытием («плато»). На расстояниях больших чем радиус зоны эрозии распределение напылённого слоя по толщине имеет форму «пологого холма» с радиальной симметрией.

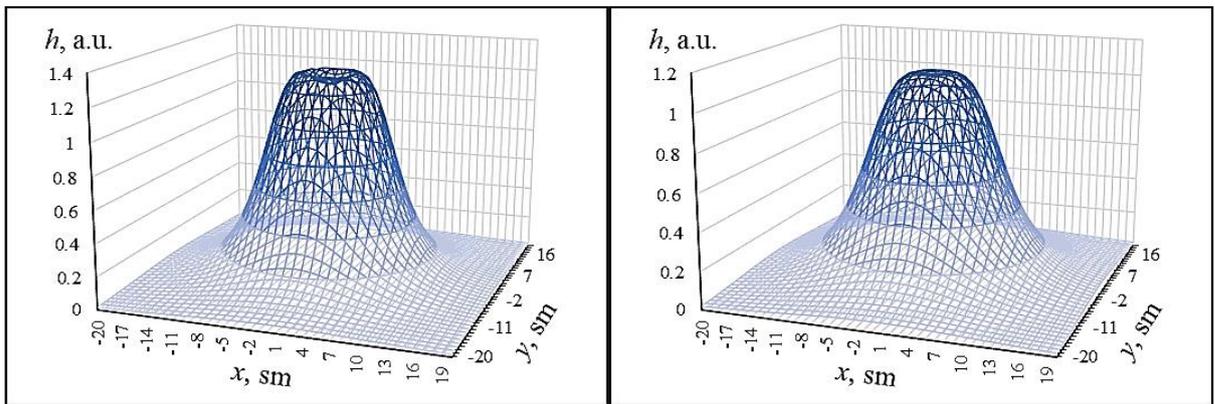
Для подтверждения теоретических расчётов были выполнены экспериментальные исследования распределения толщины напылённых слоёв. В качестве тестовых использовались слои нитрида титана. Напыление осуществлялось реактивным методом с помощью магнетрона постоянного тока с кольцевой зоной эрозии титановой мишени диаметром 90 мм в атмосфере аргона и азота.

Подложки из ситалла размещались неподвижно на различном расстоянии от мишени. Контроль толщины напылённых слоёв осуществлялся с помощью микроинтерферометра Линника МИИ-4 с блоком цифровой обработки интерференционных снимков (см. подпункт 1.3).



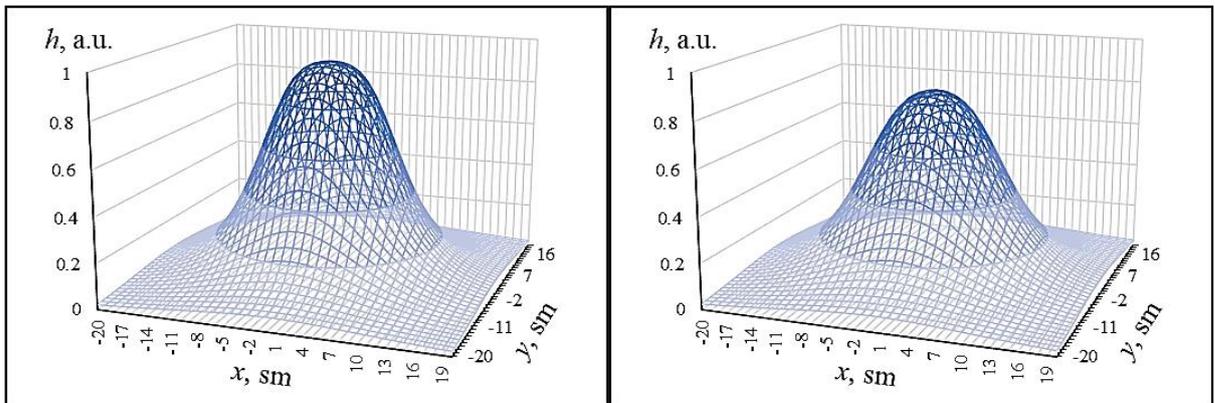
а

б



в

г



д

е

Рис. 1.4. Распределение толщины осаждённого слоя при разном значении расстояния от мишени до подложки: а – 20 мм, б – 30 мм, в – 40 мм, г – 50 мм, е – 60 мм, ж – 70 мм.

На рис. 1.5 показаны результаты экспериментального исследования распределения толщины напылённых слоёв. Точки соответствуют

экспериментальным данным, сплошная кривая – модельный анализ. Видно, что экспериментальные результаты находятся в хорошем соответствии с результатами теоретического анализа.

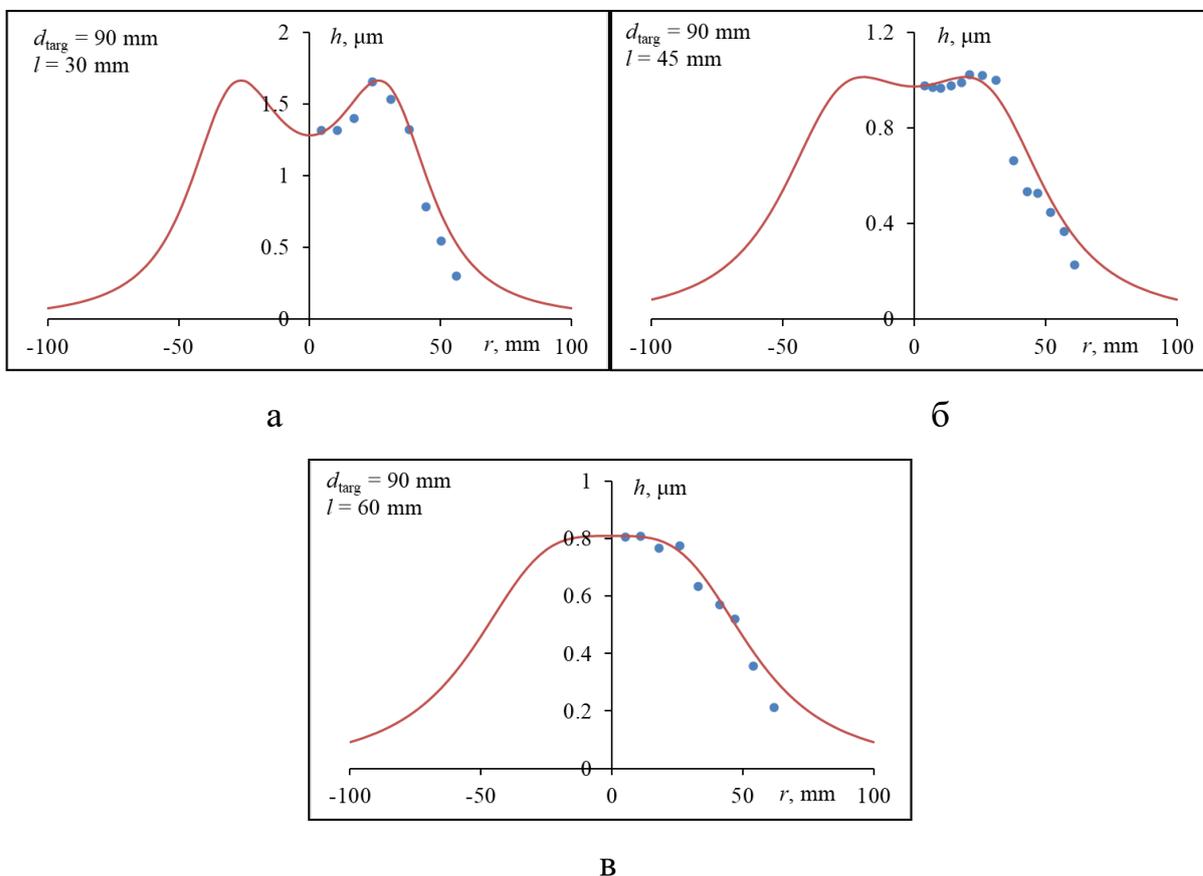


Рис. 1.5. Результаты экспериментального исследования распределения толщины напылённых слоёв TiN (точки – экспериментальные данные, сплошная кривая – модельный анализ): а–в) плёнки, полученные на разном расстоянии от мишени l (указана в легенде к рисункам).

Таким образом показано, что при напылении тонких функциональных слоёв в неоднородном потоке с помощью магнетронного распыления мишени с кольцевой зоной эрозии, на поверхности подложки формируется сильно неоднородное по толщине покрытие. Форма профиля распределения толщины покрытия определяется как параметрами зоны эрозии мишени, так и в значительной степени расстоянием от мишени до

подложки. Показано, что на расстоянии примерно равном радиусу зоны эрозии в центре подложки формируется участок покрытия с однородной толщиной. За пределами радиуса зоны эрозии толщина покрытия монотонно спадает, образуя направленный градиент с круговой симметрией.

1.6 Методы исследования структурных свойств

Для исследования морфологии поверхности синтезированных образцов тонких плёнок, наночастиц, функциональных слоёв и структур использовались средства оптической, электронной и атомно-силовой микроскопии.

Исследования микроструктуры поверхности и доменной структуры магнитооптических плёнок были выполнены средствами оптической микроскопии с использованием поляризационного микроскопа Leitz Ortoplan, и длиннофокусного металлографического микроскопа МБС-200. Оба микроскопа позволяют исследовать микроструктуру поверхности по методу «на отражение» и имеют встроенные источники света с возможностью поляризации падающего луча. Микроскоп Leitz Ortoplan дополнительно имеет встроенный анализатор отражённого пучка, что позволяет визуализировать доменную структуру в магнитооптических плёнках феррит-гранатов с магнитной анизотропией типа «лёгкая ось» (направление лёгкого намагничивания направлено вдоль нормали к плоскости плёнки) за счёт поворота плоскости поляризации при прохождении падающего пучка сквозь прозрачную магнитную плёнку с последующим отражением от интерфейса плёнки и подложки (магнитооптический эффект Фарадея).

Для исследования морфологии поверхности сверхтонких и nanoостровковых покрытий, а также структуры фотонных кристаллов с субмикронным и нанометровым разрешением применялись методы

сканирующей растровой электронной микроскопии (РЭМ). На различных этапах работы использовались различные типы электронных микроскопов: РЭМ-106 (Selmi), Regulus SU8220 (Hitachi), MAIA 3 (Tescan). Все указанные микроскопы имеют схожий принцип работы и позволяют выполнять исследования при различных режимах детектирования, а именно «детектирование вторичных электронов» и «детектирование отражённых (обратно рассеянных) электронов». Режим детектирования вторичных электронов позволяет получить хороший контраст по рельефу, а режим детектирования отражённых электронов даёт хороший контраст между компонентами образца, отличающимися химическим составом (композиционный контраст).

Отдельно следует выделить режим РЭМ-исследования морфологии поверхности ансамблей плазмонных наночастиц при наклонном падении электронного луча под углом к поверхности $\pi/4$. Данный режим позволяет оценить пространственную форму самоорганизующихся плазмонных наночастиц. Схема данного режима исследования показана на рис. 1.6.

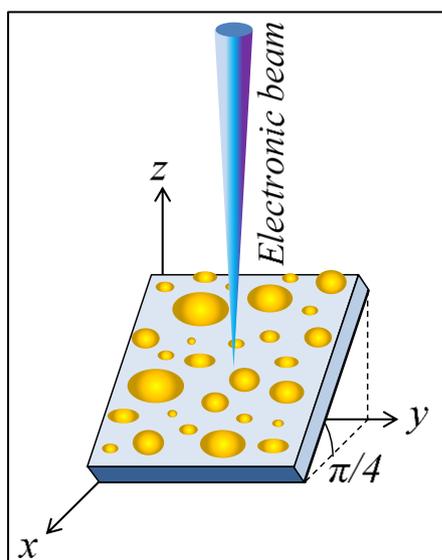


Рис. 1.6. Схема РЭМ-исследования морфологии поверхности при падении пучка под углом 45° .

Совмещение режимов сканирования под углом $\pi/4$ и детектирования вторичных электронов позволяет получить «объёмное» изображение рельефа, которое позволяет оценить форму наночастиц со стороны подложки.

1.7 Исследование оптических и магнитооптических свойств

Исследование спектральных характеристик взаимодействия оптического излучения с магнитоплазмонными композитами и гетероструктурами исследовались методом спектрофотометрии «на просвет». В настоящей работе использовался спектрофотометр КФК-3 с блоком цифрового управления, сбора и анализа данных. Принцип действия спектрофотометра основан на сравнении светового потока Φ_0 , прошедшего через среду, по отношению к которой производится измерение, и светового потока Φ , прошедшего через исследуемую среду. Коэффициент пропускания T исследуемого образца определяется как отношение потоков или сигналов

$$T = \frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{U - U_T}{U_0 - U_T} \quad (2.14)$$

Развёртка спектра по длине волны в диапазоне от 320 до 1000 нм осуществляется с помощью вогнутой дифракционной решётки, $R = 250$ мм, 1200 штрихов на 1 мм. Отдельные участки спектра выделяются с помощью выходной щели монохроматора шириной 0.1 мм, что соответствует спектральному интервалу 0.9 нм. Источником излучения служит галогенная лампа КГМ 12-10, в качестве приемника излучения выступает фотодиод ФД-288Б.

Изображение выходной щели монохроматора проецируется на образец собирающей линзой. Позиционирование исследуемого образца

относительно падающего пучка света выполняется с помощью двухкоординатной микроподвижки, которая позволяет выполнять смещение образца вдоль оси светового пучка для фокусировки изображения выходной щели монохроматора, и перпендикулярно оси светового пучка при необходимости исследования градиентных покрытий и структур в разных участках градиента.

Исследование магнитооптических эффектов, в частности магнитооптического эффекта Фарадея, выполнялось с использованием лазерного и спектрального магнитополяриметров.

Лазерный магнитополяриметр (рис. 1.7) включает в себя источник когерентного монохроматического излучения (полупроводниковый лазер) с длиной волны $\lambda = 655$ нм. Оптическая часть измерительной схемы состоит из: поляризатора, задающего плоскость поляризации луча; магнитооптического модулятора для создания переменного сигнала на фоне общего светового шума; компенсатора, для выведения полезного сигнала в нуль и определения поворота плоскости поляризации; анализатора и фотодетектора. Магнитная система магнитополяриметра состоит из электромагнитов с полыми сердечниками (на рис. 1.7 не показаны). Электромагниты создают магнитное поле в конфигурации, при которой вектор напряжённости \vec{H} является коллинеарным по отношению к направлению волнового вектора излучения лазера.

Лазерный магнитополяриметр позволяет регистрировать магнитооптическую (МО) петлю гистерезиса при динамическом перемагничивании исследуемого образца. Данная МО петля представляет собой зависимость угла фарадеевского вращения от величины приложенного поля.

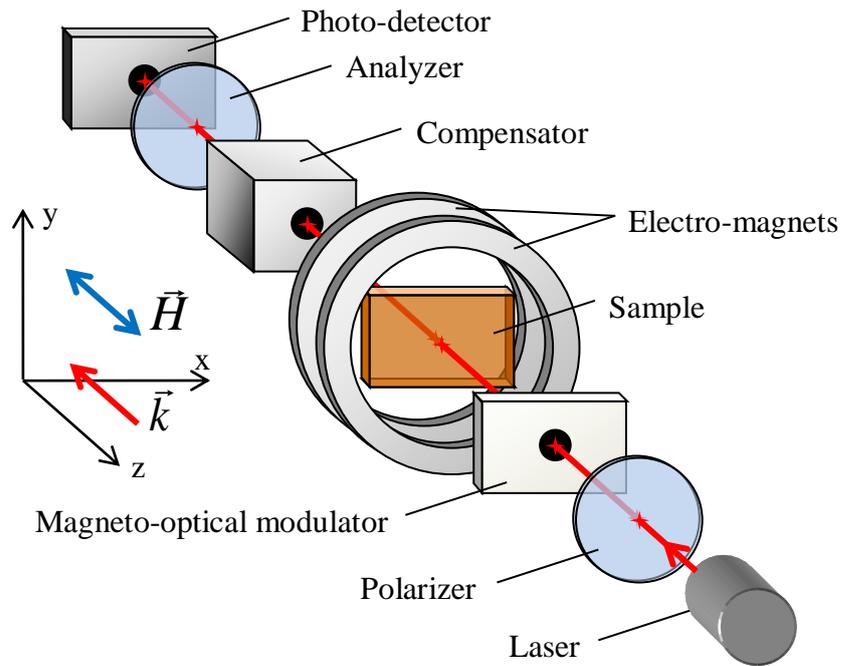


Рис. 1.7. Схема лазерного магнитополяриметра.

Для исследования спектральных характеристик магнитооптического эффекта Фарадея применялся спектральный магнитополяриметр (рис. 1.8). Спектральный магнитополяриметр включает монохроматор, аналогичный по конструкции спектрофотометру КФК-3. Выходной луч монохроматора, проходя через оптическую систему с поляризатором, приобретает линейную поляризацию и фокусируется на поверхность исследуемого образца. После взаимодействия с образцом поворот плоскости поляризации определяется с помощью вращающегося анализатора и фотодетектора.

Магнитная система магнитополяриметра состоит из электромагнитов с полыми сердечниками (на рис. 1.8 не показаны). Электромагниты создают магнитное поле в конфигурации, при которой вектор напряжённости \vec{H} является коллинеарным по отношению к направлению волнового вектора светового пучка.

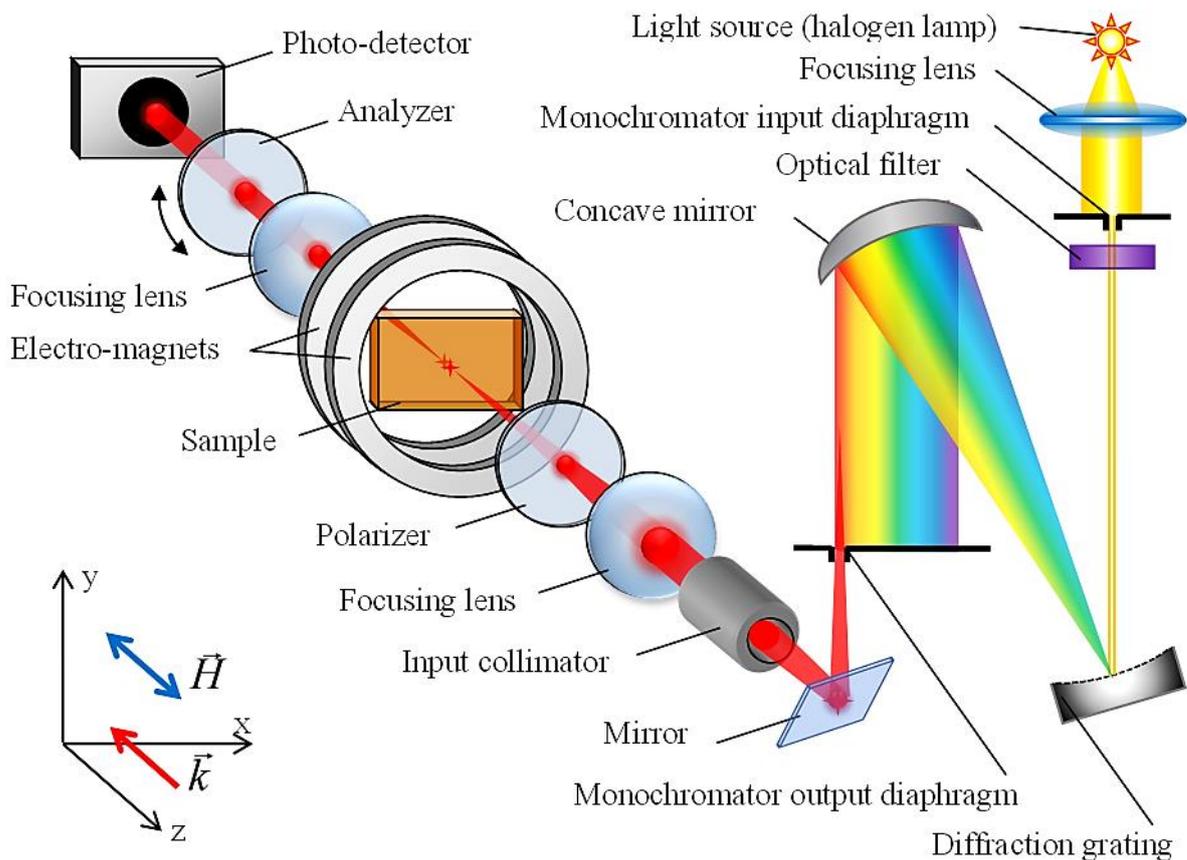


Рис. 1.8. Схема спектрального магнитополяриметра.

Спектральный магнитополяриметр позволяет определять зависимость величины эффекта Фарадея от длины волны света (спектры фарадеевского вращения) при фиксированном значении поля, либо определять зависимость величины эффекта Фарадея от напряжённости магнитного поля (МО петля гистерезиса) при фиксированном значении длины волны света.

Исследование эффективной диэлектрической проницаемости функциональных слоёв и плазмонных нанокомпозитов осуществлялось методом оптической эллипсометрии. Эллипсометрические измерения были выполнены на лазерном нуль-эллипсометре ЛЭФ-3М-1. В данном эллипсометре в качестве источника света используется He-Ne газовый

лазер с длиной волны $\lambda = 632.8$ нм. Измерения проводились по классической четырёхзонной методике в диапазоне углов падения 55° – 75° .

1.8 Краткие выводы по разделу

Для осуществления синтеза и исследования свойств магнитоплазменных пространственно-неоднородных наноконпозитов и гетероструктур была использована достаточно мощная аналитическая, экспериментальная и технологическая база. Аналитическая база представляет собой набор современных теоретических методов исследования и моделирования, в том числе с применением современных программных пакетов и электронно-вычислительных систем. Технологическое и аналитическое оборудование включает высоковакуумные, интерферометрические, оптические устройства реализующие современные методы исследования морфологии поверхности и ряда тонких поверхностных эффектов.

При проведении экспериментальных работ по синтезу и исследованию свойств магнитоплазменных пространственно-неоднородных наноконпозитов и гетероструктур были предложены и успешно внедрены оригинальные авторские методики, которые позволили получить принципиально новые научные результаты.

2. Пространственно-неоднородные магнитоплазмонные наноконпозиты

2.1 Эффективная диэлектрическая проницаемость.

Одним из ключевых параметров, определяющих свойства плазмонных наноконпозитов (островковую плёнку можно также рассматривать как композит из металлических нановключений в матрице из воздуха), является их эффективная диэлектрическая проницаемость. Данная эффективная диэлектрическая проницаемость ϵ_{eff} может быть рассчитана на основе модели эффективной среды Максвелла-Гарнетта при известных значения диэлектрической проницаемости плазмонных включений и диэлектрической матрицы (рис. 2.1).

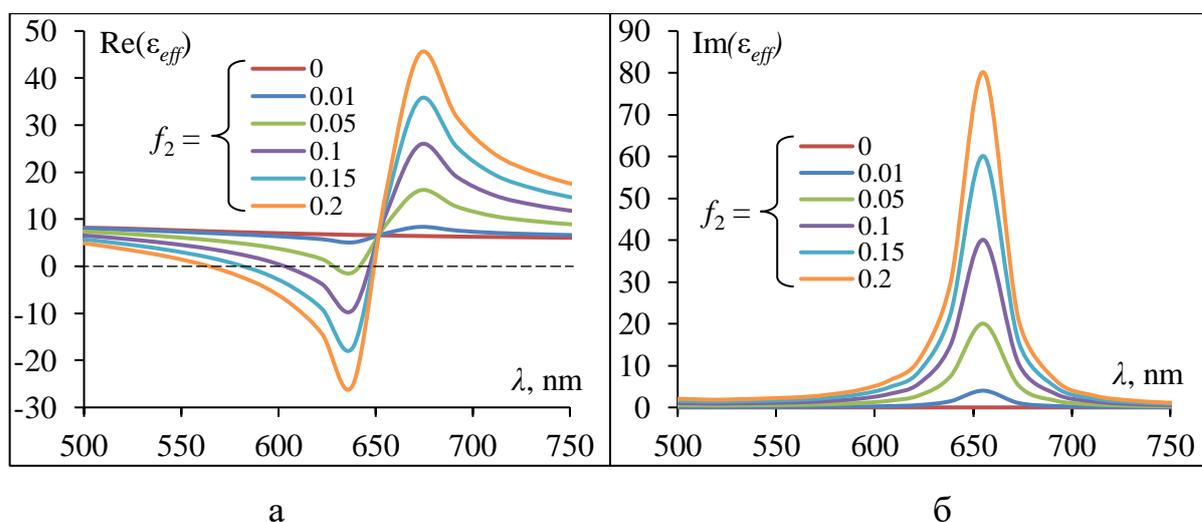


Рис. 2.1. Расчётные спектры (а) действительной $Re(\epsilon_{eff})$ и (б) мнимой $Im(\epsilon_{eff})$ частей диэлектрической проницаемости композита $Au_{(NP)}@Bi:YIG$ при разном объёмном содержании плазмонной компоненты f_2 (указана в легенде).

На рис. 2.1 показаны спектральные зависимости действительной $Re(\epsilon_{eff})$ и мнимой $Im(\epsilon_{eff})$ частей диэлектрической проницаемости

композита, состоящего из наночастиц Au в матрице из висмут-замещённого феррит-граната при разном объёмном содержании плазмонной компоненты f_2 (указана в легенде). Расчёт спектров выполнен по формуле Максвелла (2.1) для наночастиц Au диаметром 50 нм, поглощением в гранате пренебрегаем.

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_1 + \frac{3f_2\varepsilon_1(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1} = \varepsilon_1 \left(1 + 3f_2 \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1} \right) \quad (2.1)$$

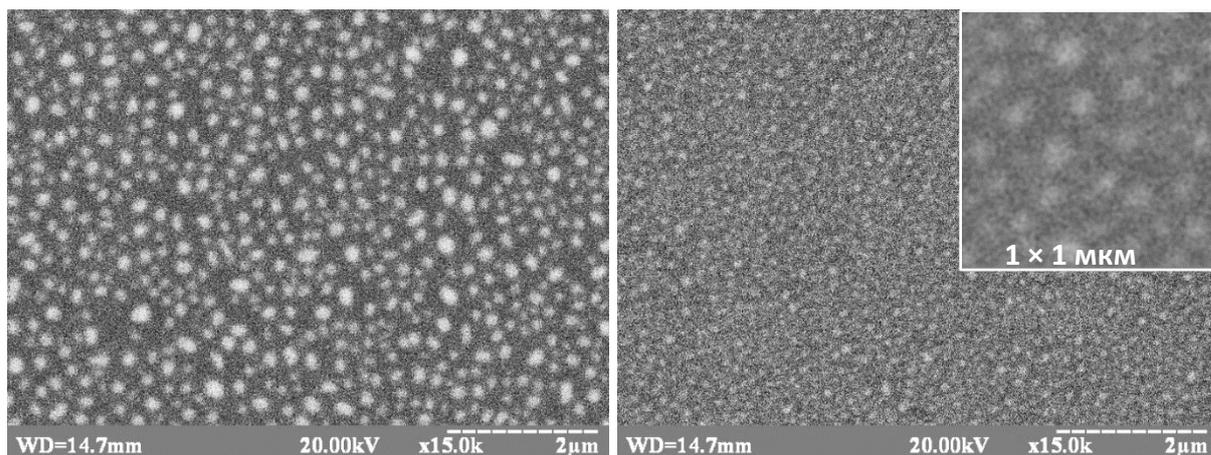
Видно, что на длине волны $\lambda \approx 655$ нм на спектре $\text{Re}(\varepsilon_{eff})$ наблюдается точка перегиба, положение которой не зависит от доли плазмонной компоненты f_2 , а на спектре $\text{Im}(\varepsilon_{eff})$ на этой же длине волны имеется характерный максимум (пик поглощения). Данный характерный вид кривых как раз и свидетельствует о наличии на длине волны $\lambda \approx 655$ нм локализованного плазмонного резонанса.

Здесь следует сделать оговорку, что в рамках данной модели не учитывалось изменение размеров плазмонных нановключений, предполагая, что доля плазмонной компоненты f_2 будет изменяться только за счёт изменения их количества. Именно этот факт и предопределил неизменное положение плазмонного резонанса для всех значений f_2 . Далее будет показано, что размер наночастиц существенно влияет на их резонансные свойства и спектральное положение резонансной линии ЛПР.

Экспериментальное определение эффективной диэлектрической проницаемости может быть выполнено с помощью эллипсометрических исследований. Так «воздушный» нанокompозит в виде системы самоорганизующихся наночастиц золота $\text{Au}_{(NP)}$ на подложке их монокристаллического гадолиний-галлиевого граната GGG был получен методом термоактивированной грануляции золотой плёнки на воздухе при температуре 800°C в течении 120 мин. Плёнка Au/GGG была получена методом термического вакуумного напыления при давлении остаточных

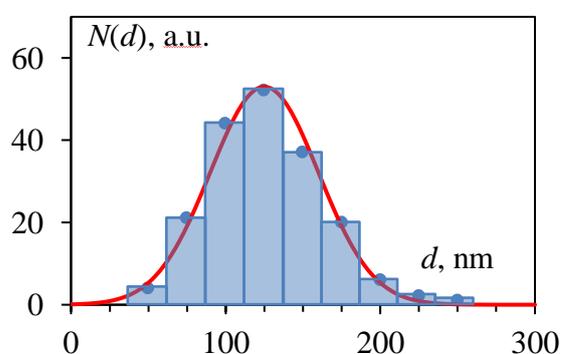
газов не более $6 \cdot 10^{-4}$ Па. При напылении Au применялась методика нанесения покрытия с градиентом эффективной толщины.

На рис. 2.2а,б показаны РЭМ-снимки морфологии поверхности гранулированной плёнки $Au_{(NP)}/GGG$ в «толстой» ($h_{eff} \approx 8$ нм) и «тонкой» ($h_{eff} \approx 2$ нм) частях градиента. На вставке к рис. 2.2б для наглядности показан увеличенный участок размером 1×1 мкм.

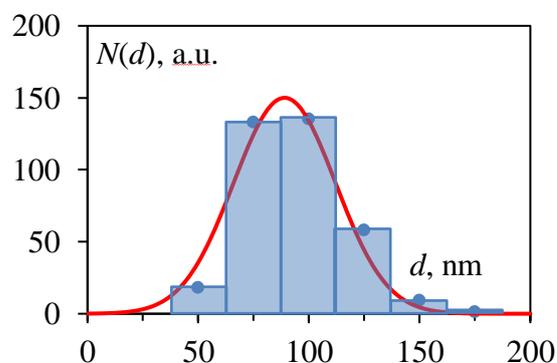


а

б



в



г

Рис. 2.2. Результаты РЭМ-исследования морфологии поверхности гранулированной плёнки $Au_{(NP)}/GGG$ в разных участках градиента эффективной толщины:

а – $h_{eff} \approx 8$ нм, б – $h_{eff} \approx 2$ нм, в и г – распределение самоорганизующихся наночастиц по размерам в «толстой» и «тонкой» частях, соответственно.

Видно, что после грануляции плёнки Au образовались ансамбли самоорганизующихся плазмонных наночастиц Au_(NP) округлой формы. На рис. 2.2в,г показаны диаграммы распределения самоорганизующихся плазмонных наночастиц в «толстой» и «тонкой» частях градиента эффективной толщины, соответственно. Столбцы соответствуют экспериментальным данным, сплошная кривая – результат аппроксимации функцией Гаусса. Видно, что распределение наночастиц по размерам достаточно хорошо описывается функцией нормального распределения с наиболее вероятным размером наночастиц $d_0 = 125$ нм на участке с $h_{eff} \approx 8$ нм и $d_0 = 89$ нм на участке с $h_{eff} \approx 2$ нм, со среднеквадратичным отклонением $\sigma = 35$ нм для «толстого» и $\sigma = 23$ нм для «тонкого» участков, соответственно.

Оптические характеристики полученного образца исследовались методом спектрофотометрии на просвет в диапазоне 400 – 1000 нм. На рис. 2.3а показаны спектры пропускания системы сомоорганизующихся наночастиц в «тонкой» ($h_{eff} \approx 2$ нм) части (сплошная линия) и в «толстой» ($h_{eff} \approx 8$ нм) части образца (пунктирная линия). На вставке к рисунку показаны спектры первой производной от коэффициента пропускания $dT/d\lambda$. Точки минимума на спектре пропускания (точки пересечения с осью абсцисс на спектре $dT/d\lambda$, отмечены кругами) соответствуют возбуждению различных мод локализованного плазмонного резонанса (LPR) в наночастицах. Видно, что в «тонкой» области образца возбуждается только дипольная плазмонная мода на длине волны $\lambda = 620$ нм. В «толстой» части образца возбуждаются два типа плазмонных мод: дипольная мода на длине волны $\lambda = 750$ нм и квадрупольная – при $\lambda = 536$ нм.

Эллипсометрические измерения проводились с помощью монохроматического нуль-эллипсометра ЛЭФ-3М-1. В качестве оптического источника использовался He-Ne лазер с длиной волны $\lambda = 632.8$ нм. Анализ эллипсометрической модели эффективной среды выполнялся с использованием программного пакета WinSpall. На

рис. 2.3б,в показаны результаты эллипсометрических исследований структуры Au_(NP)/GGG. Рис. 2.3б соответствует результатам эллипсометрии в «тонкой» части плёнки, а рис. 2.3в – в «толстой».

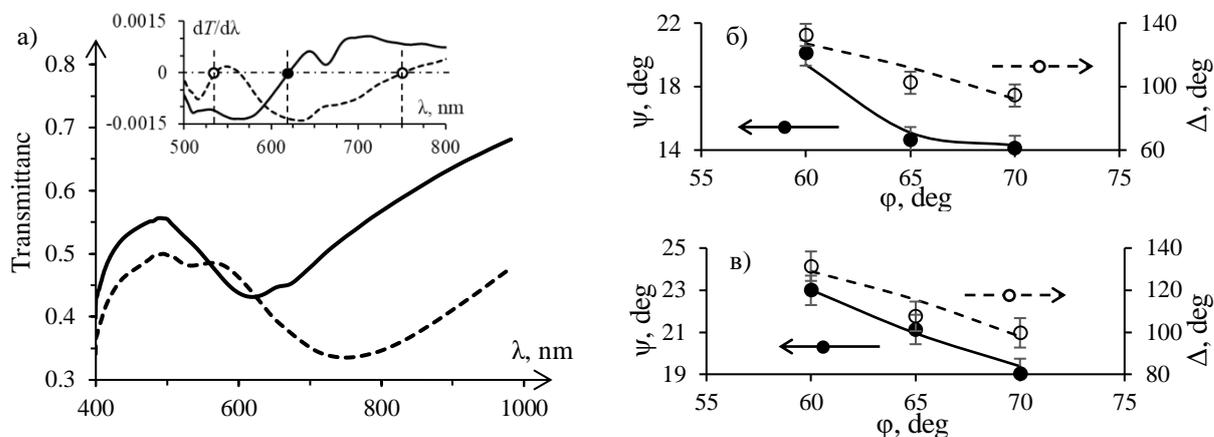


Рис. 2.3. Оптические свойства структуры Au_(NP)/GGG: а) спектры пропускания в «тонкой» части (сплошная линия) и в «толстой» части образца (пунктирная линия), на вставке – спектры производной от коэффициента пропускания $dT/d\lambda$; б) результаты эллипсометрии в «тонкой» части; в) результаты эллипсометрии в «толстой» части (круги – результаты эксперимента, линии – модельный анализ).

Модельный анализ результатов эллипсометрии показал, что исследуемые системы плазмонных самоорганизующихся наночастиц с высокой долей достоверности можно рассматривать как слои определённой толщины с соответствующей эффективной диэлектрической проницаемостью ϵ_{eff} . В частности, для «тонкой» части образца ($h_{eff} \approx 2$ нм) получены значения толщины $h = 39$ нм и эффективной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{eff} = -2.36 + 5i$. Для «толстой» части образца ($h_{eff} \approx 8$ нм), соответственно, $h = 87$ нм, а $\epsilon_{eff} = -3.5 + 7.1i$. Полученные значения толщины h соответствуют гипотетической толщине условного композитного слоя (наночастицы золота в воздухе), и приблизительно равны средней высоте плазмонных самоорганизующихся наночастиц.

Полученные значения толщины слоя металл-воздушного композита соответствуют объёмной доле плазмонной компоненты $f_2 \approx 0.05$ для «тонкого» участка градиента и $f_2 \approx 0.09$ – для «толстого».

2.2 Магнитоплазмонные эффекты в нанокompозитах

Для получения магнитоплазмонного нанокompозита были синтезированы самоорганизующиеся наночастицы золота ($\text{Au}_{(\text{NP})}$) на подложке из полированного монокристаллического гадолиний-галлиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG) с ориентацией (111). Наночастицы получены методом отжига сверхтонкой плёнки золота на воздухе при температуре 950°C в течение 10 min. Получение тонкой плёнки GGG/Au с эффективной толщиной $h_{\text{eff}} = 5$ nm осуществлялось методом термического вакуумного напыления при давлении остаточных газов не хуже $5 \cdot 10^{-4}$ Pa. На рис. 2.4а представлен РЭМ-снимок поверхности образца GGG/ $\text{Au}_{(\text{NP})}$.

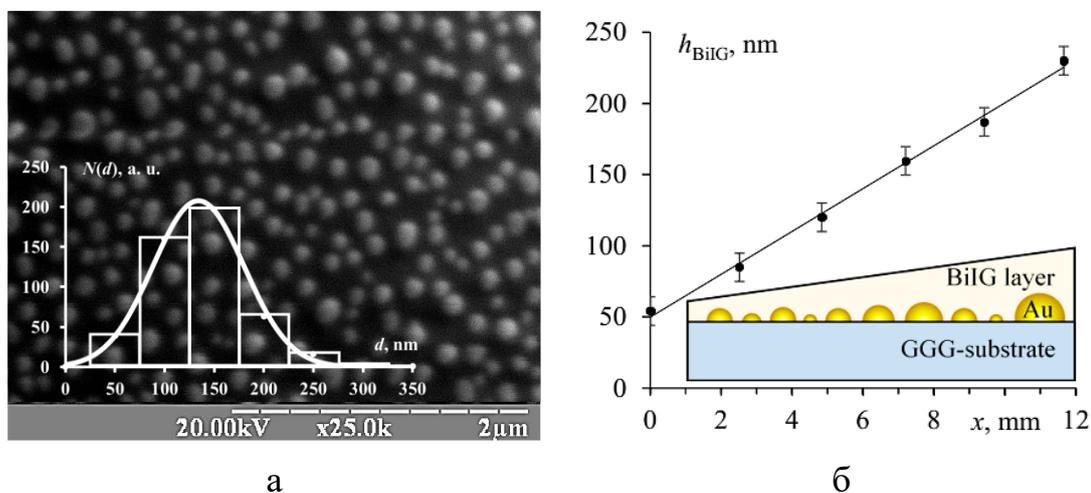


Рис. 2.4. (а) СЭМ-изображение морфологии самоорганизующихся наночастиц золота, вставка – дисперсия наночастиц Au по размерам (столбцы – эксперимент, кривая – аппроксимация гауссианой); (б) Изменение толщины пленки граната h_{BiIG} по градиенту, на вставке – схематическая структура нанокompозита GGG/ $\text{Au}_{(\text{NP})}$ /BiIG_(grad h).

Исследование распределения толщины слоя феррит-граната вдоль градиента осуществлялось на образце свидетеле с помощью микроинтерферометра Линника МИИ-4 с блоком цифровой обработки. На рис. 2.4б представлено изменение толщины слоя феррит-граната вдоль градиента. Он имеет хорошее приближение линейной функцией с угловым коэффициентом 15 нм/мм. На вставке к рисунку 2.4б показана схематическая структура (поперечное сечение) полученного магнитоплазмонного нанокompозита $G\text{GG}/\text{Au}_{(\text{NP})}/\text{ViIG}_{(\text{grad } h)}$.

Спектры пропускания плазмонного нанокompозита $G\text{GG}/\text{Au}_{(\text{NP})}/\text{ViIG}_{(\text{grad } h)}$ в различных областях градиента показаны на рис. 2.5а. В легенде указана толщина пленки железо-граната h_{ViIG} на участке исследования.

На вставке к рис. 2.5а показаны спектры оптического пропускания неотожженной тонкой пленки $G\text{GG}/\text{Au}$ и отожженных самоорганизующихся наночастиц золота $G\text{GG}/\text{Au}_{(\text{NP})}$. Как можно видеть, спектр пропускания наночастиц $\text{Au}_{(\text{NP})}$ содержит спектральный минимум. Этот минимум связан с оптическим поглощением для возбуждения дипольной моды ЛПР (d -моды) в самоорганизующихся наночастицах золота. В нашем случае плазмонная система имеет резонансную длину волны $\lambda_{\text{LPR}} = 660$ нм.

После нанесения и отжига слоя ViIG на поверхности плазмонных наночастиц d -мода ЛПР смещается в инфракрасную часть спектра. Также в спектрах появляется новый локальный провал. Этот провал обусловлен резонансным возбуждением дополнительной «высокочастотной» моды ЛПР.

Как видно, обе моды ЛПР имеют значительный «красный» сдвиг с увеличением толщины граната. При этом эффективность возбуждения «высокочастотной» моды увеличивается, а «низкочастотной» дипольной моды снижается. Итак, можно заключить, что новая «высокочастотная» мода возникает в результате дипольного взаимодействия между соседними

плазмонами. Физическая суть данной моды состоит в возбуждении связанных диполь-дипольных колебаний (*d-d*-мода).

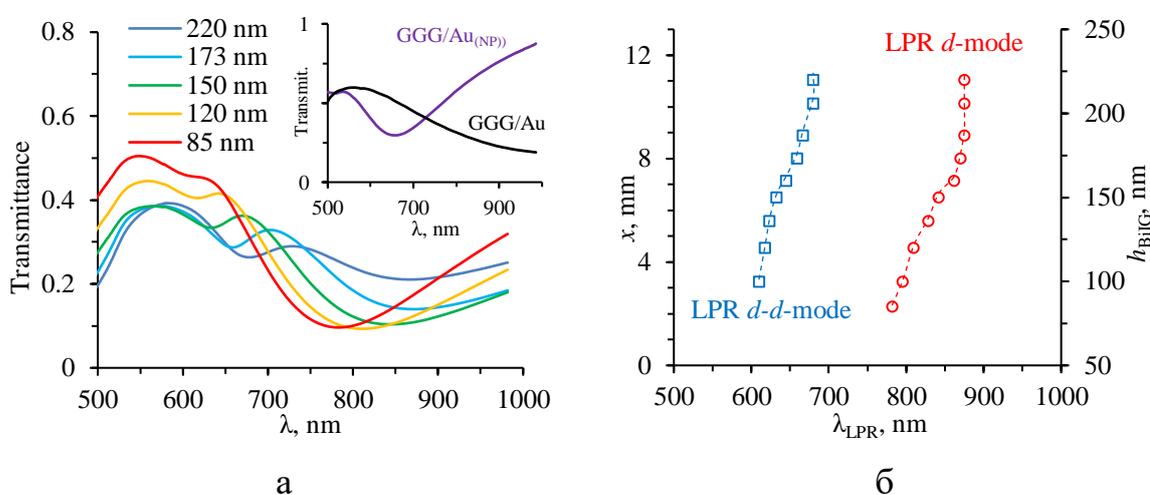


Рис. 2.5. (а) Спектры пропускания нанокompозита GGG/Au_(NP)/BiIG_(grad h) при различной толщине слоя BiIG (в легенде указано h_{BiIG}), вставка – спектры пропускания пленки золота GGG/Au (до отжига) и самоорганизующиеся наночастицы GGG/Au_(NP) (после отжига); (б) спектральное положение различных мод ЛПР вдоль градиента при различной толщине пленки граната h_{BiIG} .

На рис. 2.5б показано изменение резонансной длины волны по градиенту толщины слоя феррит-граната для различных режимов ЛПР. Видно, что при увеличении толщины пленки граната (оболочки наночастиц) выше 160 нм резонансный спектральный сдвиг практически не происходит. Это связано с ограниченной глубиной проникновения поля локализованных плазмонных колебаний в магнитоэлектрическую среду (ближнее поле). Таким образом, глубина взаимодействия (ближнепольное проникновение) резонирующей плазмонной подсистемы с магнитооптической матрицей BiIG реализуется на расстоянии не более $h_{\text{NF}} = 2,5 \cdot r_{\text{NP}}$, где r_{NP} – радиус наночастиц золота.

Для магнитоплазмонного нанокompозита $GGG/Au_{(NP)}/BiIG_{(grad\ h)}$ измерялся угол вращения плоскости поляризации излучения Θ_{TR} («полное» вращение) после прохождении его через образец, намагниченный до насыщения (внешнее поле $H_0 = 170$ мТ, поле насыщения $H_S \approx 80$ мТ). Измерения проводились в спектральном диапазоне 460 – 980 нм, при этом вектор магнитного поля был ориентирован как вдоль волнового вектора излучения (поле $H+$), так и против него (поле $H-$). На рис. 2.6 показаны спектры магнитооптического вращения плоскости поляризации в полях $H+$ и $H-$ при различной толщине магнитооптического слоя h_{BiIG} .

Как видно из рисунка спектры магнитооптического вращения в полях $H+$ и $H-$ не являются симметричными по сравнению с чистым слоем граната $BiIG/GGG$ без плазмонной подсистемы (см. вставку на рис. 2.6а). Данная асимметрия тем более значительна, чем меньше толщина слоя феррит-граната. Как было показано выше, это связано с ограниченной глубиной проникновения поля резонирующей плазмонной наночастицы в окружающий магнетодиэлектрик, т.е. эффекты, связанные с ЛПР в плазмонной подсистеме, тем более выражены, чем выше эффективность взаимодействия поля резонирующей частицы с гранатовым слоем. Кроме того видно, что при малой толщине слоя $BiIG$ спектры вращения в полях $H+$ и $H-$ могут пересекаться.

Непосредственно фарадеевское вращение $\Theta_{FR}(\lambda)$ может быть найдено как полувысота МОПГ, либо как половина расстояния между спектрами полного магнитооптического вращения $\Theta_{TR(H+)}(\lambda)$ и $\Theta_{TR(H-)}(\lambda)$ в полях $H+$ и $H-$, соответственно, и определяется выражением:

$$\Theta_{FR}(\lambda) = \left[\Theta_{TR(H+)}(\lambda) - \Theta_{TR(H-)}(\lambda) \right] / 2 - \Theta_{FR(GGG)}(\lambda), \quad (2.2)$$

где $\Theta_{FR(GGG)}(\lambda)$ – спектр фарадеевского вращения от парамагнитной подложки GGG .

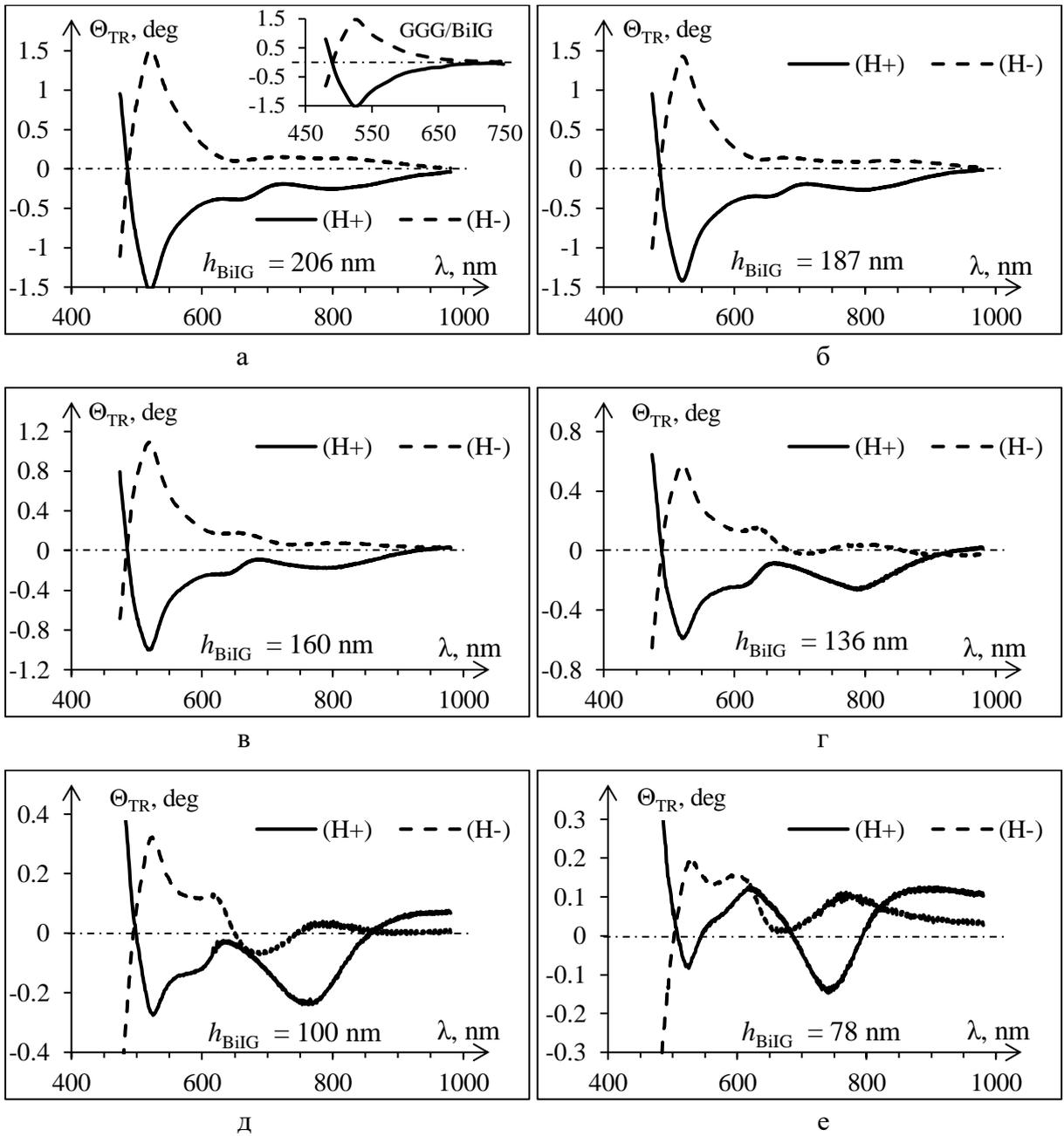


Рис. 2.6. Магнитооптическое вращение плоскости поляризации света прошедшего через наноккомпозит $GGG/Au_{(NP)}/BiIG_{(grad h)}$ намагниченный вдоль волнового вектора ($H+$) и против волнового вектора ($H-$) при разном значении толщины h_{BiIG} : а – 206 nm (на вставке – аналогичные измерения для плёнки GGG/BiIG толщиной 200 nm без плазмонной подсистемы); б – 187 nm; в – 160 nm; г – 136 nm; д – 100 nm; е – 78 nm.

На рис. 2.7а показаны спектры фарадеевского вращения $\Theta_{FR}(\lambda)$, полученные на основании (2.2) для нанокompозита $GGG/Au_{(NP)}/BiIG_{(grad\ h)}$, при различной толщине магнитооптического слоя h_{BiIG} . Как видно из рис. 2.7а, усиление магнитооптического эффекта Фарадея наблюдается в спектральной области обеих мод ЛПР. Для анализа этого улучшения за счет различных режимов был рассчитан коэффициент усиления:

$$\eta = \frac{\Theta_{FR}(\lambda_{LPR})|_{GGG/Au_{(NP)}/BiIG}}{\Theta_{FR}(\lambda_{LPR})|_{GGG/BiIG}} \quad (2.3)$$

На рис. 2.7б показано изменение коэффициента η усиления эффекта Фарадея от обоих режимов ЛПР в зависимости от толщины h_{BiIG} магнитооптической пленки граната в нанокompозите $GGG/Au_{(NP)}/BiIG_{(grad\ h)}$.

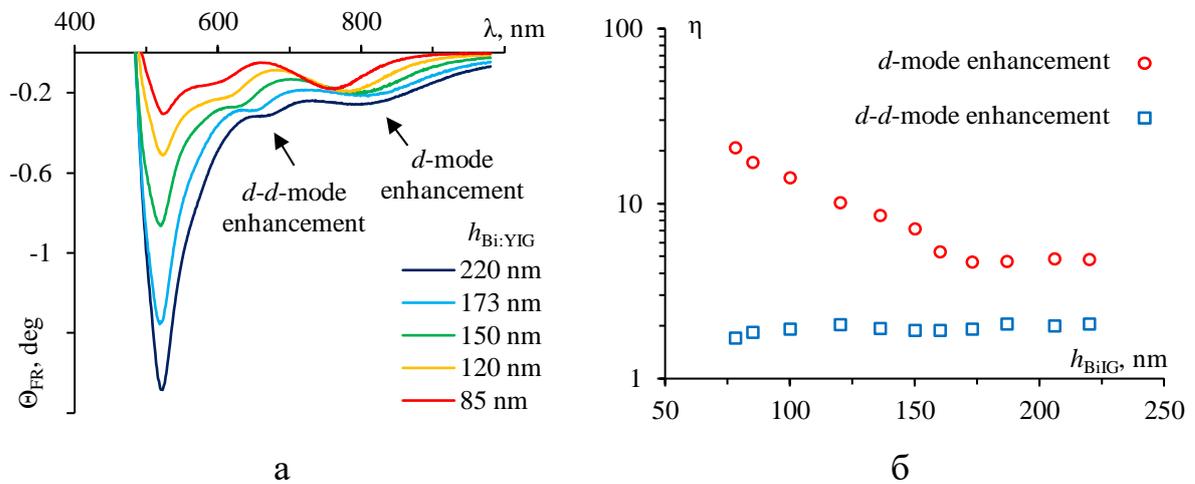


Рис. 2.7. (а) Спектральные особенности эффекта Фарадея в нанокompозите $GGG/Au_{(NP)}/BiIG_{(grad\ h)}$ при различных значениях толщины слоя $BiIG$ (в легенде указано h_{BiIG}); (б) Коэффициент усиления эффекта Фарадея η в зависимости от толщины слоя граната h_{BiIG} (за счет разных мод ЛПР)

Величина коэффициента усиления определяется эффективностью возбуждения плазмонной моды и эффективностью ближнепольного взаимодействия магнитной и плазмонной подсистем в композите. Так усиление за счет d -моды ЛПП значительно увеличивается с уменьшением толщины слоя BiIG и достигает гигантского значения $\eta = 21$ для толщины BiIG $h_{\text{BiIG}} = 78$ нм. Сравнивая полученное значение коэффициента усиления с известными мировыми аналогами, можно сделать вывод, что это самое большое усиление эффекта Фарадея, когда-либо достигнутое локализованными плазмонными модами. В спектральной области возбуждения d -моды ЛПП усиление эффекта Фарадея менее выражено – η составляет около 1.42 – 1.56.

Таким образом, обнаружено гигантское усиление эффекта Фарадея в магнитоплазмонных нанокompозитных пленках на основе наночастиц Au и слоя висмут-замещенного феррит-граната BiIG, которое связано с возбуждением одиночного и коллективного локализованных плазмонных резонансов в наночастицах Au.

Проанализируем величину $\Delta\Theta(\lambda)$ эффекта асимметрии магнитооптического вращения (АМОВ), которую можно получить из спектров полного вращения $\Theta_{\text{TR}(H^+)}(\lambda)$ и $\Theta_{\text{TR}(H^-)}(\lambda)$ в полях H^+ и H^- , соответственно, на основании уравнения:

$$\Delta\Theta(\lambda) = \left[\Theta_{\text{TR}(H^+)}(\lambda) + \Theta_{\text{TR}(H^-)}(\lambda) \right] / 2, \quad (2.4)$$

Подобная асимметрия возникает в результате вертикального смещения магнитооптической петли гистерезиса. Анализ спектров АМОВ $\Delta\Theta(\lambda)$ (рис. 2.8а) показывает, что наибольшее вертикальное смещение наблюдается в окрестности обеих мод ЛПП. При этом смещение $\Delta\Theta$, как правило, меняет знак при спектральном переходе через ЛПП, а в самом резонансе $\Delta\Theta(\lambda_{\text{LPP}}) = 0$. В более общем случае при наличии нескольких

близко расположенных резонансных мод на графике $\Delta\Theta(\lambda)$ в условии резонанса наблюдается точка перегиба.

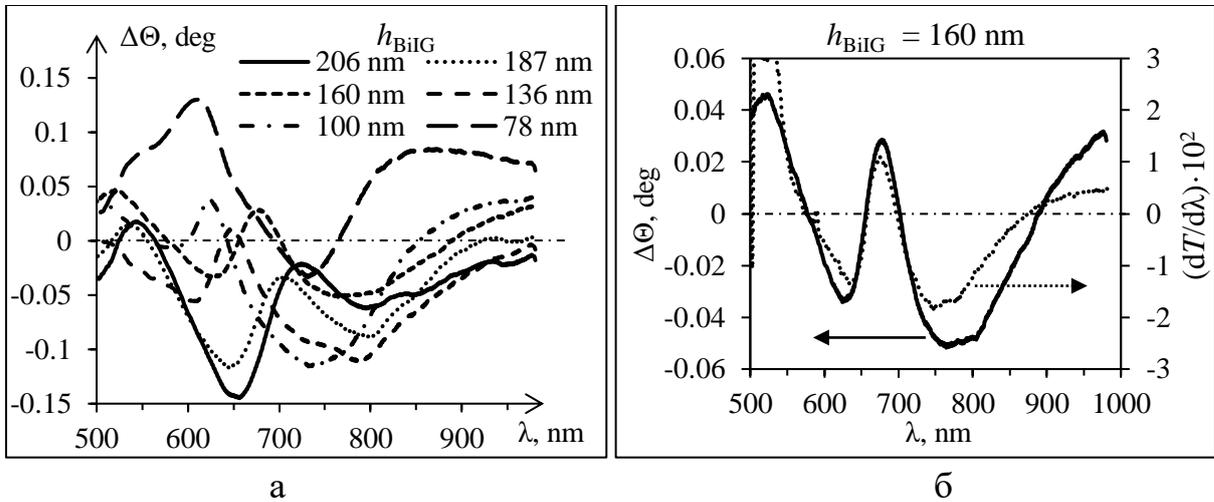


Рис. 2.8. (а) Спектры АМОВ $\Delta\Theta(\lambda)$ в магнитоплазмонном нанокompозите $\text{GGG}/\text{Au}_{(\text{NP})}/\text{BiIG}_{(\text{grad } h)}$ при различном значении толщины магнитооптического слоя h_{BiIG} (указана в легенде). (б) Графический сравнительный анализ спектральных зависимостей $\Delta\Theta(\lambda)$ и $dT/d\lambda(\lambda)$, полученных при толщине магнитного слоя $h_{\text{BiIG}} = 160$ нм.

Выявлена корреляция между спектрами вертикального смещения МОПГ $\Delta\Theta(\lambda)$ и спектрами первой производной от коэффициента пропускания $dT/d\lambda(\lambda)$ (положением резонансных мод ЛПР и шириной резонансных линий). Так на рис. 2.8б показано сравнение спектральных зависимостей $\Delta\Theta$ и $dT/d\lambda$ в окрестности плазмонной $d-d$ -моды (650 нм) и d -моды (890 нм) для нанокompозита $\text{GGG}/\text{Au}_{(\text{NP})}/\text{BiIG}_{(\text{grad } h)}$ при толщине $h_{\text{BiIG}} = 160$ нм.

Таким образом, природа АМОВ (вертикального смещения МОПГ) носит плазмонный характер, а спектральная зависимость $\Delta\Theta(\lambda)$ полностью определяется положением и формой резонансных линий разных мод ЛПР.

Как показано на рис. 2.6, при малых толщинах слоев BiIG в композите $\text{BiIG}_{(\text{grad } h)}/\text{Au}_{(\text{NP})}/\text{GGG}$ (менее 160 нм) спектральные кривые

магнитооптического вращения в полях H^+ и H^- могут пересекаться. Для объяснения этого факта были исследованы петли магнитооптического гистерезиса $\Theta_{TR}(H)$ для образца GGG/Au_(NP)/BiIG_(grad h) при толщине слоя феррит-граната $h_{BiIG} = 90$ нм (рис. 2.9).

На рис. 2.9а представлены спектры магнитооптического вращения плоскости поляризации при намагничивании образца в полях H^+ и H^- , штриховыми линиями и цифрами показаны участки спектра, в которых исследовались МОПГ, а именно: $\lambda = 640$ нм – вблизи $d-d$ -моды ЛПР, $\lambda = 750$ нм – вблизи d -моды ЛПР, $\lambda = 920$ нм – на пересечении кривых $\Theta_{TR(H^+)}(\lambda)$ и $\Theta_{TR(H^-)}(\lambda)$.

На вставке к рис. 2.9а показана соответствующая форма МОПГ при перемагничивании образца в поле $H = \pm 170$ мТл. Как видно из рисунка, форма МОПГ имеет деформацию, линейные участки выше поля насыщения имеют «отрицательный» наклон. Наибольшая деформация наблюдается у МОПГ, полученной при $\lambda = 920$ нм (в максимальном поле величина деформации превышает высоту самой петли). Для анализа характера и величины деформации и восстановления «истинной» формы МОПГ $\Theta_i'(H)$ из экспериментальной зависимости $\Theta_i(H)$ вычиталась «подгоночная» прямая $k \cdot H + \Delta\Theta$. На рис. 2.9б,в,г показаны соответствующие «подгоночные» прямые и их уравнения, а также вид МОПГ $\Theta_i'(H)$ после вычитания этих прямых. Критерием выбора «подгоночной» прямой были следующие условия: МОПГ симметрична относительно начала координат и линейный участок намагниченности насыщения параллелен оси ординат. В уравнении линейной «подгонки» свободный член $\Delta\Theta$ характеризует влияние вертикального смещения МОПГ и легко находится из уравнения (2.4), а угловой коэффициент k характеризует степень деформации петли. Видно, что степень деформации МОПГ различна в разных областях спектра. Максимальный коэффициент деформации петли гистерезиса $k = -2,7 \cdot 10^{-4}$ град/мТл наблюдается при $\lambda = 640$ нм и уменьшается с увеличением длины волны ($k = -2,4 \cdot 10^{-4}$

4 град/мТл при $\lambda = 750$ нм и $k = -2,25 \cdot 10^{-4}$ град/мТл при $\lambda = 920$ нм, соответственно).

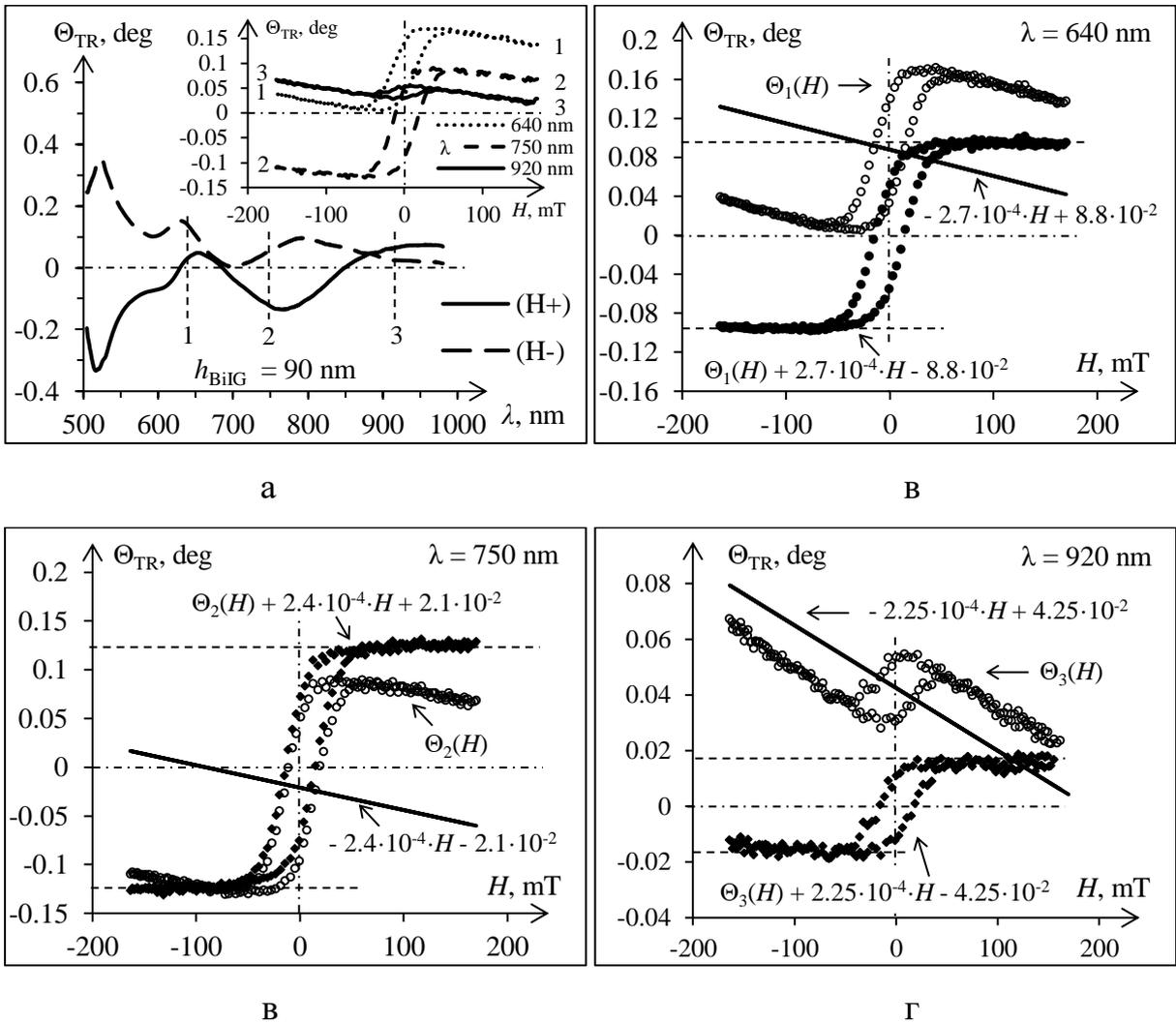


Рис. 2.9. Результаты анализа МОПГ, полученных при различных значениях длины волны падающего излучения λ для образца $GGG/Au_{(NP)}/BiIG_{(grad h)}$ толщиной $h_{BiIG} = 90$ нм: а – спектры магнитооптического вращения в полях $H+$ и $H-$ (штриховой линией и цифрами показаны спектральные области, в которых изучались МОПГ, на вставке – соответствующий вид МОПГ); б, в, г - анализ смещений и деформаций МОПГ $\Theta_i(H)$.

Анализ показывает, что после вычитания «подгоночной» прямой вид всех МОПГ становится одинаковым с точностью до кратного множителя,

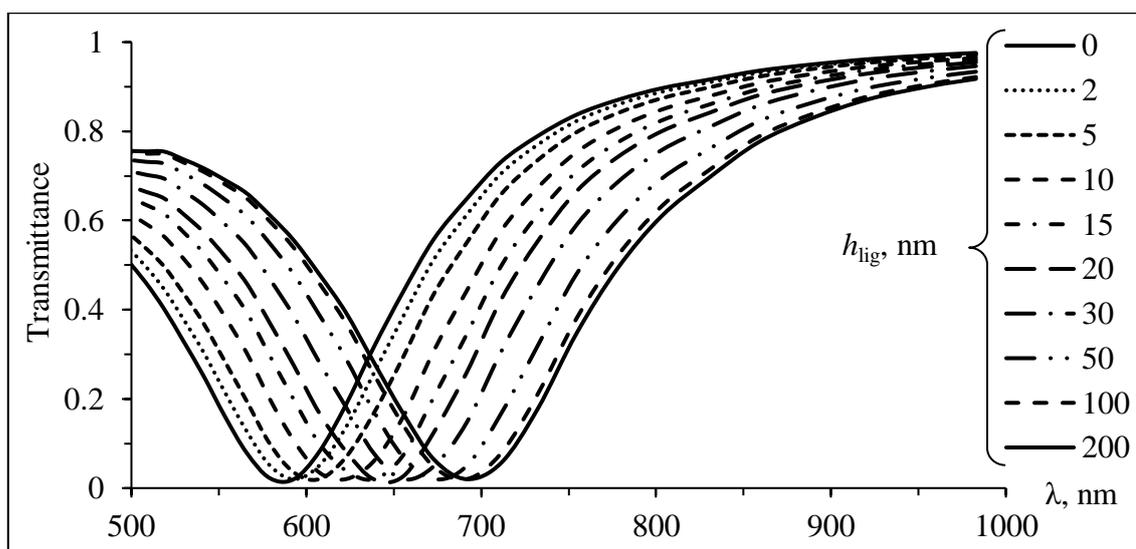
то есть $a_1 \cdot \Theta_1'(H) = a_2 \cdot \Theta_2'(H) = a_3 \cdot \Theta_3'(H)$. Это указывает на то, что природа всех МОПГ идентична и обусловлена истинным эффектом Фарадея с учетом резонансного усиления в области разных мод ЛПП в плазмонной подсистеме нанокompозита. Деформация же формы МОПГ связана с парамагнитным вкладом подложки GGG (достаточно толстой по сравнению с магнитооптическим слоем ViG).

2.3 Сенсоры на основе плазмонных нанокompозитов

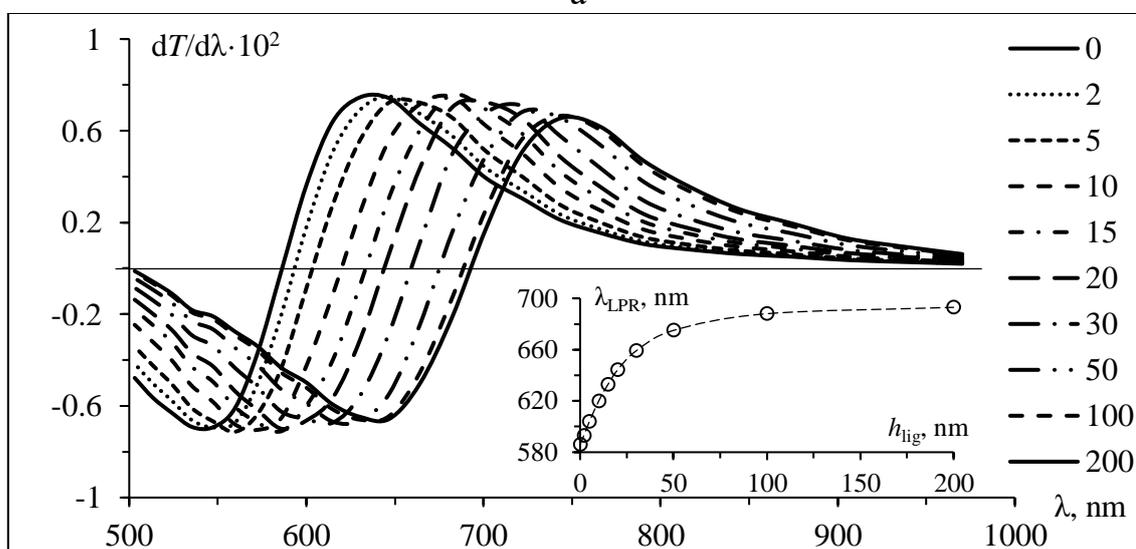
На основе плазмонных нанокompозитов возможна реализация сенсоров (биосенсоров). В этом случае наночастицы покрывают слоем чувствительного биоматериала (лиганда), имеющего специфическую реакцию на молекулы детектируемого вещества (аналита). При образовании устойчивого химического соединения аналита с лигандом изменяется диэлектрическая проницаемость последнего. Это приводит к сдвигу резонансной длины волны локализованного плазмонного резонанса λ_{LPR} в плазмонных наночастицах.

Исследования резонансного сдвига λ_{LPR} в наночастицах золота $Au_{(NP)}$ под действием внешней диэлектрической оболочки проводились с применением оболочечной модели электродинамического рассеяния на сферических проводящих сферах в квазистатическом приближении. В качестве исходной модели рассматривались сферические наночастицы золота радиусом $r_{(NP)} = 40$ нм. На поверхности наночастиц моделировался слой лиганда толщиной h_{lig} , имеющий диэлектрическую проницаемость ϵ_{lig} . Оба параметра (толщина и диэлектрическая проницаемость) варьировались для определения диапазона и оптимальных значений чувствительности.

На рис. 2.10 показаны результаты моделирования влияния толщины слоя лиганда на резонансный сдвиг ЛПП. Диэлектрическая проницаемость лиганда в данном случае задавалась постоянной $\epsilon_{lig} = 4$, значения толщины слоя h_{lig} варьировались в диапазоне от 0 до 200 нм.



а



б

Рис. 2.10. Результаты моделирования влияния толщины слоя лиганда h_{lig} на резонансный сдвиг ЛПР в наночастицах $\text{Au}_{(\text{NP})}$ радиусом 40 нм ($\epsilon_{\text{lig}} = 4$): а – спектры пропускания при различном значении h_{lig} (указана в легенде), б – первая производная от коэффициента пропускания $dT/d\lambda$ (на вставке – зависимость резонансной длины волны λ_{LPR} от h_{lig})

На рис. 2.10а представлены теоретические расчёты спектров пропускания при различной толщине слоя лиганда h_{lig} (указана в легенде). Для удобства анализа сдвига резонансной длины волны на рис. 2.10б

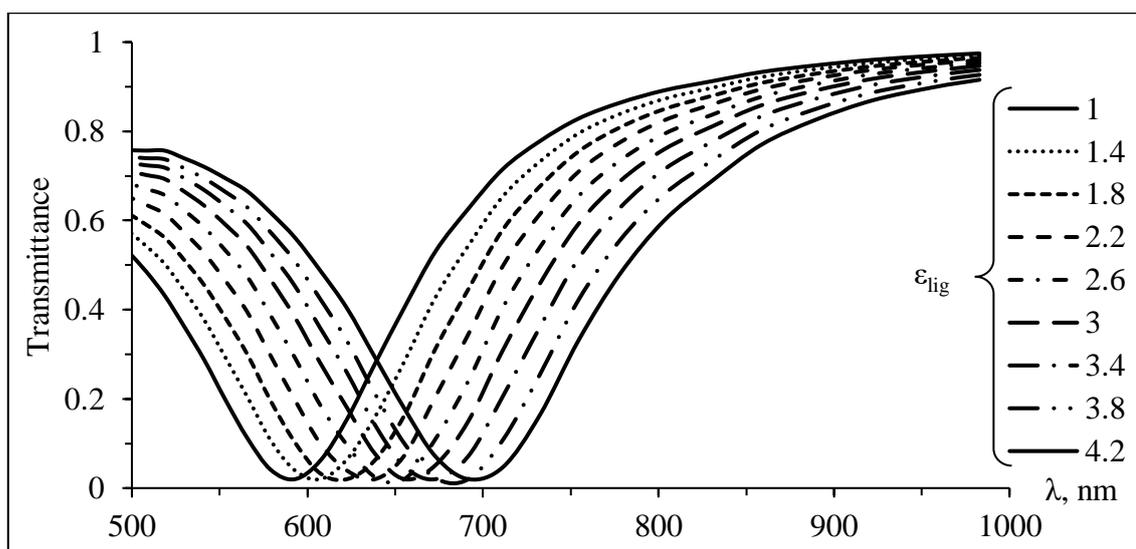
показаны спектры первой производной от коэффициента пропускания $dT/d\lambda$, где точка пересечения кривой с осью абсцисс соответствует λ_{LPR} .

На вставке к рис. 2.10б показана зависимость резонансной длины волны λ_{LPR} от толщины слоя лиганда h_{lig} . Видно, что уже при малых значениях толщины слоя лиганда наблюдается существенный спектральный сдвиг ЛПР, так нанесение слоя толщиной $h_{lig} = 2$ нм привело к спектральному сдвигу $\Delta\lambda_{LPR} = 7$ нм. По мере увеличения толщины h_{lig} рост спектрального сдвига постепенно уменьшается и при значениях толщины слоя лиганда h_{lig} более 150 нм резонансная длина волны практически не меняется. То есть эффективная глубина проникновения ближнего поля резонирующей наночастицы не превышает 150 нм.

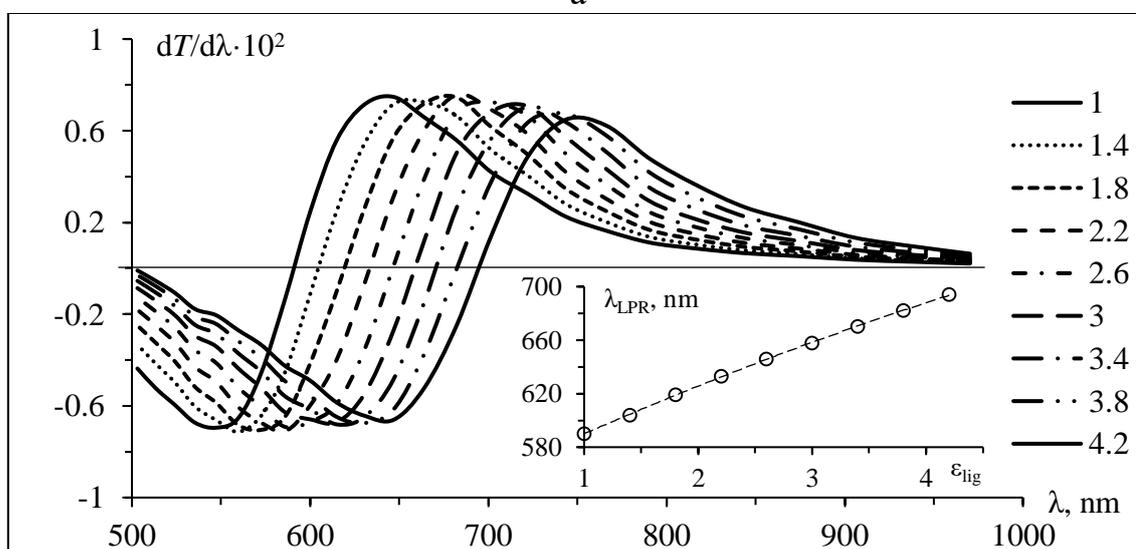
На рис. 2.11 показаны результаты моделирования влияния диэлектрической проницаемости слоя лиганда ϵ_{lig} на резонансный сдвиг ЛПР. Толщина слоя лиганда в данном случае задавалась постоянной и с учётом предыдущих результатов составляла $h_{lig} = 100$ нм, значения диэлектрической проницаемости слоя лиганда ϵ_{lig} варьировались в диапазоне от 1 до 4.2.

На рис. 2.11а представлены теоретические расчёты спектров пропускания при различной диэлектрической проницаемости слоя лиганда ϵ_{lig} (указана в легенде). Для удобства анализа сдвига резонансной длины волны на рис. 2.11б показаны спектры первой производной от коэффициента пропускания $dT/d\lambda$, где точка пересечения кривой с осью абсцисс соответствует λ_{LPR} .

На вставке к рис. 2.11б показана зависимость резонансной длины волны λ_{LPR} от диэлектрической проницаемости слоя лиганда ϵ_{lig} . Видно, что с увеличением ϵ_{lig} резонансная длина волны ЛПР монотонно сдвигается в красную область спектра. Аппроксимирующая кривая представляет собой полином 2-ой степени. Т.е. в случае немагнитного слоя лиганда вокруг наночастицы (показатель преломления $n_{lig} = \epsilon_{lig}^{1/2}$) зависимость λ_{LPR} от n_{lig} будет линейной.



а



б

Рис. 2.11. Результаты моделирования влияния диэлектрической проницаемости слоя лиганда ϵ_{lig} на резонансный сдвиг ЛПР в наночастицах $\text{Au}_{(\text{NP})}$ радиусом 40 нм ($h_{\text{lig}} = 100$ нм): а – спектры пропускания при различном значении ϵ_{lig} (указана в легенде), б – первая производная от коэффициента пропускания $dT/d\lambda$ (на вставке – зависимость резонансной длины волны λ_{LPR} от ϵ_{lig})

2.4 Краткие выводы по разделу.

Таким образом показано, что в плазмонных наночастицах и композитах на их основе возможно возбуждение различных резонансных мод локализованного плазмонного резонанса. Теоретически и экспериментально показаны особенности возбуждения локализованных дипольных и квадрупольных плазмонных мод, а также мод связанных диполь-дипольных колебаний. Продемонстрированы мультирезонансные композитные структуры на основе плазмонных наночастиц в которых одновременно возможно возбуждение различных мод ЛППР.

Экспериментально обнаружены и исследованы явления резонансного усиления магнитооптического эффекта Фарадея, а также эффект вертикального смещения магнитооптической петли гистерезиса в окрестности ЛППР. Показано, что наибольшее усиление достигается в окрестности дипольной моды ЛППР. Получено рекордное усиление эффекта Фарадея в 21 раз в магнитоплазмонном нанокompозите. Показано, что эффект вертикального сдвига магнитооптической петли гистерезиса полностью определяется параметрами резонансной линии ЛППР и меняет знак «слева» и «справа» от резонанса, при этом в самом резонансе сдвиг петли отсутствует.

Исследования влияния диэлектрического слоя на особенности возбуждения ЛППР для сенсорных применений показали, что зависимость положения спектральной линии ЛППР от показателя преломления чувствительного слоя лиганда имеет линейный характер. Теоретически и экспериментально показано, что эффективная глубина проникновения ближнего поля резонирующих плазмонных наночастиц не превышает 150–160 нм.

3. Пространственно-неоднородные магнитоплазмонные гетероструктуры

3.1 Особенности Таммовского плазмонного резонанса

Структуры для возбуждения Таммовских плазмонных мод представляют собой фотонный кристалл (зеркало Брэгга) с нанесённым на него буферным согласующим слоем прозрачного диэлектрика, поверх которого нанесён плазмонный слой (как правило, золота). Синтез таких многослойных структур осуществляется методами вакуумного напыления. В качестве материалов для функциональных слоёв Брэгговского зеркала, выступают прозрачные диэлектрики (как правило, оксиды) с существенной разницей показателей преломления. В настоящей работе применялись оксид кремния SiO_2 с показателем преломления $n_{\text{SiO}_2} = 1.457$ и оксид титана TiO_2 с показателем преломления $n_{\text{SiO}_2} = 2.307$ (на длине волны $\lambda = 650$ нм).

На рис. 3.1 показан РЭМ-снимок поперечной структуры четырёх-парного зеркала Брэгга на кварцевой подложке $\text{SiO}_2/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4$ («светлые» слои соответствуют TiO_2 , «тёмные» слои – SiO_2 , нижний функциональный слой SiO_2 сливается с подложкой из плавленого кварца SiO_2).

Данные о толщине слоёв, приведенные на рис. 3.1, получены с помощью компьютерной обработки РЭМ-снимка как результат нахождения длин соответствующих отрезков в указанном масштабе. Данная многослойная структура была получена методом ионного распыления 76 мм мишеней из исходных оксидов с помощью ВЧ-магнетронов (13.6 МГц) с кольцевой зоной эрозии.

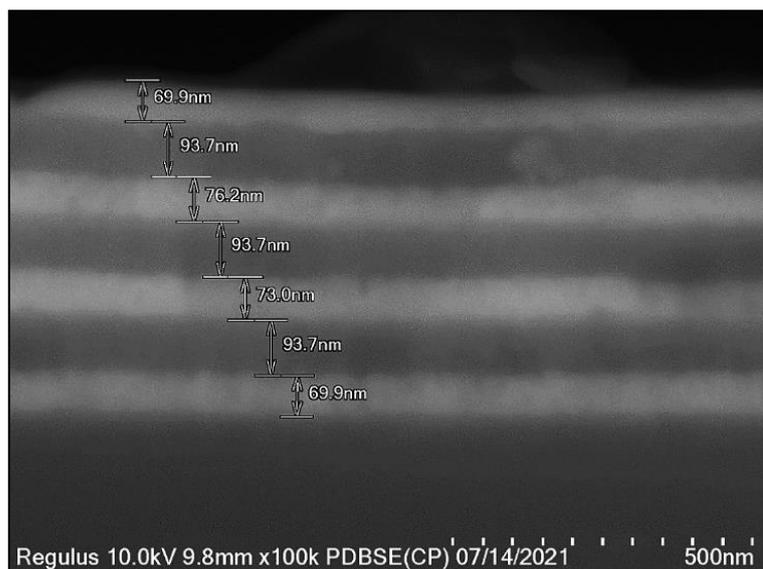


Рис. 3.1. РЭМ-снимок поперечного скола четырёх-парного зеркала Брэгга на плавленном кварце $\text{SiO}_2/[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^4$.

На рис. 3.2 показаны спектры пропускания четырёх- и семи-парного зеркал Брэгга на подложке гадолиний-галлиевого граната (GGG).

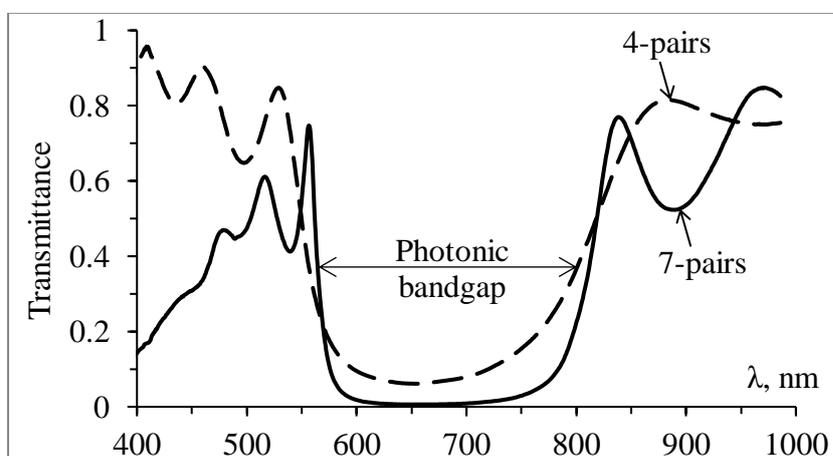


Рис. 3.2. Спектры пропускания четырёх- и семи-парного зеркал Брэгга $[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]^n$.

Видно, что в спектральной области приблизительно 570 – 810 нм наблюдается чётко выраженная фотонная запрещённая зона (ФЗЗ, PBG) с

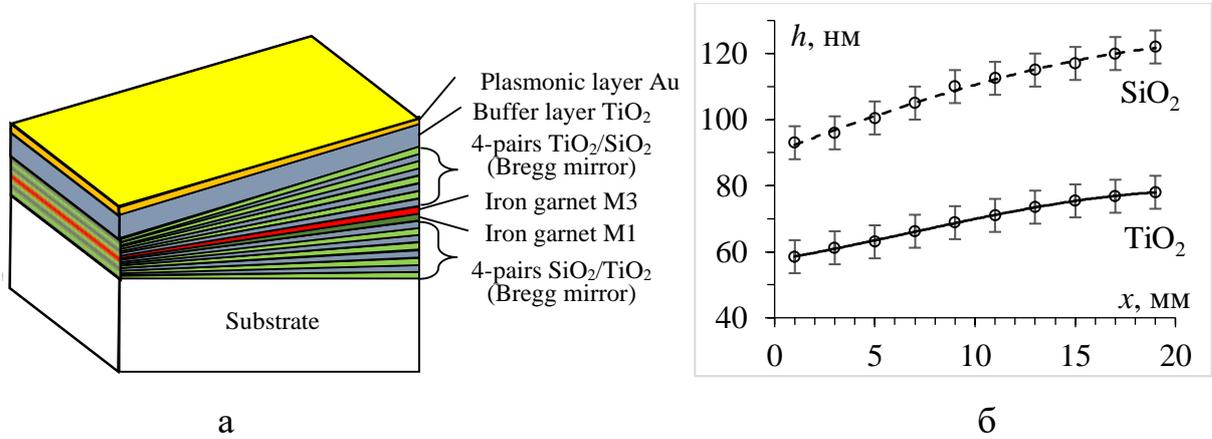
минимумом пропускания («дно» ФЗЗ) на длине волны 655 нм, середина ФЗЗ соответствует длине волны 690 – 700 нм.

При прохождении света через фотонный кристалл в результате многократных отражений от оптических границ раздела слоёв формируется стоячая световая волна с фиксированными координатами узлов и пучностей. Если на поверхность такого многослойного зеркала нанести слой плазмонного металла, то появляется возможность для возбуждения Таммовских плазмонных состояний. Данное состояние (Таммовский плазмон-поляритонный резонанс или Таммовская мода) проявляется в виде узкого пика пропускания внутри ФЗЗ.

Таким образом, изменяя условия формирования стоячей волны за счёт варьирования толщины функциональных слоёв МФК и буферного слоя можно изменять спектральное положение Таммовской моды. Принципиальную практическую значимость в данном случае играет методика синтеза покрытий с градиентом эффективной толщины.

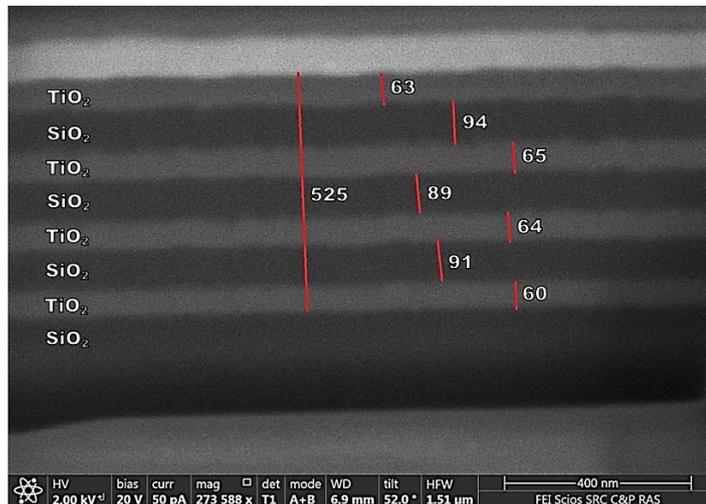
Таммовская плазмонная структура на рис. 3.3а представляет собой полностью градиентный МФК. Здесь все функциональные слои выполнены с градиентом эффективной толщины вдоль одного заданного направления. Параметры напыления подбирались таким образом, чтоб в тонкой части градиента толщины слоёв были равны 60 нм для TiO_2 и 92 нм для SiO_2 , а в толстой части – 76 нм и 120 нм, соответственно, что соответствует примерно четверти длины волны падающего света 550 и 700 нм (середина фотонной запрещённой зоны). Распределение толщины слоёв вдоль градиента показано на рис. 3.3б. На рис. 3.3в представлен РЭМ-снимок сечения «нижнего» четырёхпарного зеркала Брэгга $\text{GGG}/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4$ в «тонкой» части. Магнитооптические слои катион-замещённых феррит-гранатов: М1 состава $\text{Bi}_{1.0}\text{Lu}_{0.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.2}\text{Al}_{0.8}\text{O}_{12}$ и М3 состава $\text{Bi}_{2.8}\text{Y}_{0.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ получены методом ионно-реактивного распыления исходных мишеней в кислород-аргонной среде. В «тонкой» части градиента толщины составляли 55 нм для слоя М1 и 140 нм для слоя М3, а

в «толстой» части – 71 нм и 177 нм, соответственно. Буферный и плазмонный слои, наоборот, выполнены в виде сплошного однородного покрытия, толщиной 125 нм и 20 нм, соответственно.



а

б



в

Рис. 3.3. Структура пространственно-неоднородного МФК с градиентными функциональными слоями: а – общая схема, б – распределение толщины функциональных слоёв вдоль градиента, в – РЭМ-снимок сечения нижнего зеркала Брэгга в «тонкой» части.

Для подобных градиентных структур удаётся добиться возбуждения как резонансных мод одного типа, но разного порядка, так и мод

различных типов, которые могут взаимодействовать между собой и гибридизироваться, порождая новые эффекты.

3.2. Пространственно-неоднородные структуры с Таммовскими плазмонами

Спектр пропускания 4-парного зеркала Брэгга $\text{GGG}/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4$ на различных участках градиента толщины функциональных слоёв показаны на рис. 3.4, соответствующие толщины слоёв $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ указаны в легенде. Для наглядности восприятия спектры смещены относительно друг друга по вертикали на 0.1 (нижний спектр без изменений). Видно, что с уменьшением толщины функциональных слоёв фотонная запрещённая зона (ФЗЗ) сдвигается по спектру в область меньших длин волн примерно на 130 нм относительно «толстой» части градиента, края ФЗЗ обозначены пунктирными линиями.

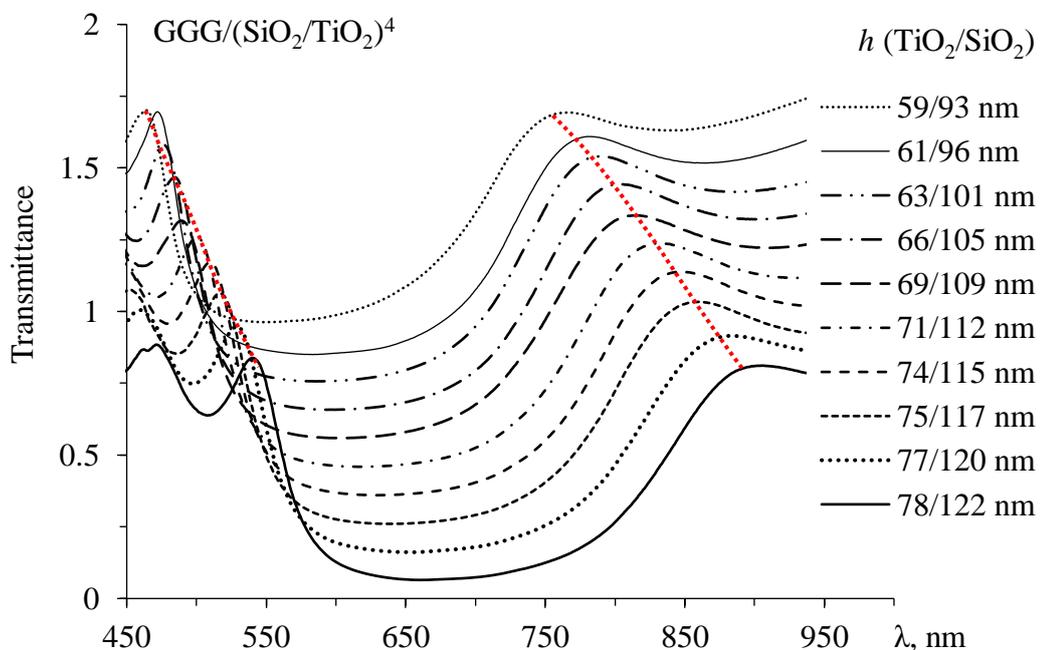


Рис. 3.4. Спектры оптического пропускания пространственно-неоднородного 4-парного зеркала Брэгга $\text{GGG}/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4$ на различных

участках градиента (толщины слоёв $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ на участке исследования указаны в легенде, сдвиг спектров + 0.1).

На рис. 3.5 представлены спектры пропускания пространственно-неоднородного МФК, состоящего из двух зеркал Брэгга с магнитооптическими слоями $\text{GGG}/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4/\text{M1}/\text{M2}/(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^4$ (здесь спектры также смещены относительно друг друга по вертикали на 0.1, нижний спектр без изменений).

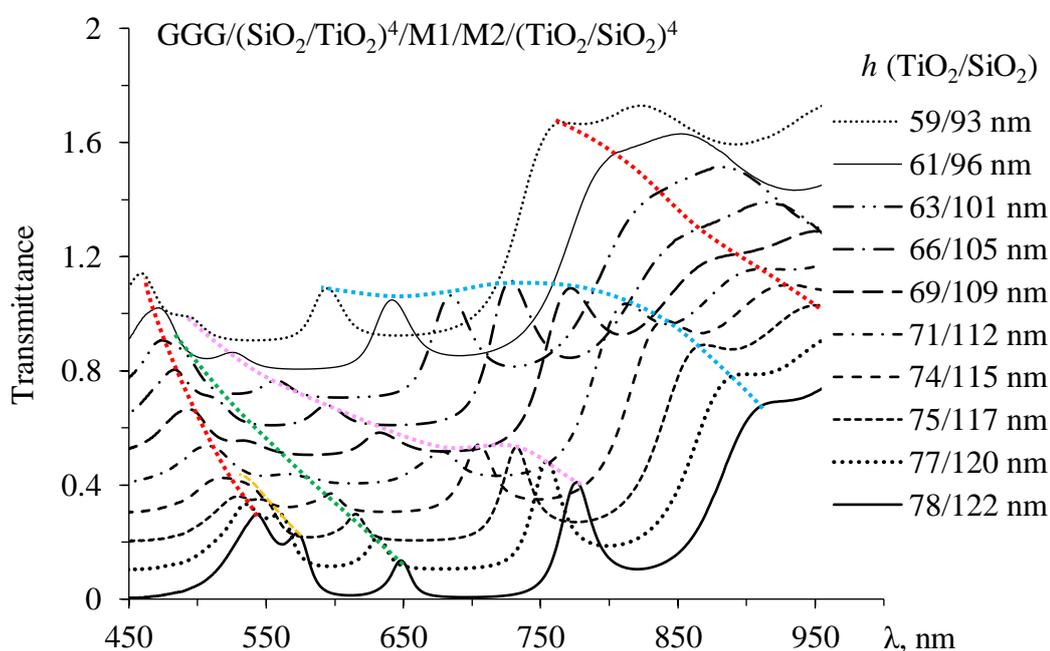


Рис. 3.5. Спектры оптического пропускания пространственно-неоднородного МФК из двух зеркал Брэгга с магнитооптическими слоями $\text{GGG}/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4/\text{M1}/\text{M2}/(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^4$ на различных участках градиента (толщины слоёв $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ на участке исследования указаны в легенде, сдвиг спектров + 0.1).

Левый край ФЗЗ здесь ниже, чем правый, что обусловлено особенностями оптического поглощения в магнитооптических слоях феррит-гранатов М1 и М2. Видно, что внутри ФЗЗ образовались

разрешённые оптические состояния (пики пропускания), связанные с модами разного порядка резонанса Фабри-Перо (ФП) на магнитооптическом дефекте M1/M2 в идеальной фотонно-кристаллической периодической структуре. Данные моды на различных участках градиента смещаются относительно ФЗЗ (для наглядности помечены пунктирными линиями).

После нанесения на МФК буферного слоя TiO_2 и плазмонного слоя Au в спектрах пропускания внутри ФЗЗ появляется дополнительное разрешённое состояние, обусловленное возникновением моды Таммовского плазмонного резонанса (поверхностный дефект идеальной фотонно-кристаллической структуры). На рис. 3.6 данное состояние наблюдается в виде пика пропускания на длине волны 620–650 нм (для наглядности отмечено прямой).

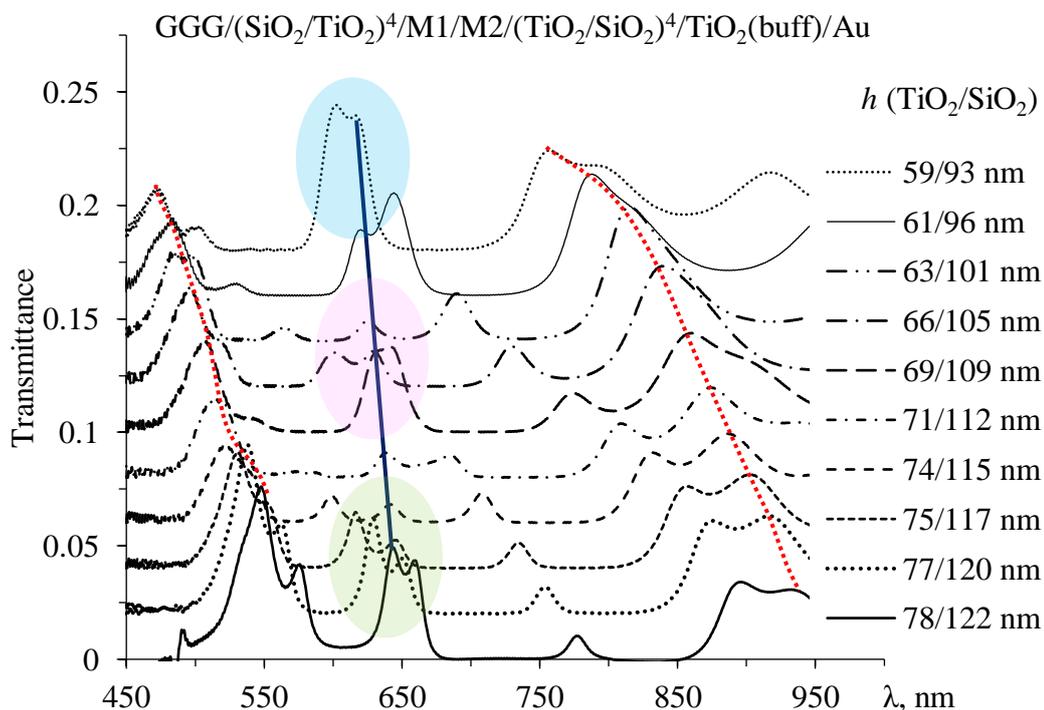


Рис. 3.6. Спектры оптического пропускания пространственно-неоднородного МФК с плазмонным покрытием $\text{GGG}/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4/\text{M1}/\text{M2}/(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^4/\text{TiO}_2(\text{buff})/\text{Au}$ на различных участках

градиента (толщины слоёв $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ на участке исследования указаны в легенде, сдвиг спектров + 0.02).

Следует отметить, что на участках спектрального совмещения мод резонанса Фабри-Перо и Таммовского плазмонного резонанса наблюдается их гибридизация, которая проявляется в аномальном усилении пика пропускания. Данное усиление нельзя описать только аддитивным наложением резонансных пиков (на отдельных участках оптическое пропускание гибридизированных мод больше, чем на границах ФЗЗ). На рис. 3.6 видно три участка гибридизации мод Фабри-Перо разного порядка и Таммовской моды, которые отмечены как закрашенные области.

Спектральное положение различных резонансных мод при смещении точки исследования вдоль градиента пространственно-неоднородного МФК показано на рис. 3.7. Участки спектрального перекрытия и гибридизации различных мод Фабри-Перо и Таммовских плазмонов также обозначены как закрашенные области.

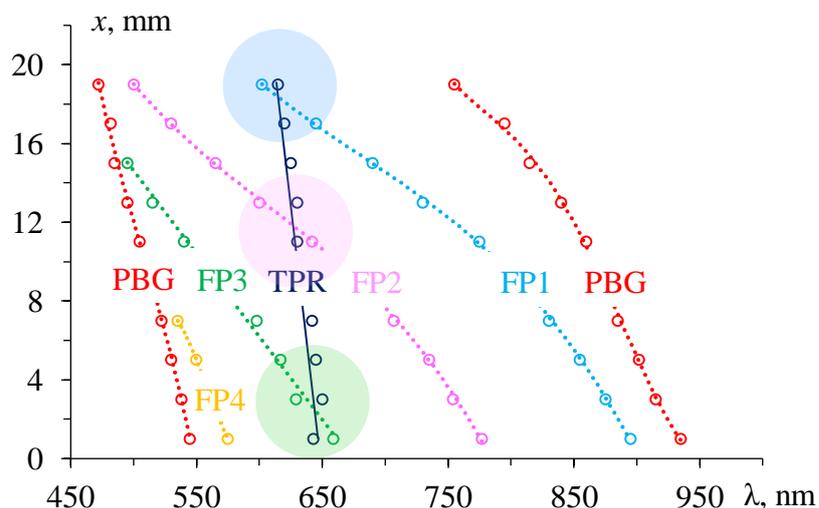


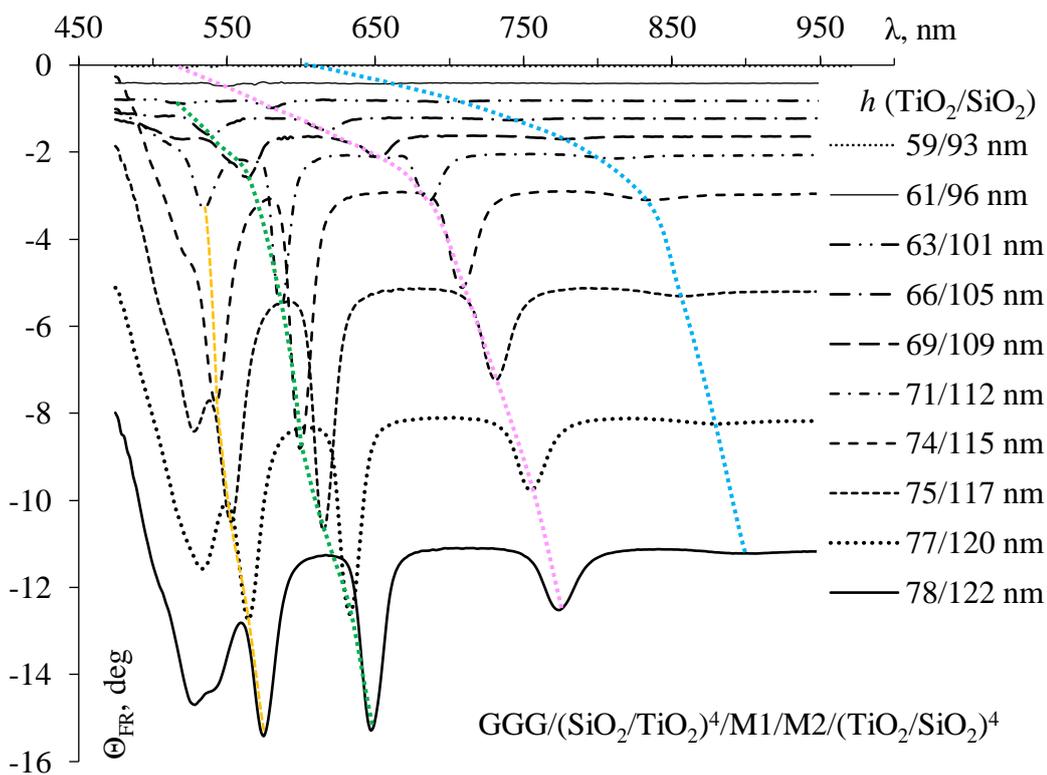
Рис. 3.7. Спектральное положение резонансных мод Фабри-Перо (FP) и Таммовских плазмонов (TPR) в различных участках пространственно-неоднородного МФК.

Здесь следует отметить, что резонансные пики различных мод ФП и ТПР спектрально не совмещаются, а как бы «расталкиваются». В данной пространственно-неоднородной структуре резонанс Фабри-Перо переходит в Таммовский резонанс, а Таммовский – переходит в Фабри-Перо. Данный факт свидетельствует о том, что исследованная мультрезонансная структура в области гибридизации представляет собой не набор независимых колебательных подсистем, а связанную систему осцилляторов с набором собственных резонансных мод.

В случае пространственно-неоднородной магнитоплазмонной структуры $GGG/(SiO_2/TiO_2)^4/M1/M2/(TiO_2/SiO_2)^4$, в которой все функциональные слои МФК выполнены с градиентом толщины, спектры эффекта Фарадея в различных участках градиента имеют вид как показано на рис. 3.8а. Видно, что различные резонансные моды Фабри-Перо приводят к усилению эффекта Фарадея, что проявляется в виде пиков магнитооптического вращения на резонансных длинах волн. При изменении толщины функциональных слоёв МФК соответствующие пики усиления эффекта Фарадея также испытывают спектральное смещение (показано пунктирными линиями).

На рис. 3.8б,в показано соответствие спектральных линий мод Фабри-Перо и пиков усиления эффекта Фарадея при толщинах функциональных слоёв $TiO_2/SiO_2/M1/M2 = 74/115/67/165$ нм (б) и $TiO_2/SiO_2/M1/M2 = 78/122/71/177$ нм (в). Видно полное спектральное соответствие оптических и магнитооптических характеристик.

Следует отметить, что наибольшее усиление магнитооптического эффекта Фарадея (примерно в 25 раз) наблюдается на длине волны 600 нм при толщине функциональных слоёв $TiO_2/SiO_2/M1/M2 = 74/115/67/165$ нм. Дальнейшее увеличение толщины магнитооптических слоёв приводит к уменьшению пиков резонансного усиления эффекта Фарадея.



a

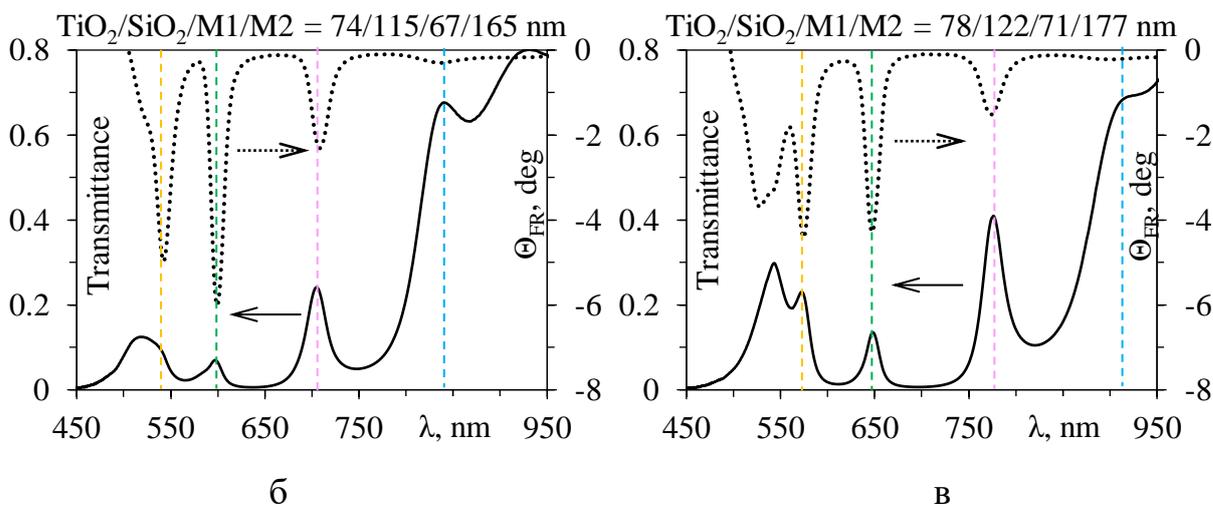


Рис. 3.8. Спектры эффекта Фарадея в пространственно-неоднородном МФК $GGG/(SiO_2/TiO_2)^4/M1/M2/(TiO_2/SiO_2)^4$ на различных участках градиента (а); сравнение спектров пропускания и магнитооптического вращения на участках $TiO_2/SiO_2/M1/M2 = 74/115/67/165$ нм (б) и $TiO_2/SiO_2/M1/M2 = 78/122/71/177$ нм (в)

Подобный максимум усиления обусловлен конкуренцией двух процессов. С одной стороны, увеличение толщины магнитооптических

слоёв граната в отдельности приводит к росту интегральной величины полного фарадеевского вращения, с другой стороны, увеличение толщины всех слоёв МФК в совокупности приводит к спектральному сдвигу в область больших длин волн, для которых эффект Фарадея меньше. Таким образом можно сделать вывод, что соотношение толщин функциональных слоёв $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{M1}/\text{M2} = 74/115/67/165$ нм является наиболее оптимальным для получения максимального усиления магнитооптического эффекта Фарадея в МФК.

В пространственно-неоднородной мультрезонансной структуре $\text{GGG}/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4/\text{M1}/\text{M2}/(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^4/\text{TiO}_2(\text{buff})/\text{Au}$ с буферным и плазмонным слоем спектры магнитооптического эффекта Фарадея на различных участках градиента толщины функциональных слоёв представлены на рис. 3.9.

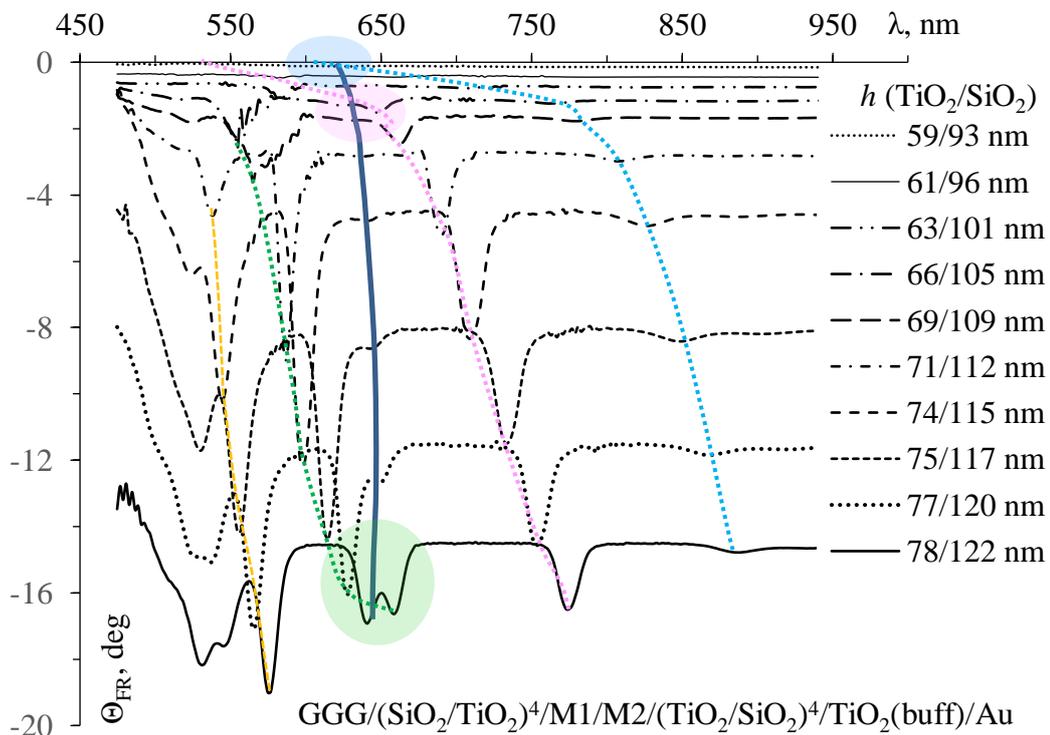


Рис. 3.9. Спектры магнитооптического эффекта Фарадея в пространственно-неоднородной мультрезонансной структуре $\text{GGG}/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4/\text{M1}/\text{M2}/(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^4/\text{TiO}_2(\text{buff})/\text{Au}$ на различных участках градиента.

Видно, что в области возбуждения Таммовской плазмонной моды также наблюдается усиление магнитооптического вращения, однако величина такого усиления не высока. Это объясняется тем, что область возбуждения Таммовского плазмонного резонанса и активные магнитооптические слои феррит-граната разделены 4-парным зеркалом Брэгга. То есть, в случае резонанса Фабри-Перо вся энергия излучения фокусируется внутри магнитооптического слоя, а в случае Таммовского плазмонного резонанса энергия ближнего поля сконцентрирована вблизи интерфейса слоя Au.

Интерес представляет изменение эффекта Фарадея в области гибридизации мод Фабри-Перо и Таммовских плазмонов. На рис. 3.10 показано сравнение спектров фарадеевского вращения в образце МФК до нанесения слоя Au (Фабри-Перо) и после нанесения слоя Au (Фабри-Перо + Тамм). Видно, что после нанесения плазмонного слоя вне Таммовского резонанса наблюдается некоторое усиление магнитооптического вращения, то есть слой золота в данном случае работает как дополнительное металлическое зеркало улучшая локализацию света в резонаторе Фабри-Перо между зеркалами Брэгга. В случае гибридизации мод, наоборот, наблюдается ослабление Эффекта Фарадея (рис. 3.10а,в), что также связано с перераспределением энергии на возбуждение Таммовских плазмонов вне магнитооптических слоёв.

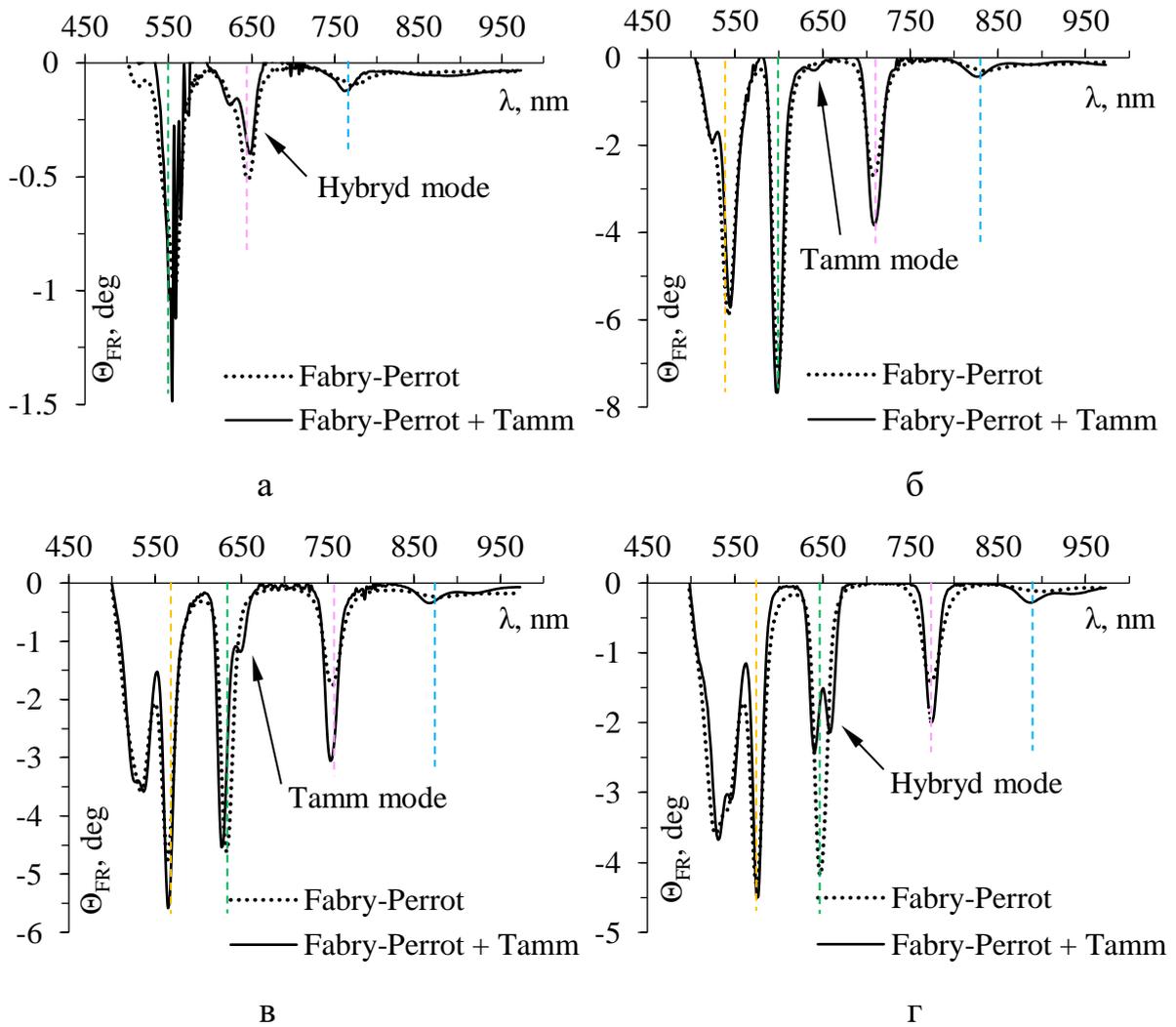


Рис. 3.10. Сравнение спектров магнитооптического вращения в МФК без плазмонного слоя (Фабри-Перо) и с плазмонным слоем (Фабри-Перо + Тамм) на участках:

$\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{M1}/\text{M2} = 69/109/64/159$ нм (а);

$\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{M1}/\text{M2} = 74/115/67/165$ нм (б);

$\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{M1}/\text{M2} = 77/120/70/174$ нм (в);

$\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{M1}/\text{M2} = 78/122/71/177$ нм (г)

3.3 Краткие выводы по разделу

Таким образом показано, что на базе фотонных (магнитофотонных) кристаллов и плазмонных покрытий можно создавать эффективные пространственно-неоднородные Таммовские плазмонные структуры. Использование пространственно-неоднородных структур, содержащих

функциональные слои с градиентом толщины, позволяет добиться спектрального совмещения резонансных мод различных типов.

Показано, что попытка спектрального совмещения мод Фабри-Перо и Таммовских плазмонов приводит к их гибридизации, которая проявляется в «расталкивании» резонансных пиков и аномальном оптическом пропускании. То есть фотонная и плазменная подсистемы образуют единую связанную колебательную систему с двумя собственными модами, которые спектрально совместить невозможно.

Показано, что все резонансные моды в магнитоплазмонных Таммовских структурах приводят к усилению магнитооптического эффекта Фарадея, в том числе гибридизованные моды. Эффективность усиления Фарадеевского вращения в значительной мере зависит от локализации резонансного усиления поля относительно магнитооптического слоя. Определены оптимальные толщины плазмонного слоя Au позволяющие добиться максимального оптического резонансного пропускания, максимального усиления эффекта Фарадея и максимальной магнитооптической добротности.

4. Магнитоплазменные эффекты. Теоретический анализ

4.1 Плазмонное усиление эффекта Фарадея

Рассмотрим электродинамическую модель, позволяющую с высокой долей достоверности описать механизм усиления эффекта Фарадея в магнитоплазменных композитных системах. Для этого введём несколько постулатов. Анализ экспериментальных результатов показывает, что при изменении направления магнитного поля H меняется и знак эффекта Фарадея (МО вращение меняет направление). Однако направление волнового вектора излучения при этом не меняется, следовательно колебания возбуждающего излучения и резонансные колебания плазмонной подсистемы происходят синфазно и взаимное направление векторов E излучения и поля плазмонной волны не меняется. Таким образом, усиление эффекта только за счёт резонансных полей не должно менять знак при изменении направления вектора внешнего магнитного поля, что противоречит эксперименту. Следовательно, Постулат А:

«Усиление магнитооптического эффекта Фарадея непосредственно не связано с резонансным усилением ближнего поля в окрестности плазмонных наночастиц, а определяется воздействием магнитного поля на магнитоплазмонный композит как эффективную среду в целом».

Магнитооптический эффект Фарадея описывается хорошо известным выражением:

$$\Theta = VH = \frac{\pi l}{\lambda} (n_+ - n_-) = \frac{\pi l}{\lambda} \Delta n, \quad (4.1)$$

где Θ – интегральный угол поворота плоскости поляризации, l – путь, пройденный светом в среде, H – напряжённость магнитного поля, а V

– коэффициент Вердэ, который и определяет магнитооптические свойства материала и в общем случае зависит от длины волны и температуры.

Разность показателей преломления $\Delta n = n_+ - n_-$ обусловлена магнитным круговым дихроизмом для лево- и право-циркулярно-поляризованных волн, и тесно связана с эффектом Зеемана. Т.е. чем больше разность Δn , тем больше угол Фарадеевского вращения.

Найдём тензор эффективной диэлектрической проницаемости с учётом модели Максвелла-Гарнетта. Запишем тензора диэлектрической проницаемости для диэлектрической и металлической компонент магнитоплазмонного композита. Будем считать магнитооптическую среду изотропной абсолютно прозрачной, т.е. диагональные члены тензора не содержат мнимой части, напротив, плазмонная подсистема будет поглощающей, но магнитооптически не активной, т.е. тензор не содержит диагональных членов. Запишем для диэлектрической матрицы:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} 0 & -g & 0 \\ g & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \quad (4.2.1)$$

и для плазмонной подсистемы:

$$\varepsilon_m = \begin{pmatrix} \varepsilon'_m & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon'_m & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon'_m \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} \varepsilon''_m & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon''_m & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon''_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_m & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_m & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_m \end{pmatrix} \quad (4.2.2)$$

где $\varepsilon_m = \varepsilon'_m + i\varepsilon''_m$

Рассмотрим разреженную плазмонную систему из далеко отстоящих золотых наночастиц, для которой справедлива формула Максвелла (2.1). Перепишем (2.1) в виде:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon \left(1 + 3f_m \frac{\varepsilon_m - \varepsilon}{\varepsilon_m + 2\varepsilon} \right) = \varepsilon + 3f_m \varepsilon \cdot A \cdot B^{-1} = \varepsilon + 3f_m M \quad (4.3)$$

где

$$A = \varepsilon_m - \varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_m - \varepsilon & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon_m - \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_m - \varepsilon \end{pmatrix} \quad (4.4.1)$$

$$B = \varepsilon_m + 2\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_m + 2\varepsilon & -i2g & 0 \\ i2g & \varepsilon_m + 2\varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_m + 2\varepsilon \end{pmatrix} \quad (4.4.2)$$

Подставляя (4.2.1), (4.4.1) и (4.4.2) во второе слагаемое (4.3), получаем тензор с компонентами:

$$M_{11} = M_{22} = \frac{3f_m}{\det B} \left[(\varepsilon\varepsilon_m - \varepsilon^2 - g^2)(\varepsilon_m + 2\varepsilon) - 2g^2(\varepsilon_m - 2\varepsilon)(\varepsilon_m + 2\varepsilon) \right] \quad (4.5.1)$$

$$M_{12} = -M_{21} = \frac{3f_m}{\det B} \left[2ig(\varepsilon_m + 2\varepsilon)(\varepsilon\varepsilon_m - \varepsilon^2 - g^2) - ig(\varepsilon_m - 2\varepsilon)(\varepsilon_m + 2\varepsilon)^2 \right] \quad (4.5.2)$$

$$M_{23} = M_{32} = M_{31} = M_{13} = 0 \quad (4.5.3)$$

$$M_{33} = \frac{3f_m}{\det B} \left[(\varepsilon\varepsilon_m - \varepsilon^2) \left((\varepsilon_m + 2\varepsilon)^2 - 4g^2 \right) \right] \quad (4.5.4)$$

В данном тензоре за магнитооптическое вращение будут отвечать недиагональные члены M_{12} и M_{21} , подставляя которые в (4.3) получим для нового коэффициента гирации эффективной среды:

$$g_{eff} = \frac{1}{i} \left[ig + \frac{3f_m}{\det B} \left(-2ig(\varepsilon_m + 2\varepsilon)(\varepsilon\varepsilon_m - \varepsilon^2 - g^2) + ig(\varepsilon_m - 2\varepsilon)(\varepsilon_m + 2\varepsilon)^2 \right) \right] \quad (4.6)$$

Учитывая, что угол Фарадеевского вращения пропорционален коэффициенту гирации, можно рассчитать коэффициент усиления эффекта

Фарадея в магнитоплазмонном композите относительно чистой магнитооптической среды в виде:

$$\begin{aligned}\eta &= \frac{g_{eff}}{g} = 1 + \frac{3f_m}{\det B} \left[-2ig(\varepsilon_m + 2\varepsilon)(\varepsilon\varepsilon_m - \varepsilon^2 - g^2) + ig(\varepsilon_m - 2\varepsilon)(\varepsilon_m + 2\varepsilon)^2 \right] = \\ &= 1 + \frac{3f_m}{\det B} (\Im - 2\Re)\end{aligned}\quad (4.7)$$

Учитывая, что $\varepsilon_m = \varepsilon'_m + i\varepsilon''_m$ преобразуем слагаемые в (4.7) к виду:

$$\begin{aligned}\Im &= \left[(\varepsilon'_m - 2\varepsilon) \left[(\varepsilon'_m + 2\varepsilon)^2 - \varepsilon''_m{}^2 \right] - 2\varepsilon''_m{}^2(\varepsilon'_m + 2\varepsilon) \right] + \\ &+ i \left[\varepsilon''_m (\varepsilon'_m + 2\varepsilon)^2 - \varepsilon''_m{}^3 + 2\varepsilon''_m (\varepsilon'_m + 2\varepsilon)(\varepsilon'_m - 2\varepsilon) \right]\end{aligned}\quad (4.8.1)$$

$$\Re = \left[(\varepsilon'_m + 2\varepsilon)(\varepsilon\varepsilon'_m - \varepsilon^2 - g^2) - \varepsilon\varepsilon''_m{}^2 \right] + i \left[\varepsilon''_m (\varepsilon\varepsilon'_m - \varepsilon^2 - g^2) + \varepsilon\varepsilon''_m (\varepsilon'_m + 2\varepsilon) \right]\quad (4.8.2)$$

С учётом (4.8.1) и (4.8.2) запишем:

$$\begin{aligned}C' = \text{Re}(\Im - 2\Re) &= \left[(\varepsilon'_m - 2\varepsilon) \left[(\varepsilon'_m + 2\varepsilon)^2 - \varepsilon''_m{}^2 \right] - 2\varepsilon''_m{}^2(\varepsilon'_m + 2\varepsilon) \right] - \\ &- 2 \left[(\varepsilon'_m + 2\varepsilon)(\varepsilon\varepsilon'_m - \varepsilon^2 - g^2) - \varepsilon\varepsilon''_m{}^2 \right]\end{aligned}\quad (4.9.1)$$

$$\begin{aligned}C'' = \text{Im}(\Im - 2\Re) &= \left[\varepsilon''_m (\varepsilon'_m + 2\varepsilon)^2 - \varepsilon''_m{}^3 + 2\varepsilon''_m (\varepsilon'_m + 2\varepsilon)(\varepsilon'_m - 2\varepsilon) \right] - \\ &- 2 \left[\varepsilon''_m (\varepsilon\varepsilon'_m - \varepsilon^2 - g^2) + \varepsilon\varepsilon''_m (\varepsilon'_m + 2\varepsilon) \right]\end{aligned}\quad (4.9.2)$$

Для (4.4.2) запишем определитель:

$$\begin{aligned}\det B &= (\varepsilon'_m + 2\varepsilon + i\varepsilon''_m)^3 - 4g^2(\varepsilon'_m + 2\varepsilon) - i4g^2\varepsilon''_m = \\ &= \left[(\varepsilon'_m + 2\varepsilon)^3 - 3\varepsilon''_m{}^2(\varepsilon'_m + 2\varepsilon) \right] + i \left[3\varepsilon''_m (\varepsilon'_m + 2\varepsilon)^2 - \varepsilon''_m{}^3 \right] = \\ &= D' + iD''\end{aligned}\quad (4.10)$$

Подставляя (4.9.1), (4.9.2) и (4.10) в (4.7) получим для коэффициента усиления:

$$\eta = 1 + 3f_m \frac{C' + iC''}{D' + iD''} = 1 + 3f_m \left[\frac{C'D' + C''D''}{D'^2 + D''^2} + i \frac{C''D' - C'D''}{D'^2 + D''^2} \right] = \eta' + i\eta'' = |\eta| e^{i\varphi} \quad (4.11)$$

Как видно из (4.6) и (4.11) коэффициент гирации для эффективной магнито-плазмонной среды g_{eff} и, соответственно, коэффициент усиления эффекта Фарадея η являются комплексными величинами. На рис. 4.1 представлены графики спектральной зависимости для модуля $|\eta|$ и аргумента φ коэффициент усиления эффекта Фарадея при разном значении доли металлической компоненты f_m (указана в легенде). Диэлектрическая проницаемость золота рассчитывалась для наночастиц радиусом 50 нм.

Видно, что модуль коэффициента усиления эффекта Фарадея $|\eta|$ (рис. 4.1а) в области плазмонного резонанса ($\lambda = 655$ нм) имеет локальный спектральный максимум. Значение $|\eta|$ в максимуме растёт с увеличением доли металлической компоненты f_m (с уменьшением доли диэлектрической крмпоненты). Здесь также нужно отметить, что в области малых длин волн относительно ЛПР модуль коэффициента усиления эффекта Фарадея $|\eta|$ становится меньше 1, что свидетельствует об ослаблении эффекта Фарадея.

Физический смысл аргумента φ комплексного коэффициента усиления есть угол эллиптичности. На рис. 4.1б видно, что эллиптичность в окрестности плазмонного резонанса меняет знак при переходе от малых длин волн к большим относительно резонансной длины волны, а в самом резонансе $\varphi = 0$ при любом содержании металлической фазы. Таким образом, комплексный индекс гирации в магнитоплазмонном композите кроме поворота плоскости поляризации приводит к появлению знакопеременной эллиптичности в окрестности плазмонного резонанса.

Наличие такой знакопеременной эллиптичности в окрестности ЛПР в магнитоплазмонном нанокompозите является причиной эффекта асимметричности Фарадеевского вращения при намагничивании среды

вдоль и навстречу вектору распространения световой волны. Данный эффект асимметричности магнитооптического вращения наблюдался экспериментально и описан в главе 2.

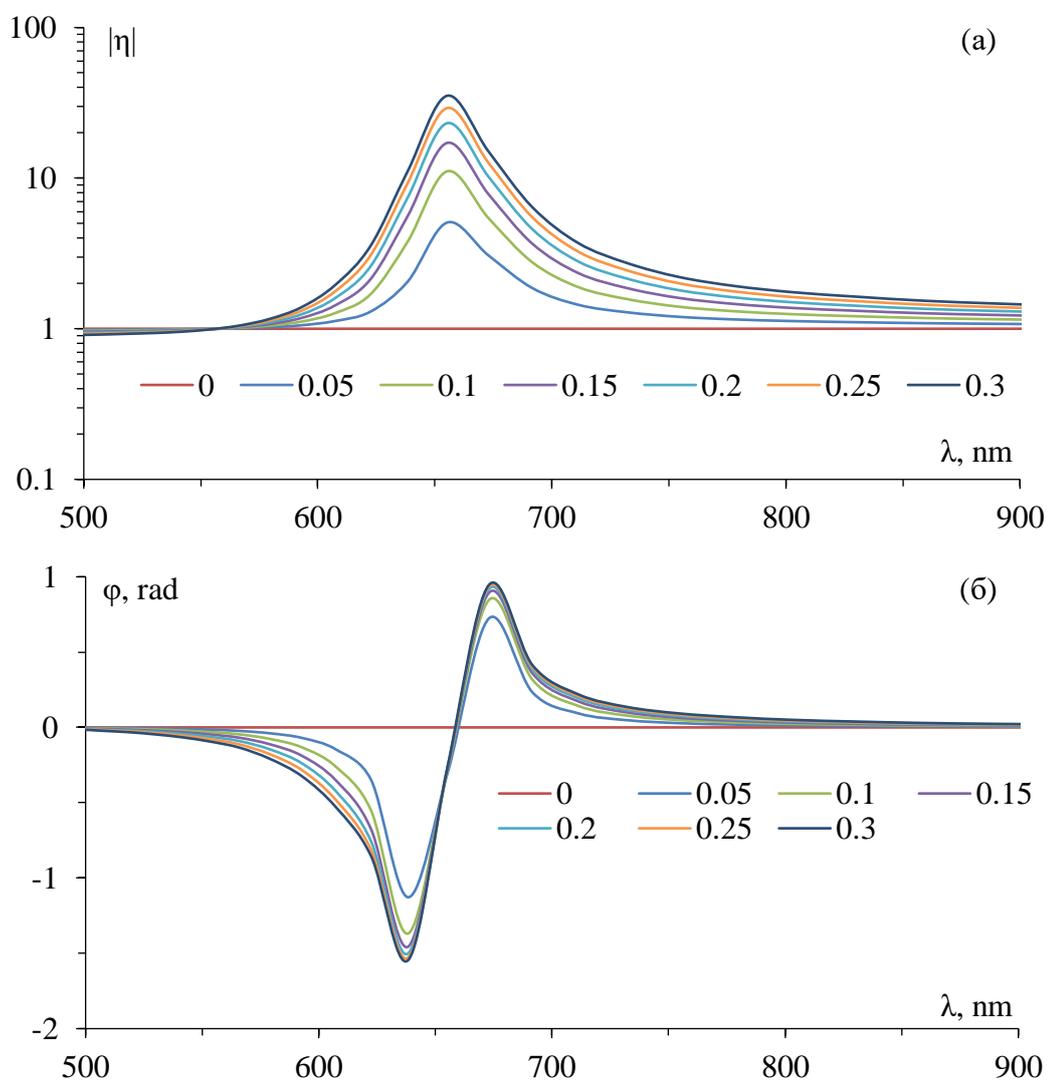


Рис. 4.1. Расчётная спектральная зависимость для модуля $|\eta|$ (а) и аргумента φ (б) коэффициента усиления эффекта Фарадея на основании.

4.2 Гибридизация резонансных мод

В данном разделе речь пойдёт о гибридизации мод резонанса Фабри-Перо (ФП) и Таммовского плазмонного резонанса (ТПР), которая была экспериментально обнаружена в магнито-фотонных кристаллах с

плазмонным покрытием и подробно описана в главе 3. Как было показано, при спектральном совмещении мод ФП и ТПР происходит их гибридизация, которая проявляется в аномальном усилении оптического пропускания и спектральном «расталкивании» резонансных пиков. То есть микрорезонаторная и плазмонная подсистемы образуют связанную колебательную систему с двумя собственными модами.

Подобную систему можно рассматривать на примере модели двух связанных осцилляторов с разным коэффициентом затухания. Введём коэффициент связи g_b , имеющий размерность частоты в квадрате, такой, что частоты собственных мод связанной гибридизованной системы будут связаны соотношением:

$$|\omega_2^2 - \omega_1^2| = 2g_b \quad (4.12)$$

По аналогии с моделью связанных осцилляторов, будем считать ω_2 – частотой противофазных колебаний, а ω_1 – синфазных.

Оценим величину g_b . Так на рис. 3.6 при гибридизации Таммовской моды и моды Фабри–Перо второго порядка, спектральное положение резонансных пиков составляет 630 нм и 642 нм. Это соответствует частотам $\omega_1 = 2.936 \cdot 10^{15}$ рад/с и $\omega_2 = 2.992 \cdot 10^{15}$ рад/с. Следовательно, коэффициент связи $g_b = 1.658 \cdot 10^{29}$ рад²/с². Несмотря на большое значение, g_b меньше ω_1^2 почти на 2 порядка, поэтому связь можно считать слабой.

Физическая суть данной связи между двумя разными по своей природе модами очевидно обусловлена изменением условий их одновременного возбуждения, а именно условиями формирования стоячей волны. В случае несвязанных, либо связанных синфазных колебаний мы имеем невозмущённое состояние, а значит для падающей и отражённой волн можно записать:

$$\chi_1 = A_0 \sin(\omega t + kx) \quad (4.13.1)$$

$$\chi_2 = A_0 \sin(\omega t - kx) \quad (4.13.2)$$

Их сумма даёт хорошо известное уравнение стоячей волны:

$$\chi = \chi_1 + \chi_2 = 2A_0 \cos kx \cdot \sin \omega t = 2A_0 \cos \frac{2\pi x}{\lambda} \cdot \sin \omega t \quad (4.14)$$

где условие формирования пучностей:

$$\frac{2\pi x}{\lambda} = \pm \pi n \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (4.15.1)$$

и узлов:

$$\frac{2\pi x}{\lambda} = \pm (2n + 1) \frac{\pi}{2} \quad (4.15.2)$$

Из условия формирования пучности (4.15.1) выразим длину волны:

$$\lambda = \frac{2x}{n} \quad (4.16)$$

В случае связанных противофазных колебаний возникает возмущённое гибридное состояние. В этом случае взаимодействие падающей волны с Таммовскими плазмонами приведёт к дополнительному сдвигу фазы электромагнитной волны. Для удобства будем рассматривать падающую и отражённую волны в виде:

$$\chi'_1 = A_0 \sin(\omega t + kx - \delta) \quad (4.17.1)$$

$$\chi'_2 = A_0 \sin(\omega t - kx + \delta) \quad (4.17.2)$$

Аналогично, складывая (4.17.1) и (4.17.2), для стоячей волны получим:

$$\chi' = \chi'_1 + \chi'_2 = 2A_0 \cos(kx - \delta) \cdot \sin \omega t = 2A_0 \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda} - \delta\right) \cdot \sin \omega t \quad (4.18)$$

где пучности удовлетворяют равенству:

$$\frac{2\pi x}{\lambda} + \delta = \pm \pi n \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (4.19.1)$$

и узлы:

$$\frac{2\pi x}{\lambda} + \delta = \pm(2n+1)\frac{\pi}{2} \quad (4.19.2)$$

Из условия формирования пучности (4.19.1) выразим длину волны для гибридного резонанса:

$$\lambda = \frac{2x}{n + \delta/\pi} \quad (4.20)$$

Из (4.16) и (4.20) найдём разницу резонансных длин волн для собственных мод гибридной системы.

$$\Delta\lambda = \frac{2x}{n} - \frac{2x}{n + \delta/\pi} = \frac{2x \cdot \delta/\pi}{n(n + \delta/\pi)} \quad (4.21)$$

Учитывая, что при $n = 1$, $x = \lambda/2$ (первая пучность), получим:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda \cdot \delta/\pi}{1 + \delta/\pi} \quad (4.22)$$

Таким образом, разница резонансных длин волн для собственных мод гибридизованной системы определяется набегом фазы δ , который зависит от коэффициента связи g_b . Для отыскания выражения для связи g_b и δ преобразуем (4.16) и (4.20):

$$\omega_1 = \frac{2\pi c}{\lambda} = \frac{\pi c}{x} n \quad (4.23.1)$$

$$\omega_2 = \frac{\pi c}{x} (n + \delta/\pi) \quad (4.23.2)$$

С учётом (4.12)

$$g_b = \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2}{2} = \frac{2\pi^2 c^2}{\lambda^2} \left(\frac{\delta^2}{\pi^2} + 2\frac{\delta}{\pi} \right) \quad (4.24)$$

Решая квадратное уравнение (4.24) относительно фазы δ получим с точностью до 2π :

$$\delta = \frac{-2\pi \pm \sqrt{4\pi^2 + (2\pi^2 g_b / \omega_1^2)}}{2} = \pi \left[-1 \pm \sqrt{1 + \left(\frac{g_b}{2\omega_1^2} \right)} \right] \approx \frac{g_b}{4\omega_1^2} \pi \quad (4.25)$$

Таким образом видно, что наличие связи g_b приводит к фазовому сдвигу δ для отражённой волны, который приводит к сдвигу резонансной длины волны и появлению двух собственных мод в связанной системе ФП–ТПР.

4.3 Краткие выводы по разделу

Таким образом, дано теоретическое объяснение наблюдаемых эффектов плазмонного усиления магнитооптического эффекта Фарадея, асимметрии магнитооптического вращения в магнитоплазмонных нанокompозитах и гибридизации микрорезонаторных и Таммовских плазмонных мод в магнитофотонных кристаллах с плазмонным покрытием.

Показано, что усиление магнитооптического эффекта Фарадея за счёт мод локализованного плазмонного резонанса обусловлено воздействием магнитного поля на магнитоплазмонный композит как эффективную среду в целом и определяется недиагональными членами эффективного тензора диэлектрической проницаемости. При этом в магнитоплазмонном нанокompозите наблюдается как усиление эффекта Фарадея на резонансных длинах волн ЛПР, так и некоторое его ослабление в области коротких, относительно ЛПР, длин волн.

Теоретически показано, что комплексный индекс гирации в недиагональных членах тензора эффективной диэлектрической проницаемости для магнитоплазмонного композита кроме поворота плоскости поляризации приводит к появлению знакопеременной эллиптичности в окрестности плазмонного резонанса.

Показано, что при спектральном совмещении мод Фабри-Перо и Таммовского плазмонного резонанса микрорезонаторная и плазмонная подсистемы образуют связанную колебательную систему с двумя собственными гибридизованными модами. Физическая суть данной связи между двумя разными по своей природе модами обусловлена изменением условий их одновременного возбуждения, а именно условиями формирования стоячей волны для синфазных и противофазных колебаний.

ВЫВОДЫ

В ходе выполнения НИР были получены следующие результаты:

1. Синтезированы и исследованы пространственно-неоднородные магнито-плазмонные композиты на основе плазмонных наночастиц, в которых одновременно возможно возбуждение мод ЛПП разного порядка, а также мод связанных диполь-дипольных колебаний.

2. Экспериментально обнаружены и исследованы явления резонансного усиления магнитооптических эффектов, а также эффект вертикального смещения магнитооптической петли гистерезиса (асимметричное магнитооптическое вращение) в окрестности ЛПП. Получено рекордное усиление эффекта Фарадея в 21 раз в магнитоплазмонном нанокompозите. Показано, что асимметричное магнитооптическое вращение полностью определяется параметрами резонансной линии ЛПП и меняет знак при переходе через точку резонанса.

3. Теоретически показано, что усиление магнитооптического эффекта Фарадея за счёт мод локализованного плазмонного резонанса обусловлено воздействием магнитного поля на магнитоплазмонный композит как эффективную среду в целом и определяется недиагональными членами эффективного тензора диэлектрической проницаемости. При этом в магнитоплазмонном нанокompозите наблюдается как усиление эффекта Фарадея на резонансных длинах волн ЛПП, так и некоторое его ослабление в области коротких, относительно ЛПП, длин волн.

4. Показано, что комплексный индекс гирации в недиагональных членах тензора эффективной диэлектрической проницаемости для магнитоплазмонного композита кроме поворота плоскости поляризации приводит к появлению знакопеременной эллиптичности в окрестности

плазмонного резонанса. Данная эллиптичность приводит к наблюдаемой асимметрии магнитооптического вращения.

5. Исследования влияния окружающей среды и диэлектрического слоя на особенности возбуждения ЛПП для сенсорных применений показали, что зависимость положения спектральной линии ЛПП от показателя преломления среды или чувствительного слоя лиганда имеет линейный характер. Показано, что эффективная глубина проникновения ближнего поля резонирующих плазмонных наночастиц не превышает 150–160 нм.

6. Экспериментально изготовлены и исследованы пространственно-неоднородные гетероструктуры на базе фотонных (магнитофотонных) кристаллов и плазмонных покрытий (Таммовские плазмонные структуры). Показано, что попытка спектрального совмещения мод Фабри-Перо и Таммовских плазмонов приводит к их гибридизации, то есть моды резонанса ФП и ТПП являются связанными и спектрально их совместить невозможно.

7. Показано, что гибридизация мод Фабри-Перо и Таммовского плазмонного резонанса обусловлена образованием единой связанной колебательной системы с двумя собственными модами. Физическая суть данной связи обусловлена изменением условий их одновременного возбуждения, а именно условиями формирования стоячей волны для синфазных и противофазных колебаний.

8. Показано, что все резонансные моды в магнитоплазмонных Таммовских структурах приводят к усилению магнитооптического эффекта Фарадея, в том числе гибридизованные моды. Эффективность усиления Фарадеевского вращения в значительной мере зависит от локализации резонансного усиления поля относительно магнитооптического слоя.

ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ НИР

Опубликованные материалы:

1. О.А. Томилина, В.Н. Бержанский, А.Л. Кудряшов, А.В. Каравайников, С.В. Томилин. Формирование пространственно-неоднородных покрытий при ионном распылении мишеней // Труды XXVI Международной конференции Взаимодействие ионов с поверхностью «ВИП-2023», 2023, Т. 1, С. 88–91.

2. Tomilina O.A., Berzhansky V.N., Beltyukova A.G., Tomilin S.V. Plasmonic Nanoparticles for Sensing Applications // International Conference “Functional Materials” ICFM-2023 [Book of Abstracts], 2023, P. 95.

3. Томилин С.В., Бержанский В.Н., Томилина О.А., Кудряшов А.Л., Сыров А.А. Способ градиентного ионно-плазменного травления через маску // Патент на изобретение RU 2 805 030 C1, МПК H01L 21/3065 (2006.01), H01L 21/308 (2006.01), патентообладатель ФГАОУ ВО «КФУ им. В.И. Вернадского», опубликовано: 10.10.2023, Бюл. № 28

Находятся на стадии публикации:

1. Томилина О.А., Кудряшов А.Л., Каравайников А.В., Ляшко С.Д., Милюкова Е.Т., Бержанский В.Н., Томилин С.В. Гибридизация Фабри-Перо и Таммовских мод в пространственно-неоднородном магнитофотонном кристалле // Известия РАН. Серия физическая (прошла рецензирование, принята к печати), 2024.

2. С.В. Томилин, А.В. Каравайников, С.Д. Ляшко, Е.Т. Милюкова, О.А. Томилина, В.Н. Бержанский. Резонансное усиление эффекта Фарадея в магнитоплазмонном нанокompозите // Физика металлов и металловедение (отправлена в журнал), 2024.

СПИСОК ЦИТИРОВАНИЙ

- [1] Белотелов В.И. Плазмонные гетероструктуры и фотонные кристаллы с перестраиваемыми оптическими свойствами / Диссертация на соиск. уч. ст. доктора физ.-мат. наук, спец. 01.04.03 — радиофизика. – М. – 2012. – 301 с.
- [2] M. Inoue et al. (eds.), *Magnetophotonics*, Springer Series in Materials Science 178, DOI 10.1007/978-3-642-35509-7_4, © Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2013 – P. 51–106.
- [3] A. V. Baryshev, H. Uchida, M. Inoue, “Peculiarities of plasmon-modified magneto-optical response of gold–garnet structures,” *J. Opt. Soc. Am. B.* 30(9), 2371–2376 (2013).
- [4] M. Levy, O.V. Borovkova, C. Sheidler, B. Blasiola, D. Karki, F. Jomard, M.A. Kozhaev, E. Popova, N. Keller, V.I. Belotelov. Faraday rotation in iron garnet films beyond elemental substitutions. *Optica.* V. 6, N. 5. 2019. P. 642.
- [5] S. Tkachuk, G. Lang, C. Krafft, O. Rabin, and I. Mayergoyz, “Plasmon resonance enhancement of Faraday rotation in thin garnet films,” *J. App. Phys.* 109, 07B717 (2011).
- [6] K. Uchida, et al. // *Nature Communications*. – 2015. – ncomms6910. – <http://www.nature.com/articles/ncomms6910>.
- [7] A. V. Baryshev, A. M. Merzlikin, “Tunable Plasmonic Thin Magneto-Optical Wave Plate,” *J. Opt. Soc. Am. B.* 33(7), 1399 (2016).
- [8] U. Kreibig, M. Volmer, “*Optical Properties of Metal Clusters*,” Berlin, Springer-Verlag (1995).
- [9] S.V. Tomilin, V.N. Berzhansky, A.N. Shaposhnikov, et al., “Ultrathin and Nanostructured Au Films with Gradient of Effective Thickness. Optical and Plasmonic Properties,” *J. Phys.: Conf. Ser.* 741, 012113 (2016).
- [10] A. E. Khramova, D. O. Ignatyeva, M. A. Kozhaev, S. A. Dagesyan, V. N. Berzhansky, A. N. Shaposhnikov, S. V. Tomilin, and V. I. Belotelov,

“Resonances of the magneto-optical intensity effect mediated by interaction of different modes in a hybrid magnetoplasmonic heterostructure with gold nanoparticles,” *Opt. Exp.* 27(23), 33170 (2019).

[11] Е.В. Костюкевич, С.А. Костюкевич // *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника.* – 2014, – Вып. 49. – С. 60–68.

[12] K.M. McPeak, S.V. Jayanti, S.J.P. Kress, S.Meyer, S.Iotti, A.Rossinelli, D.J. Norris // *ACS Photonic.* – 2015. – V. 2, N. 3. – P. 326–333.

[13] K.L. Kelly, E. Coronado, L.L. Zhao, G.C. Schatz // *J. Phys. Chem. B.* – 2003. – V. 107. – P. 668-677.

[14] K. Kolwas and A. Derkachova // *Opto-Electr. Rev.* – 2010. – V. 18, N. 4. – P. 421 (16pp).

[15] B.-P. Zhang, H. Masumoto, Y. Someno, T. Goto // *Materials Transactions.* – 2003. – V. 44, N. 2. – P. 215–219.

[16] В.О. Бессонов и др. // *Ученые записки физического факультета 1*, 141402 (2014) – С. 141402 (6 с.)

[17] T. Goto, et al. // *Physical review letters* 101, (2008) – P. 113902 (3 pp).

[18] B. Auguie, et al. // *ACS Photonics*, 1 (2014) – P. 775–780.

[19] *Magnetoplasmonics: Combining Magnetic and Plasmonic Functionalities* / G. Armelles, A. Cebollada, A. García-Martín, and M. U. González // *Adv. Optical Mater.* – 2013. – Vol. 1. – P. 10–35.

[20] Барышев А.В. *Магнитооптические эффекты в магнитных и плазмонных наноструктурах* / Диссертация на соиск. уч. ст. доктора физ.-мат. наук, спец. 01.04.07 – физика конденсированного состояния. – СПб. – 2016. – 194 с.

[21] Garnet composite films with Au particles fabricated by repetitive formation for enhancement of Faraday effect / H. Uchida, Y. Mizutani, Y. Nakai, A.A. Fedyanin, M. Inoue // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2011. – Vol. 44.– 064014.

[22] Observation of hybrid state of Tamm and surface plasmon-polaritons in one-dimensional photonic crystals / B.I. Afinogenov, V.O. Bessonov, A.A. Nikulin, A.A. Fedyanin // Applied Physics Letters. – 2013. – Vol. 103 (6). – 061112.

[23] Mikhailova T., Tomilin S., Lyashko S., Kozhaev M., Shaposhnikov A., Karavainikov A., Berzhansky V., Belotelov V. Tamm plasmon-polaritons and Fabry-Perot excitation in a magnetophotonic structure // Optical Materials Express. – 2022. – V. 12, N. 2. – P 685–696. (Scopus, WoS, Q1) <https://doi.org/10.1364/OME.446811>.