

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ИМ. А.В. РЖАНОВА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Гайдук Алексей Евгеньевич

МУЛЬТИРЕЗОНАНСНЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ
СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ МЕТАПОВЕРХНОСТЕЙ

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н., профессор, В.Я. Принц

Новосибирск 2021

Содержание

Введение	4
Глава 1	11
1.1. Структурированные электромагнитные материалы	11
1.2. Резонансное рассеяние электромагнитных волн	15
1.3. Поверхностные плазмон-поляритоны	19
1.4. Динамически управляемые метаповерхности	24
Глава 2	28
2.1. Поляризационные структуры на основе решёточных метаповерхностей	28
2.2. Формирование нанорешёток с помощью наноимпринт-литографии	33
2.3. Экспериментальное и численное исследование оптических свойств гибридных нанорешёточных метаповерхностей	45
2.4. Оптические свойства многослойных нанорешеточных поляризаторов	57
Глава 3	66
3.1. Интерференционные явления в мультрезонансных плазмонных системах. Резонанс Фано	66
3.2. Исследование перекрытия бегущего и локализованного плазмонов в системе «нанорешетка- массив наночастиц»	68
3.3. Разработка подхода к созданию динамически управляемых метаповерхностей на основе гиротропных систем с перекрывающимися плазмонными резонансами	75
Глава 4.	81

4.1. Управление поляризацией света при помощи киральных структур	81
4.2. Киральная метаповерхность СВЧ-диапазона на основе массивов спиралей	84
4.3 Искусственная киральность в массивах полувитковых квазиспиралей	91
4.4 Динамическое управление оптической активностью при помощи кирального метаматериала на основе диоксида ванадия	97
Заключение	101
Список основных обозначений и сокращений	105
Список литературы	106

Введение

Актуальность темы

Управление электромагнитным излучением является одним из ключевых направлений современной физики. Проектирование новых приборов требует высокой эффективности взаимодействия электромагнитных волн с веществом для разработки устройств сенсорики, энергетики, систем формирования изображений. Особо актуальным направлением является создание логических элементов, в которых носителем информации будут выступать фотоны, быстродействие которых может быть на несколько порядков больше, чем у существующих устройств нанoeлектроники [1].

Исследования последних лет в области фотоники продемонстрировали, что эффективно управлять электромагнитным излучением можно при помощи искусственных структурированных материалов. Благодаря развитию технологий наноструктурирования, а также методов численного моделирования в настоящее время получили развитие так называемые метаповерхности – искусственные, как правило, резонансные структуры, с толщиной менее длины волны [2]. С их помощью удастся управлять не только амплитудой пропускания, отражения, направлением распространения, но и состоянием поляризации электромагнитного излучения [3]. Создание поляризационно-чувствительных систем, в том числе динамически переключаемых, перспективно в задачах передачи информации, дистанционного зондирования для обнаружения искусственных объектов на фоне природных и для медицинских приложений – диагностировании пораженных тканей, главным образом, злокачественных опухолей. В качестве структурных элементов метаповерхностей могут выступать резонаторы самых различных типов. Стоит выделить две основные концепции, получившие наибольшее развитие в данной области. Первая основана на использовании плазмонных резонансов, т.е. колебаниях электронного газа в твердых телах. Плазмонные наноструктуры [4] позволяют локализовывать и многократно усиливать

электрические поля на наномасштабе, что обуславливает их эффективность для задач управления электромагнитным излучением, в том числе динамического. Однако подавляющее количество плазмонных структур является металлическими, что обуславливает их основной недостаток - высокие омические потери. Данного недостатка лишены полностью диэлектрические структуры [5], такие как, фотонные кристаллы и резонаторы Фабри-Перо. Они могут обладать гигантскими добротностями, однако главным их недостатком являются большие размеры, как правило, многократно превышающие резонансную длину волны электромагнитного излучения.

Лишь недавно возник интерес к гибридным структурам, обладающим преимуществами как плазмонных резонаторов, так и диэлектрических [6]. Спектральное и пространственное перекрытие резонансов может, как усиливать отклик структуры, так и приводить к качественно новым эффектам, например, резонансу Фано [7], который обладает асимметричным профилем и является высокочувствительным к диэлектрическому окружению. Особую важность данный подход приобретает для создания динамически переключаемых и интеллектуальных систем, которые требуют использования веществ с фазовым переходом «полупроводник-металл», например, диоксида ванадия, а также материалов с гигантской керровской нелинейностью. Таким образом, исследование взаимодействия резонансов в гибридных системах является актуальной физической задачей, направленной на повышение эффективности управления излучением.

Цель диссертационной работы

Формирование, изучение и дизайн метаповерхностных поляризационных систем со спектрально перекрывающимися электромагнитными резонансами.

Для достижения поставленной цели в работе решались следующие основные задачи:

1. Экспериментальными и численными методами исследовать влияние электромагнитных резонансов и их перекрытия на оптическую активность металл-диэлектрических СВЧ и ТГц-метаповерхностей на основе периодических массивов спиралей.
2. Исследовать спектральные и поляризационные свойства многоуровневых металл-диэлектрических метаповерхностей оптического диапазона, изготовленных методами наноимпринт-литографии.
3. Исследовать взаимодействие локализованных и бегущих плазмонов в новых двухуровневых системах на основе решёточных метаповерхностей.
4. Разработать дизайн динамически перестраиваемых метаповерхностных поляризационных систем с использованием материалов с изменяемой диэлектрической проницаемостью и проводимостью.

Методология и методы исследования:

Для решения поставленных задач использовалось численное моделирование электромагнитных характеристик структурированных резонансных материалов. На основе полученных спектров делались выводы о процессах, протекающих в исследуемых объектах. Большинство расчётных результатов сравнивалось с экспериментальными данными, полученными методами спектральной эллипсометрии оптического диапазона, спектроскопии, терагерцовых и СВЧ-измерений.

Научная новизна

1. Экспериментально и численно получены зависимости спектральных свойств многослойных субволновых плазмонных решеток с ультратонкой металлизацией от глубины рельефа и угла падения света. Установлено влияние спектрального перекрытия резонансов типа Фабри-Перо, плазмонов и дифракционных аномалий на поляризационные спектры структур. Проведено

комплексное исследование и характеристика топологических и оптических свойств решеток, изготовленных методом наноимпринт-литографии.

2. Исследованы механизмы взаимодействия локализованных и бегущих плазмонов в поляризационных системах, работающих как на отражение, так и на пропускание. Впервые изучено влияние плазмонного взаимодействия на модуляцию оптического отклика системы на основе гиротропного материала.

3. Установлены физические механизмы усиления оптической активности в системах на основе гибридных метаповерхностей, образованных ленточными спиралями, а также полувитковыми квазиспиралями.

Практическая значимость диссертационной работы

Представленные результаты имеют как фундаментальное, так и прикладное значение, на их основе могут быть созданы новые устройства и системы управления поляризацией электромагнитного излучения. В работе изучены оптические свойства высокоаспектных металл-полимерных нанорешеточных метаповерхностей, в том числе с ультратонкой металлизацией, которые могут быть использованы в качестве спектральных и поляризационных фильтров инфракрасного и видимого диапазонов. Предложенные и исследованные метаматериалы с взаимодействующими плазмонами могут быть полезны для задач фильтрации и усиления отклика гиротропных структур. Исследовано влияние резонансов подложки на оптическую активность гибридных киральных метаповерхностей на основе двухслойных массивов ленточных спиралей и полувитковых квазиспиралей, которое показало их перспективность для создания высокоэффективных поляризационных систем и круговых поляризаторов.

Научные положения выносимые на защиту

1. При оптимальном выборе параметров в двухуровневой метаповерхности «периодическая решетка металлических нанополос - периодический массив плазмонных наночастиц» формируются две гибридные плазмонные моды,

обусловленные спектральным и пространственным перекрытием бегущего и локализованного плазмонов.

2. В новых трёхмерных системах, представляющих собой двухуровневые ленточные спирали, расположенные на диэлектрической подложке, максимумы угла поворота плоскости поляризации прошедшего излучения определяются спектральным перекрытием λ -резонансов в спиралях, волноводных резонансов и резонансов типа Фабри-Перо в подложке.

3. Переход от системы двухуровневых металл-диэлектрических нанорешеточных поляризаторов к четырехуровневым приводит к увеличению коэффициента экстинкции в ИК-диапазоне на порядок при сохранении высокого уровня пропускания. В видимой области спектра данные поляризаторы блокируют пропускание вследствие возбуждения локализованных плазмонов и собственного поглощения в нанополосках.

Достоверность

В рамках данной диссертационной работы применялось численное моделирование в коммерчески доступных программных пакетах CST Microwave Studio и ANSYS HFSS, которые хорошо зарекомендовали себя для решения задач электродинамики. Большинство результатов было подтверждено экспериментально.

Личный вклад автора

Все результаты, представленные в диссертационной работе, были получены автором лично или при его участии. Содержание диссертационной работы и защищаемые положения, отражают личный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами; вклад диссертанта был определяющим.

Структура, объем и содержание работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Диссертация содержит 115 страниц и включает 47 рисунков и список литературы из 103 наименований. Во введении обосновывается актуальность исследования и содержится краткий обзор литературы, цели, задачи, защищаемые положения.

В первой главе содержится обзор достижений в области управления электромагнитным излучением при помощи метаповерхностей. Рассматриваются физические принципы работы и практические применения плазмонных структур и устройств на основе резонансов Ми. Особое внимание уделено динамически управляемым метаповерхностям.

Вторая глава посвящена исследованию субволновых металл-полимерных нанорешёточных метаповерхностей. Экспериментально и с помощью численного моделирования исследованы поляризационно-оптические характеристики структур с металлизацией различной толщины. Выявлены локализованные плазмонные резонансы, рэлеевские аномалии, резонансы типа Фабри-Перо и проанализировано их влияние на оптические свойства. Продемонстрированы возможности работы исследованных структур в качестве как узкополосных, так и широкодиапазонных поляризационных фильтров.

В третьей главе методами численного моделирования исследовано взаимодействие локализованных и бегущих плазмонов в периодических системах на основе наночастиц и решеток. Также рассмотрена динамически управляемая система с плазмонным взаимодействием, содержащая гиротропный материал.

В четвертой главе представлены результаты исследования киральных метаповерхностей на основе массивов спиралей. Особое внимание уделено влиянию подложки, а также взаимодействию резонансов в спиральях на оптическую активность структур.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 12 работ, из них 7 публикаций в изданиях, индексируемых в базах данных Web of Science и Scopus, включая 4 статьи в ведущих рецензируемых научных журналах, входящих в перечень ВАК.

Апробация диссертационной работы

Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях:

Фотоника (Новосибирск, 2015), 24th Int. Symp. \Nanostructures: Physics and Technology (Санкт-Петербург, 2016), Micro/Nanotechnologies and Electron Devices (EDM), International Conference of Young Specialists (р. Алтай, 2016, 2019, 2020), XIX Ежегодная молодежная конференция с международным участием ИБХФ РАН-вузы "биохимическая физика", III симпозиум "Современное материаловедение" (Москва, 2019), 22-я всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2020).

Глава 1. Обзор литературы

Данная глава представляет собой обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных управлению электромагнитным излучением с помощью резонансных и структурированных материалов. Рассмотрены как пассивные, так и динамически управляемые метаповерхности для управления различными характеристиками электромагнитного излучения.

1.1. Структурированные электромагнитные материалы

В настоящее время активно ведётся поиск пути увеличения производительности современной вычислительной техники. Рабочие частоты и размеры логических устройств наноэлектроники близки к своему пределу, поэтому значительные усилия прилагаются для поиска альтернатив. Надежды на качественный рост производительности устройств во многом связываются с созданием фотонных интегральных схем, поскольку это позволит значительно поднять рабочую частоту, вплоть до единиц терагерц. Для этого необходимо иметь возможность создавать устройства с требуемыми электромагнитными свойствами. Среди важнейших задач данного направления необходимо отметить создание материалов и структур, позволяющих локализовывать и усиливать, а также сверхбыстро модулировать электромагнитные поля. Однако традиционные объемные материалы зачастую не обладают необходимыми для этого характеристиками. Большинство материалов характеризуются невысокими значениями диэлектрической проницаемости ϵ , которая во многих случаях определяет степень локализации электрического поля. Например, типичные значения для большинства стекол и полимеров составляют 2-3. Большие значения имеются у полупроводниковых материалов >12 у кремния и арсенида галлия [8], однако существенным их недостатком являются достаточно высокие потери.

Несколько лучше выглядит ситуация в микроволновом диапазоне, где высокие значения ϵ , достигающие нескольких десятков и сотен, имеют некоторые керамические материалы, например, титанат бария-стронция [9]. Ещё одна особенность естественных электромагнитных материалов – крайне слабый магнитный отклик, в особенности в оптическом диапазоне. Наконец, материалов с отрицательными значениями показателя преломления, которые считаются перспективными для решения задач фокусировки света, в природе до сих пор не найдено.

Значительный прогресс в области электромагнитных материалов был достигнут при помощи методов структурирования. Это привело к появлению новых классов материалов, таких как метаматериалы [10], фотонные кристаллы [11], матрицы с квантовыми точками и другие. Электромагнитные метаматериалы, как правило, состоят из резонансных элементов. Исторически, одними из первых были применены расщепленные кольцевые резонаторы, поддерживающие LC-резонанс [12]. С их помощью удалось создать объемные метаматериалы, обладающие отрицательным показателем преломления [13], и создать ряд уникальных устройств, таких как линза Веселаго-Пендри [14] и «покрытия-невидимки» [15]. В свою очередь тонкий слой метаматериальной структуры, толщиной менее длины волны электромагнитного излучения называется метаповерхностью. Метаповерхности позволяют в значительной степени снизить потери энергии волны благодаря малой толщине, которая в большинстве случаев меньше длины волны света или сопоставима с ней.

В последние годы в научном сообществе наблюдается бурный интерес к метаповерхностям на основе диэлектрических и металлических частиц, на которых происходит резонансное рассеяние электромагнитного излучения [16, 17]. Несмотря на то, что теория рассеяния на частицах сферической формы была разработана в начале XX века немецким физиком Густавом Ми [18], структуры на основе резонансных частиц получили должное внимание только в последние

несколько лет. Во многом это объясняется развитием технологий наноструктурирования, позволившим создавать структуры, работающие в оптическом диапазоне. Следует отметить, что движущей силой стали дешевые и массовые технологии, такие как фото - и наноимпринт литографии. Развитию направления метаповерхностей также способствовал прогресс в области вычислительных технологий, позволивший исследовать структуры вне зависимости от их материалов, размеров и формы.

К настоящему времени уже создано множество метаматериальных структур, работающих на различных физических принципах, среди которых стоит выделить следующие классы. Плазмонные метаматериалы, состоящие из металлических частиц, решеток, позволяют достигать беспрецедентного усиления и локализации электромагнитных полей. Одной из главных особенностей плазмонных систем являются высокие омические потери. Для большинства практических приложений это является существенным недостатком, однако в некоторых случаях данное свойство полезно, например, в задачах локального нагрева и термометрии. Альтернативой плазмонным системам являются полностью диэлектрические материалы, состоящие из чередующихся диэлектрических слоев (фотонные кристаллы), либо диэлектрических резонаторов. Они отличаются малыми потерями и позволяют получать высокодобротные резонансы, однако их главный недостаток состоит в больших размерах. Метаматериальные системы могут быть достаточно простыми и представлять собой массивы полос или частиц, и при этом обладать нетривиальными электромагнитными характеристиками. В таких структурах возможно возбуждение множества резонансных процессов. На рисунке 1.1 представлен пример гибридной решётки, и схематично показаны несколько физических процессов в ней. Многообразие ярко выраженных резонансных явлений, а также возможность их взаимодействия между собой обуславливает разнообразие оптических свойств, которые могут быть использованы для практических приложений.

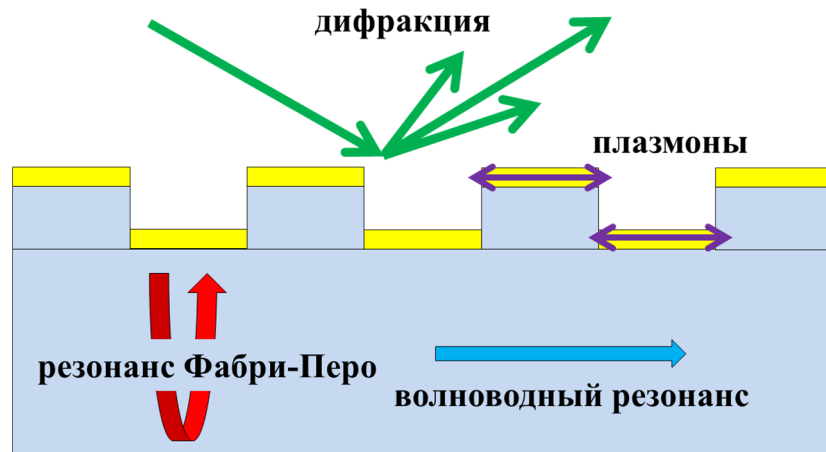


Рисунок 1.1. Многообразие процессов в гибридных решётках.

Многие свойства гибридных решеток обусловлены их периодической структурой. В первую очередь, у решеток, период которых превосходит длину волны падающего света, наблюдается явление дифракции. Свет, падающий на решетку, дифрагирует на неоднородностях. Каждая из неоднородностей (гребень, канавка и т.д.) становится источником вторичных волн, которые интерферируют друг с другом. При этом существуют углы падения, при которых отраженный/ прошедший свет претерпевает конструктивную интерференцию. Для этого необходимо, чтобы разность оптических путей света, отраженного от соседних рассеивателей была кратна целому числу длин волн [19]:

$$\Lambda \sin(\theta_i) - \Lambda \sin(\theta_d) = m\lambda$$

где Λ - период решетки, θ_i - угол падения, θ_d - угол отражения, λ - длина волны света, m - целое число, означающее порядок дифракции. Данное соотношение может быть переписано для волновых векторов.

$$k_{m,x} = k_{i,x} + mG \quad (1.1)$$

где $G = \frac{2\pi\lambda}{\Lambda}$ - постоянная обратной решетки. Начиная с некоторого m , волновые вектора становятся чисто мнимыми - данные порядки дифракции являются ближнепольными (эванесцентными). Нулевой порядок дифракции всегда является

распространяющейся волной. Когда один из высших порядков дифракции распространяется вдоль решётки, то есть при выполнении условия $\frac{m\lambda}{\Lambda} = -\sin(\theta) \pm 1$, в спектрах могут наблюдаться резонансные особенности, называемые рэлеевскими аномалиями. При этом происходит резкое перераспределение энергии между дифракционными порядками. Оптические свойства решеток зависят от соотношений между периодом решетки Λ и длиной волны света λ , взаимодействующего с ней. При $\Lambda \gg \lambda$ имеет место дифракционный режим, описанный выше. При $\lambda > \Lambda$ решетка является субволновой и в дальней зоне наблюдается только нулевой порядок дифракции. В случае $\lambda \gg \Lambda$ решетка может быть представлена как квазиоднородная анизотропная среда с эффективными оптическими параметрами. Случай $\Lambda \approx \lambda$ является наименее исследованным, и, поэтому, представляет особый интерес. Когда подложка, на которой размещена решётка имеет конечную толщину, в ней могут возбуждаться волноводные моды благодаря высшим порядкам дифракции и эффекту полного внутреннего отражения. При этом существуют условия на значения диэлектрических проницаемостей материала подложки и окружающих сред:

$$\sqrt{\varepsilon} \leq \left| \sqrt{\varepsilon} \sin(\theta_{inc}) - m \frac{c}{f \cdot \Lambda} \right| < \sqrt{\varepsilon_{avr}} \quad (1.2)$$

θ_{inc} – угол падения, ε_{avr} – усреднённая диэлектрическая проницаемость материала волновода, ε - диэлектрическая проницаемость окружающей среды.

В металлических решетках, кроме рэлеевских аномалий могут возникать поверхностные плазмон-поляритоны. Они наблюдаются при меньших частотах, чем аномалии Рэля и представляют собой чередующиеся минимумы и максимумы в спектре отражения. О них речь пойдёт в пункте 1.3.

1.2. Резонансное рассеяние электромагнитных волн

В качестве «строительных блоков» метаматериалов активно применяются элементы простейших геометрических форм – шар, куб, цилиндр и т.д. Они

представляют собой наиболее технологически простые, и в то же время эффективные резонаторы. Впервые задача рассеяния плоской электромагнитной волны на сферической частице была решена в 1908 году немецким физиком Густавом Ми. Несмотря на простоту геометрии (рисунок 1.2а), решение наглядно демонстрирует эффекты дифракции и позволяет интерпретировать процессы в объектах более сложной формы. Это особенно важно, поскольку задача дифракции электромагнитной волны имеет аналитическое решение только для нескольких простейших геометрических структур. Решение Ми является разложением рассеянной электромагнитной волны по сферическим гармоникам, выраженным через функции Рикатти-Бесселя.

Сечения рассеяния Q_{sca} и поглощения Q_{abs} представляют собой сумму вкладов электрических и магнитных мультипольных резонансов, возбуждаемых падающей волной. Физический смысл данных величин – отношение интенсивности рассеянного (поглощённого) света к падающему световому потоку. Их сумма называется сечением экстинкции, которое показывает ослабление прошедшей волны в результате рассеяния и поглощения. Решение Ми не зависит от материала частицы и применимо для частиц с размерами порядка длины волны падающего излучения. Стоит отметить, что некоторая неточность имеет место для крупных частиц, когда появляется необходимость учитывать область тени. Примеры спектров и распределения полей резонансов низших порядков для кремниевой наночастицы в видимом диапазоне приведены на рисунке 1.2а. Данные колебания представляют собой электрический и магнитный диполи. Объяснить, что из себя представляют электрический и магнитный диполи.

В том случае, когда рассеяние происходит на частице с отрицательной диэлектрической проницаемостью, резонансы называются локализованными плазмонами (ЛПП). Их особенностью является наличие резонанса при рассеянии на частицах сколь угодно малого размера. Данное условие выполняется в

металлах при частотах, меньших плазменной. Стоит отметить, что в этом случае возбуждаются только электрические мультиполи, но не магнитные. Наглядный график зависимости резонансов M_i от действительной части диэлектрической проницаемости приведен на рисунке 1.2б для безразмерного параметра ka [20], где k - волновой вектор, a - диаметр сферы. Для диэлектрических частиц больших размеров, т.е. при больших значениях ka называются модами шепчущей галереи и представляют собой мультипольные резонансы высших порядков.

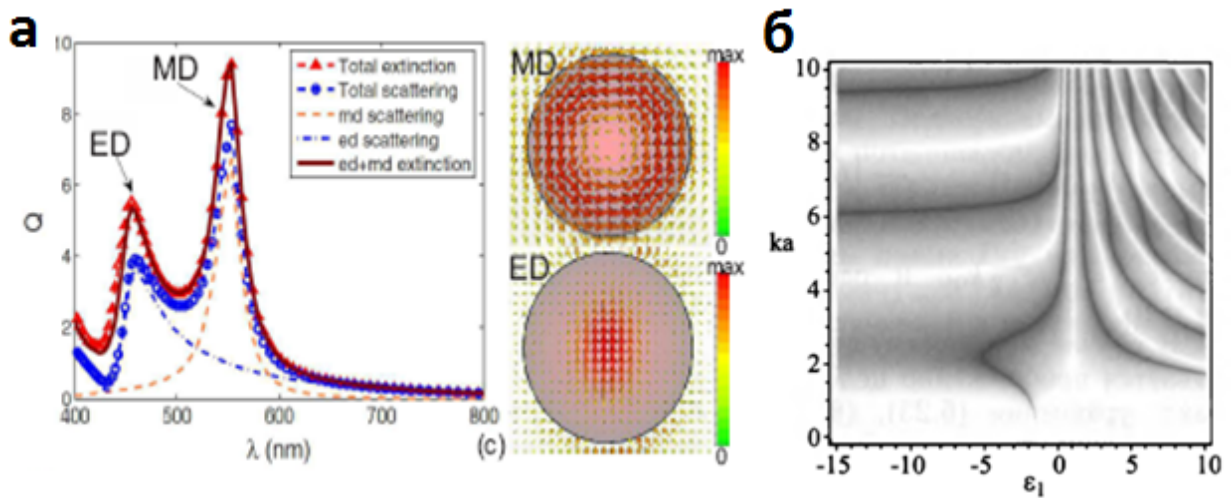


Рисунок 1.2. а) Сечение рассеяния сферической кремниевой частицы и распределение электрического поля при магнитном и электрическом резонансах Ми [25]; ED и EM - электрический и магнитный диполи. б) Зависимость сечения рассеяния сферической частицы от действительной части диэлектрической проницаемости и безразмерного параметра ka [14].

Системы на основе наборов частиц, активно исследуются в настоящее время, о чём свидетельствуют недавно открытые эффекты связанных состояний в континууме [21], топологически защищённых фотонных состояний [22], гигантского рамановского рассеяния [23], многократного усиления нелинейных эффектов [24]. При объединении резонансных частиц в массивы может возникать большое количество явлений, которые могут, как усиливать, так и ослаблять исходные резонансы. Например, при объединении наноплазмонных частиц в периодические цепочки или двумерные массивы при условии перекрытия ЛПР и

дифракционной рэлеевской аномалии возникает поверхностный решёточный резонанс, который, в отличие от рассеяния на уединённой частицы обладает существенно большей добротностью. По сути, в рассматриваемом случае плазмонный массив являет собой фазированную антенную решётку, элементы которой осциллируют с определённым фазовым сдвигом друг относительно друга. Ещё одним способом достижения узких спектральных особенностей в системах на плазмонных частицах является совмещение металлической нанорешётки с диэлектрическим волноводом.

Аналогично, явления, наблюдаемые в массивах, состоящих из диэлектрических рассеивателей отличаются многообразием. Например, диэлектрические субволновые решетки из материалов с высоким показателем преломления могут проявлять уникальные свойства широкополосной высокотражающей поверхности, высокодобротного резонатора, либо просветляющей структуры [26]. В случае высококонтрастной решетки т.е. (в режиме $\lambda/n < \Lambda$, но $\lambda > \Lambda$), в материале полос решетки возникают высшие порядки дифракции, которые могут интерферировать друг с другом. Для получения вышеперечисленных эффектов необходимо реализовать режим двух мод, когда существует только один высший порядок дифракции. В случае их деструктивной интерференции на выходной плоскости решетки реализуется случай высокого отражения. Для сильного прохождения необходимо соблюсти то же условие на входной плоскости. Случай высокодобротного резонатора наблюдается при конструктивной интерференции на обеих плоскостях решетки.

По ряду эффектов ведутся активные дискуссии об их физических причинах. Например, нередко можно встретить работы, в которых авторы объясняют электромагнитные свойства метаповерхностей на основе диэлектрических полос резонансами Ми. В свою очередь, Р.Магнусон в своей статье «Wideband dielectric metamaterial reflectors: Mie scattering or leaky Bloch mode resonance?» [27] подвергает критике данную интерпретацию и связывает данные эффекты с

квазиволноводными резонансами. Он приводит пример того, как можно убедиться в том, имеет ли место рассеяние Ми. Для этого нужно добавить в систему тонкую плёнку из того же материала, что и диэлектрические полосы. Это приведёт к нарушению резонанса Ми, в то время как квазиволноводный резонанс лишь слабо изменит своё спектральное положение.

1.3. Поверхностные плазмон-поляритоны

Кроме локализованных плазмонов в наночастицах существуют бегущие плазмоны (плазмон-поляритоны), распространяющиеся вдоль границы металл-диэлектрик. Интерес к ним обуславливается их возможностями локализовывать электрические поля в десятки и сотни раз и усиливать их на несколько порядков. Благодаря данным свойствам плазмон-поляритоны часто используются в метаповерхностях для задач модуляции света и детектирования биообъектов.

Закон дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов получается путем решения уравнений Максвелла. Решение ищется в виде волны, распространяющейся вдоль границы раздела и экспоненциально затухающей по мере удаления от неё (геометрия задачи изображена на рисунке 1.3):

$$E^d = E_0^d \exp(-i\omega t) \exp(ik_x x - k_z^d z)$$

$$E^m = E_0^m \exp(-i\omega t) \exp(ik_x x + k_z^m z)$$

где $\varepsilon_m(\omega), \varepsilon_d(\omega)$ - диэлектрические проницаемости металла и диэлектрика ω - частота света. После подстановки выражений для E^d и E^m в волновое уравнение и сшивке полей с помощью граничных условий, получается:

$$\frac{k_x^2 - \varepsilon_m \omega^2}{k_x^2 - \varepsilon_d \omega^2} = \left(\frac{k_z^m}{k_z^d} \right)^2$$

Для качественной оценки закона дисперсии можно воспользоваться диэлектрической проницаемостью металла, приближенно описываемой моделью Друде [14]

$$\varepsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

где ω - частота, $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{m^*}}$ - плазменная частота, определяемая концентрацией электронов в металле n и их эффективной массой m^* .

$$k_x = k_{sp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_m(\omega)\varepsilon_d(\omega)}{\varepsilon_m(\omega) + \varepsilon_d(\omega)}} \quad k_{j,z}^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\varepsilon_j^2(\omega)}{\varepsilon_m(\omega) + \varepsilon_d(\omega)} \quad (1.3)$$

k_{sp} - волновой вектор поверхностного плазмон-поляритона.

После подстановки друдеской диэлектрической проницаемости в закон дисперсии плазмонов, получаются требования на свойства системы:

- $\varepsilon_m(\omega) * \varepsilon_d(\omega) < 0$
- $\varepsilon_m(\omega) + \varepsilon_d(\omega) < 0$

Закон дисперсии плазмонов показан на рисунке 1.3. Поскольку при ограниченных значениях частоты достижимы большие значения волновых векторов, длина волны плазмонов может уменьшаться во много раз по сравнению с длиной волны порождающего её света. Из дисперсионного соотношения с учетом мнимости поперечной компоненты волнового вектора можно определить взаимосвязь продольной и поперечной компонент волнового вектора:

$$k_{\parallel}^2 - |k_{\perp}^2| = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2$$

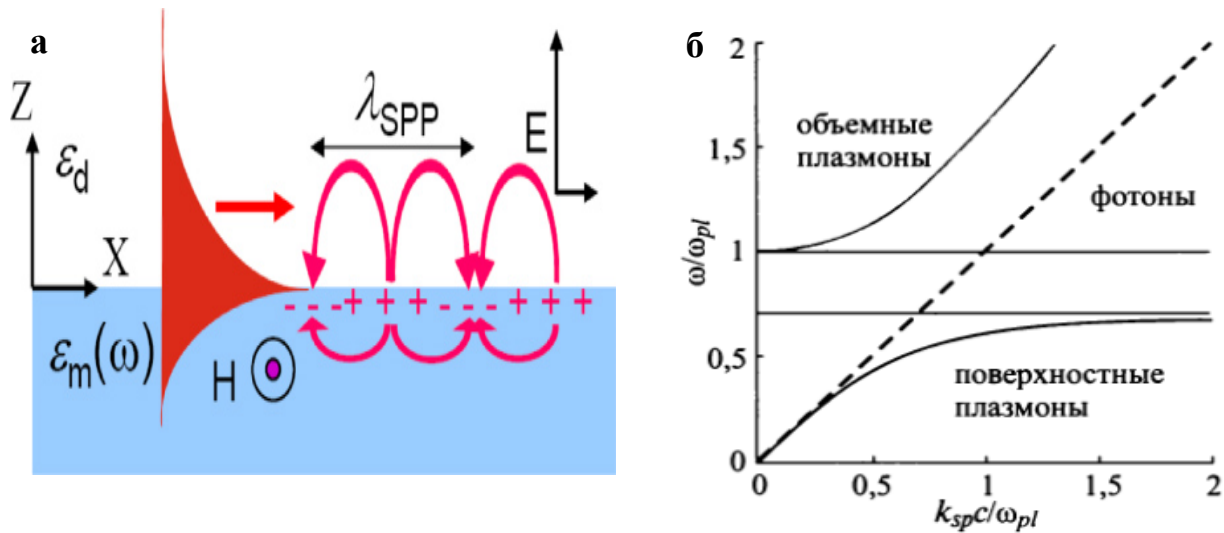


Рисунок 1.3. а) Распространение поверхностного плазмон-поляритона на границе металл-диэлектрик [28]. б) Закон дисперсии плазмонов [14].

Поскольку законы дисперсии фотонов и плазмон-поляритонов имеют пересечение только при нулевой частоте, невозможно возбудить плазмон светом без привлечения методов, помогающих выполнить условия закона сохранения импульса. Для этого используются различные схемы, работающие на принципе полного внутреннего отражения, а также методы ввода излучения с помощью решетки.

При освещении периодического массива субволновых отверстий в непрозрачной пленке интенсивность проходящего света может быть больше, чем интенсивность непосредственно падающего на отверстия света - данное явление называется экстраординарным оптическим пропусканием (ЭОП). Впервые эффект был рассмотрен в работе [29]. На данный момент не существует единой теории, объясняющей данный эффект. В большинстве работ, посвященных анализу экстраординарного прохождения света, рассматривается металлическая пленка с субволновыми отверстиями. В данной системе могут возникать различные типы электромагнитных возбуждений: симметричные и антисимметричные плазмоны, распространяющиеся вдоль поверхности пленки, а также щелевые плазмоны [30, 31]. Плазмоны первого типа проявляются в спектре пропускания в виде резких резонансных особенностей (аномалии Вуда), положение которых зависит от

периода решетки. Они возникают благодаря тому, что решетка позволяет выполнить условие фазового синхронизма. Вследствие рассеяния на неоднородностях решетки, они могут переизлучаться, либо преобразовываться в плазмоны второго типа, распространяющиеся в щелях, как в волноводах типа "металл-диэлектрик-металл".

Плазмоны могут распространяться и в слоистых средах. Простейшие структуры типа металл-диэлектрик-металл и диэлектрик-металл-диэлектрик могут выступать в качестве плазмонных волноводов. Плазмоны на обеих границах раздела взаимодействуют друг с другом с образованием симметричной и антисимметричной мод при условии, что толщина центрального слоя меньше характерной длины затухания плазмона в направлении, перпендикулярном его распространению.

1.4. Примеры метаповерхностей

Рассмотренные выше резонансные объекты используются в качестве основы для создания метаматериалов и метаповерхностей. Принцип их работы заключается в изменении амплитуды и фазы падающей электромагнитной волны. На основе диэлектрических и плазмонных резонаторов созданы частотно-селективные метаповерхности, играющие роль фильтров (рисунок 1.5а) [32], поляризаторов. Спектральное положение локализованного плазмонного резонанса можно контролировать путем изменения материала и формы частиц. Данный эффект был использован для создания световых фильтров, биосенсоров, голограмм.

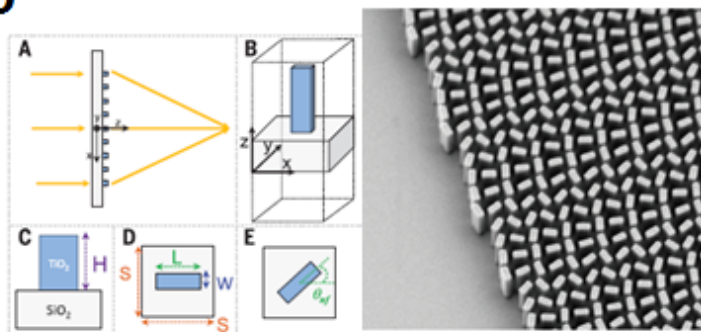
Хорошо известно, что в обычном случае резонанс изменяет фазу колебаний на π . Это свойство широко используется для создания дефлекторов пучка [33]. Преимуществом диэлектрических систем на резонансах Ми является возможность спектрального перекрытия магнитного и электрического резонансов. При этом диапазон изменения фазы находится в пределах от 0 до 2π . Это позволяет создавать на основе частиц с высоким показателем преломления

плоские линзы (рисунок 1.5б) [34] и устройства сингулярной оптики для формирования пучков с ненулевым орбитальным моментом (вортексов) (рисунок 1.5в) [35, 36]. Разработка массивов резонаторов, которые способны изменять фазу отражённого, либо проходящего света в диапазоне $0-2\pi$ рад, необходима для создания новых модуляторов света, систем оптической коммуникации, устройств формирования изображений, оптических сверхточных нейронных сетей, эффектов фотонного спин-орбитального взаимодействия.

а



б



в

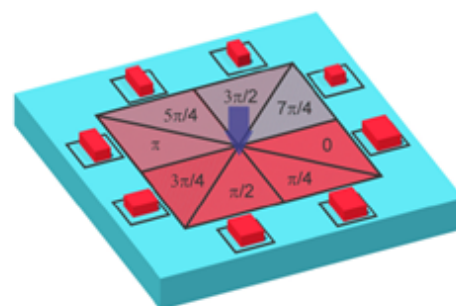


Рисунок 1.5. Примеры метаповерхностей.

а) Отражательные оптические фильтры, состоящие из плазмонных наноцилиндров; пример изображения на их основе [32]. б) Плоская линза на основе диэлектрических столбиков [34]. в) Метаповерхность, генерирующая пучки с угловым орбитальным моментом, составленная из диэлектрических элементов, поддерживающих резонанс Ми [37].

Две или более метаповерхности могут быть сгруппированы вместе для достижения необходимых оптических свойств; такие структуры называются

каскадными метаповерхностями. Наличие каскада однотипных метаповерхностей позволяет увеличить рабочую полосу частот данных устройств. Особый интерес представляют ситуации, когда устройство состоит из структур различных типов. Например, теоретически показано, что параллельно расположенные пассивная и активная метаповерхности могут функционировать как идеальная линза. Данный метод позволяет избежать главной трудности традиционного подхода к созданию идеальных линз – необходимости использования метаматериала с отрицательным показателем преломления. Например, в работе [38] представлен многоугловой ретрорефлектор для широкого диапазона углов падения света, состоящий из двух градиентных метаповерхностей. Первая из них осуществляет преобразование Фурье, а другая инвертирует одну из компонент импульса светового пучка. Как отмечают авторы работы, в настоящее время данный результат нельзя получить с помощью однослойной метаповерхности.

1.5. Динамически перестраиваемые метаповерхности

Создание полностью оптических логических схем требует создания устройств, чей электромагнитный отклик эффективно модулируется при внешнем воздействии. Существует большое количество методов изменения электромагнитных свойств материалов, однако многие из них обладают невысоким быстродействием. Например, время переключения термических и механических модуляторов света обычно превышает единицы миллисекунд. Сверхбыстрого изменения оптических свойств можно добиться с помощью полностью оптических переключений [39], а также методами, основанными на инъекции носителей заряда. Одним из наиболее часто используемых методов для создания полностью оптических модуляторов, является применение материалов, обладающих высокими значениями керровской нелинейности. Как известно, оптические константы материала зависят от интенсивности проходящего через

него электромагнитного излучения. Проблема состоит в том, что для достижения приемлемых значений изменения показателя преломления, пригодных для практических применений, требуются очень высокие интенсивности полей. Чтобы усилить эффекты нелинейности, применяют высокодобротные диэлектрические структуры типа фотонно-кристаллических [40], кольцевых резонаторов [41]. В последние годы наблюдается повышенный интерес к метаповерхностям благодаря их высокой эффективности взаимодействия с электромагнитным излучением.

Активно ведется поиск материалов, изменяющих свои оптические характеристики, чувствительных к внешним воздействиям. Среди них, в первую очередь стоит отметить материалы, обладающих фазовым переходом типа полупроводник-металл. Наиболее впечатляющие результаты были получены в работах, посвященных диоксиду ванадия. Фазовый переход в данном материале наблюдается при температуре 68 градусов Цельсия, при этом изменение проводимости достигает 3-4 порядка для тонкоплёночных образцов и свыше 5 для нанопроволок [42, 43]. Для нанофотоники данный материал ценен тем, что переход может происходить под воздействием электромагнитного излучения. Время переключения из полупроводникового в металлическое состояние может быть менее 50 фс [44]. Данный факт позволяет рассматривать диоксид ванадия в качестве одного из основных кандидатов на роль материала для сверхбыстрых модуляторов электромагнитного излучения (рисунок 1.6а). Существенный прогресс наблюдается в области усиления магнитооптических эффектов. Благодаря плазмонным наноструктурам значения модуляции отклика удалось увеличить более чем на 2 порядка по сравнению с традиционными плёночными устройствами [45] (рисунок 1.6б). Стоит отметить, что интенсивные исследования ведутся в области применения двумерных материалов, таких как графен, селенид молибдена, GeSbTe, обладающего фазовым переходом типа “кристалл-аморфный материал», магнитооптические вещества [46] и топологические изоляторы [47].

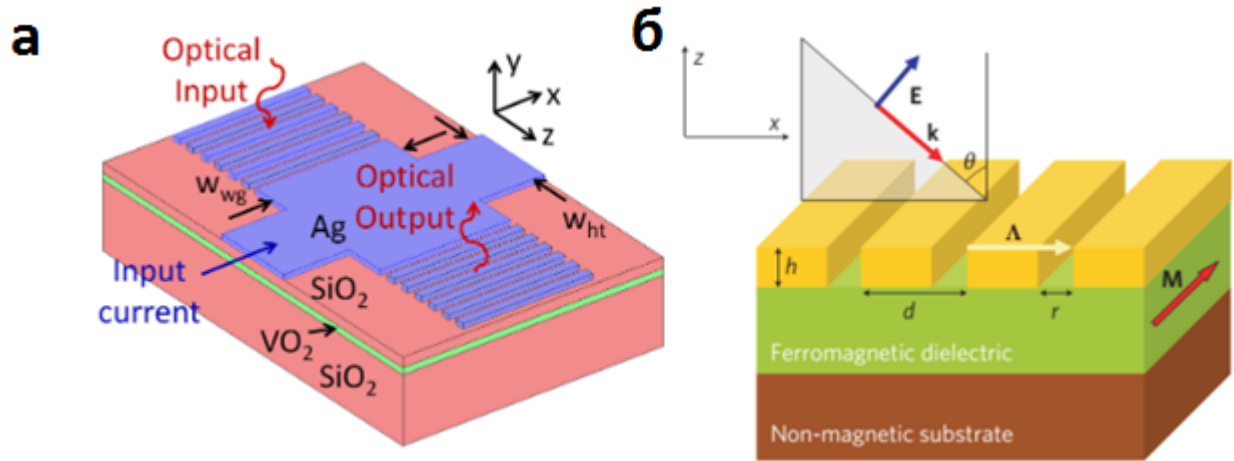


Рисунок 1.6. Динамически управляемые структуры нанопотоники.

- а) Наноплазмонный волновод с встроенным слоем из диоксида ванадия [45].
- б) Плазмонная нанорешетка, усиливающая магнито-оптический эффект Керра [46].

Несколько лет назад появилось новое направление цифровых (программируемых) метаповерхностей. Каждый элемент метаповерхности может находиться в одном из состояний (двух или более, в зависимости от количества битов), которое задаётся внешним контроллером. При этом фаза электромагнитной волны, отраженной (прошедшей) через элемент структуры изменяется на определённую величину [48, 49]. К настоящему моменту уже реализованы программируемые метаповерхности СВЧ и терагерцового диапазонов, как правило, состоящие из массивов LC-резонаторов со встроенными вариакпами [50]. Создание цифровых метаматериалов видимого и ИК-диапазонов по-прежнему остается нерешённой проблемой, актуальной для таких задач, как создание голографических структур, элементов оптической памяти, дефлекторов пучка, а также для формирования волновых фронтов сложной формы. Крайне перспективным вариантом развития данной направления выглядит концепция создания самообучающихся искусственных нейронных сетей на основе каскадов метаповерхностей для обработки изображений в реальном времени [51]. Для достижения данной цели необходимо создание эффективных динамически

перестраиваемых резонаторов, способных изменять фазу электромагнитной волны в диапазоне $0 - 2\pi$ рад.

Глава 2. Формирование и исследование электромагнитных свойств поляризационных систем на основе субволновых плазмонных решёточных метаповерхностей

2.1. Поляризационные структуры на основе решёточных метаповерхностей

В настоящее время активно ведутся исследования периодических наноплазмонных структур, обладающих высокими поляризационными качествами, а также высокой чувствительностью к оптическому излучению. Диссертационная работа начиналась с исследования процессов в субволновых решётках т.е. периодических структурах, период которых меньше длины волны света, с которым они взаимодействуют. В последние годы такие структуры рассматриваются как простейшие метаповерхности, и в литературе получил распространение термин «решёточная метаповерхность». Одним из вариантов их реализации являются гибридные металл-диэлектрические 1D - 2D субволновые решетки, проявляющие ярко выраженный поляризационный эффект.

Решетки используются в современных устройствах обработки информации в качестве интерфейсных устройств ввода/вывода светового сигнала, мультиплексоров и демультимплексоров для селекции, разделения или объединения оптических каналов, отличающихся длиной волны света или поляризацией [52]. Структурирование материалов позволяет создавать высокочувствительные химические и биологические сенсоры, работающие за счет высокой чувствительности к диэлектрическому окружению (изменению показателя преломления) с точностью вплоть до фемтограмм на мм^2 . [53] Помимо перечисленных применений, решетки могут выступать в качестве световых фильтров, избирательных зеркал, поглотителей и других оптических элементов. К актуальным задачам направления дифракционных решёток стоит отнести получение высоких значений дифракционной эффективности, необходимой для задач спектрометрии и получения некогерентных лазерных пучков высокой интенсивности [54].

Одномерные металлические решетки с субволновыми щелями обладают поляризационной селективностью [55]. Характерной величиной, позволяющей судить о поляризационных качествах поляризатора является отношение экстинкции, равное отношению интенсивности прошедших ТМ и ТЕ-волн. ТМ-моды могут распространяться в щелевых волноводах при любой частоте падающего излучения. ТЕ-моды тоже могут, но только начиная с определенной частоты и выше. Данная частота называется частотой отсечки и численно совпадает с частотой возникновения щелевой ТМ-моды первого порядка. ТЕ-мода нулевого порядка не возбуждается в щелевом волноводе [56]. Использование подложек с высокой диэлектрической проницаемостью позволяет увеличить частоту отсечки. Отношение интенсивностей прошедших ТМ и ТЕ волн для терагерцового диапазона достигнуто 10^7 в работе [57]. Для видимого диапазона лучшие значения данного параметра около 10^3 [58]. Потребность в высококачественных и дешевых поляризаторах обуславливается не только традиционными задачами, такими, как поляризационные элементы измерительного оборудования и компоненты ЖК-мониторов. Относительно недавно возник интерес к использованию поляризации для задач удаленного детектирования, бесконтактного анализа материалов и структур. Для ряда практических приложений требуется исключительно высокая точность определения поляризационного контраста. Например, в задачах астрономии требуется точность вплоть до 10^{-6} (поиск экзопланет - в данном случае поляризационный контраст вызван магнитными полями, приводящими к эффекту Зеемана) [59].

Поляризация может дать информацию о природе и свойствах наблюдаемых объектов, которую нельзя получить даже в мультиспектральных и гиперспектральных измерениях [60]. Информацию о поляризации может нести отраженный, либо эмитированный объектом свет. Поляризационные характеристики зависят от химического состава и свойств поверхности объекта, угла наблюдения и спектрального диапазона. Свет, приходящий от объектов

природного происхождения (почва, лес, трава), как правило, имеет значительную степень деполяризованной [61] компоненты вследствие большой шероховатости поверхности. В то же время большинство металлических поверхностей практически не деполяризуют свет. Это позволяет детектировать и распознавать рукотворные объекты на фоне природных (например, военную технику, как показано на рисунке 2.2), контрастировать различие в структуре материалов, в частности биологических тканей для задач онкодиагностики [62]. Стоит отметить, что классические решёточные структуры являются не единственным способом детектирования поляризации. Например, крайне интересный результат удалось достичь авторам работы [63]. С помощью оптимизационных методов ими были спроектированы и созданы метаповерхности на основе диэлектрических рассеивателей, позволяющие детектировать одновременно несколько типов поляризации. Прошедший через такую метаповерхность луч разделяется на несколько лучей, обладающих разными поляризациями. Это позволяет определить линейную поляризацию (0, 45, 90, 135 градусов), левую и правую циркулярную поляризации. Иными словами, за счёт пространственного разделения авторам удалось восстановить полный вектор Стокса падающего излучения. К особенностям таких структур, несколько ограничивающих их применение, можно отнести узкий частотный диапазон и крупный размер элементарной ячейки. Вероятно, в будущем, можно ожидать создание компактных поляриметрических систем, способных восстанавливать матрицу Мюллера исследуемого объекта (иными словами, всю информацию о поляризационных характеристиках объектов – деполяризации, линейном и круговом дихроизмах, сдвиге фаз.), или хотя бы нескольких её коэффициентов.

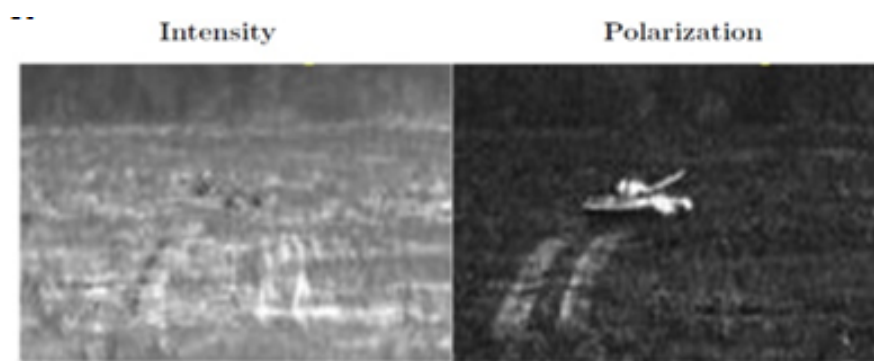


Рисунок 2.2. Обнаружение металлического объекта (танк), находящегося в тепловом равновесии с окружающей средой методами поляриметрии ИК-диапазона [59].

В большинстве случаев для поляриметрических измерений предпочтительны нанорешеточные поляризаторы (НРП), представляющие собой периодические массивы проводящих полос. Они являются компактными, обладают высокими коэффициентами пропускания и экстинкции (отношение интенсивностей прошедших ТМ и ТЕ-волн) в широком диапазоне длин волн. Гибкие нанорешеточные металл-полимерные поляризаторы совместимы не только с плоскими фотоприемными устройствами и элементами, но и с изогнутыми трехмерными структурами. Эта особенность делает возможным их применение в системах с большими углами обзора (вплоть до 360°), изготовленных по аналогии с фасеточными глазами насекомых. Данные устройства создаются путем расположения фотоприемных устройств и системы фокусирующих линз на искривленной поверхности – цилиндре (рисунок 2.3а), сфере (рисунок 2.3.б), - необходимая форма может быть создана, например, с помощью 3D-принтинга, либо других аддитивных технологий. Логичным шагом в развитии устройств детектирования и распознавания является комбинирование широкоформатных систем, способных выделять поляризацию [64]. Можно предположить, что гибкие поляризаторы могут стать перспективными компонентами данных систем.

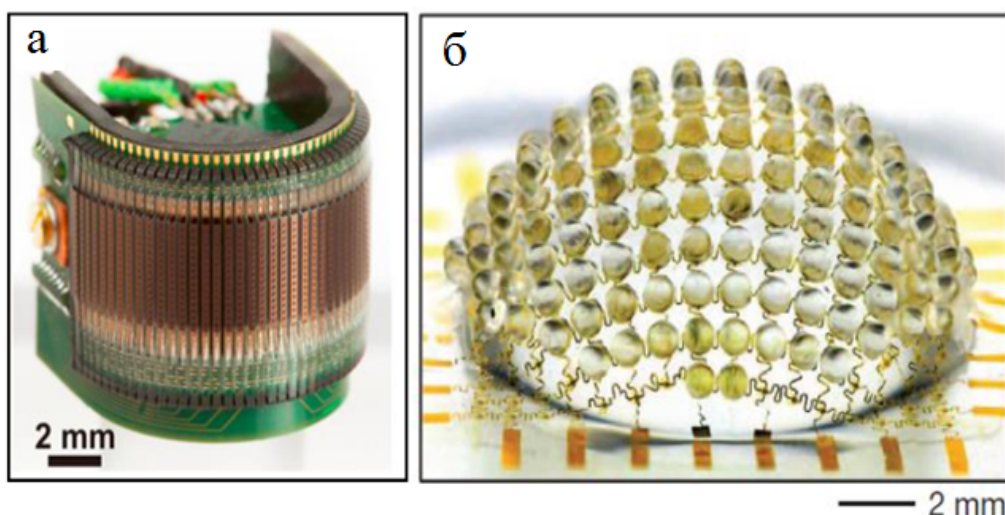


Рисунок 2.3. а) Широкоформатный фотодетектор, работающий по принципу искусственного составного глаза. б) Массив линз для широкоформатного наблюдения.

Наличие в структуре различных оптических резонансов, в том числе перекрывающихся пространственно и спектрально, должно приводить к необычным оптическим свойствам, предсказать которые достаточно сложно [65]. Плазмонные частицы эффективно взаимодействуют с электромагнитным излучением на резонансных частотах, как правило, находящихся в видимой области спектра. Объединённые в решётки и/или резонаторные полости, они представляют собой удобную платформу для создания приборов с требуемым электромагнитным откликом [66]. Одной из главных задач этого направления нанопотоники является создание устройств, обеспечивающих одновременно и спектральную, и поляризационную селективность. Данная глава диссертации посвящена исследованию физических процессов в многоуровневых плазмонных нанорешётках с золотой металлизацией, изготовленных при помощи наноимпринт-литографии, и разработке спектральных и поляризационных фильтров оптического диапазона.

2.2. Формирование нанорешёток с помощью наноимпринт-литографии

В настоящее время для формирования микро- и наноструктурированных поверхностей используются, в основном, методы электронной и штамповой литографии. Метод электронной литографии имеет высокую точность, но является дорогостоящим и малопроизводительным, если речь идёт о создании наноструктур большой площади (свыше 100мкм^2). Для формирования субволновых решёток нами использовалась наноимпринт-литография (штамповая литография). Основным её достоинством является возможность формирования наноструктурированных поверхностей большой площади (сотни квадратных сантиметров) с высокой точностью воспроизводимости рельефа получаемой поверхности [67]. Благодаря простоте использования и уменьшению числа требуемых технологических операций, наноимпринт-литография оптимально подходит для формирования больших массивов периодически расположенных наноразмерных элементов. Большая величина площади получаемых наноструктур упрощает исследование их свойств и позволяет применять их в качестве оптических элементов.

Наиболее простым методом импринт-литографии является термическая печать. Упрощённая схема данного метода приведена на рисунке 2.4. Необходимый рельеф сначала формируется на поверхности мастер-штампа при помощи одного из традиционных литографических методов. Подложка с термопластичным или термоотверждаемым полимером накладывается на поверхность мастер-штампа и нагревается. При некоторой температуре полимер размягчается до такой степени, что полностью заполняет все углубления на поверхности мастер-штампа. Затем подложка со штампом охлаждается, и полимерный отпечаток отделяется от штампа. Заметим, что при такой процедуре штамповки на поверхность полимера переносится инвертированный рельеф по отношению к рельефу мастер-штампа.

В диссертации полимерные матрицы с решёткой субмикронных размеров изготавливались с помощью наноимпринт-литографа Eitre 6 Nano Imprinter компании Obducat (Швеция) и мастер-штампа той же компании. Приставка «нано» в названии литографа означает, что с его помощью можно получать рельеф поверхности с нанометровой точностью. Мастер-штамп представляет собой кремниевую шайбу диаметром 152 мм, вся поверхность которой заполнена периодическим массивом прямоугольных канавок (как показано на рисунке 2.4) со следующими параметрами: период 180 ± 10 нм, глубина канавок 160 ± 10 нм, ширина перемычки 90 ± 10 нм (указаны стандартные допуски на размеры, гарантированные производителем). В качестве исходного полимера для штамповки использовался оригинальный термопластический полимер IPS, который является собственной разработкой компании Obducat, и его состав не раскрывается.

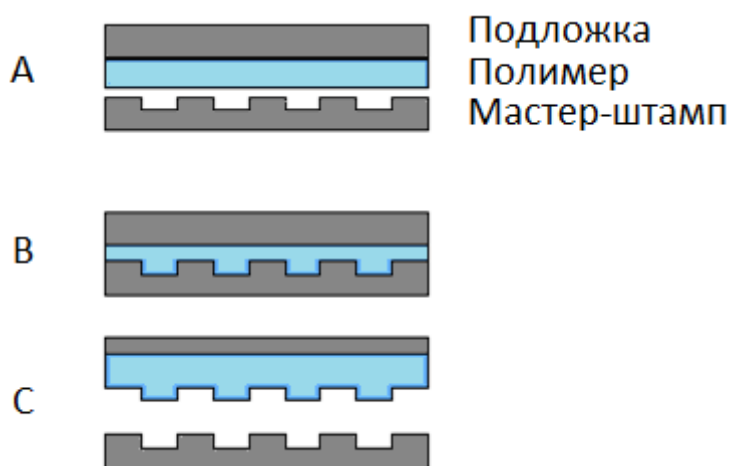


Рисунок 2.4. Последовательность операций при процессе термической штамповки. А - совмещение поверхности полимера и мастер-штампа, В – нагрев и заполнение полимером углублений в штампе, С – охлаждение и отделение оттиска от штампа.

Полимерные оттиски решётки (матрица), полученные методом штамповой литографии, использовались далее как основа для формирования гибридных металл-полимерных решёток. В этой связи возникает ряд задач характеристики свойств матриц. Прежде всего, это изучение получаемого рельефа поверхности и его однородности по площади, а также изучение оптических свойств самой матрицы и материалов, входящих в состав гибридных решёток.

Отличительной особенностью полимера IPS является высокая прозрачность в области ультрафиолета, что позволяет использовать его как промежуточный штамп для импринт-литографии на фотоотверждаемых полимерах. Нам не удалось найти литературные данные относительно оптических свойств данного полимера, поэтому для их определения были измерены эллипсометрические спектры исходных подложек в видимом диапазоне длин волн. Затем на основе модели полубесконечной среды были рассчитаны спектральные зависимости реальной n и мнимой k части коэффициента преломления, которые приведены на рисунке 2.5. В дальнейшем эти данные использовались нами при численном моделировании оптических свойств диэлектрических и гибридных решёток. Все эллипсометрические измерения, приведённые здесь и далее, были выполнены с помощью эллипсометрического комплекса «Спектр 1891», разработанного в ИФП СО РАН. Применение статической схемы значительно упрощает получение спектральных зависимостей эллипсометрических параметров в широком диапазоне длин волн [68].

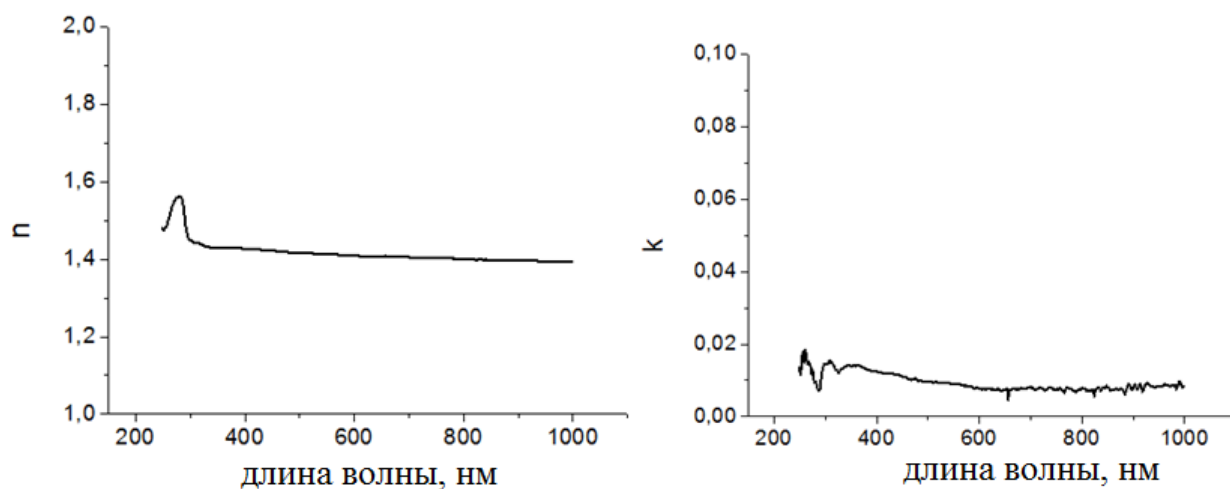


Рисунок 2.5. Зависимости действительной (n) и мнимой (k) части коэффициента преломления света для полимерной плёнки IPS от длины волны.

Было проведено комплексное исследование качества полимерных решёток и влияния несовершенств штамповки на оптические свойства образцов. Изучение рельефа поверхности полимерных отпечатков проводилось с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) Solver 47 Pro российской компании NT MDT. Измерения выполнялись в полуконтактном режиме сканирования с использованием ультратонких зондов с аспектным отношением 12:1. Благодаря таким зондам, с достаточной точностью была измерена глубина канавок оттиска. Однако даже при использовании ультратонких зондов имеется систематическая ошибка для получаемых значений ширины канавок около 20 нм за счёт конечного размера «тали» зонда на значительном (~ 150 нм) удалении от его острия.

В ходе исследований получаемого рельефа матрицы было выявлено два негативных факта. Во-первых, глубина канавок оказалась на 20-30 нм меньше, чем ожидалось, а вершины полос в поперечном сечении имели овальную форму вместо плоской. Это указывало на то, что режим штамповки, рекомендованный производителем полимера IPS, в случае формирования рельефа с высоким аспектным отношением далёк от оптимального, т.е. полимер не заполняет полностью канавки мастер-штампа. Во-вторых, на поверхности оттиска были обнаружены точечные и протяжённые дефекты, видимые в оптическом

микроскопе только в режиме тёмного поля. Протяжённые дефекты были видны как нитевидные кривые линии длиной от единиц до десятков микрон.

Для выяснения морфологии дефектов были проведены АСМ измерения в тех областях отпечатка, где они наблюдались. На рисунке 2.6 приведены типичные АСМ-изображения протяжённых дефектов (изображения а и б). Хорошо видно, что протяжённый дефект представляет собой цепочку точечных дефектов, вытянутую в некотором направлении, некоррелированном относительно решётки. На рисунке 2.6в с приведено увеличенное АСМ-изображение фрагмента цепочки. Видно, что точечные дефекты имеют характерный размер менее 400 нм, и именно поэтому они не наблюдаются в оптический микроскоп в светлом поле.

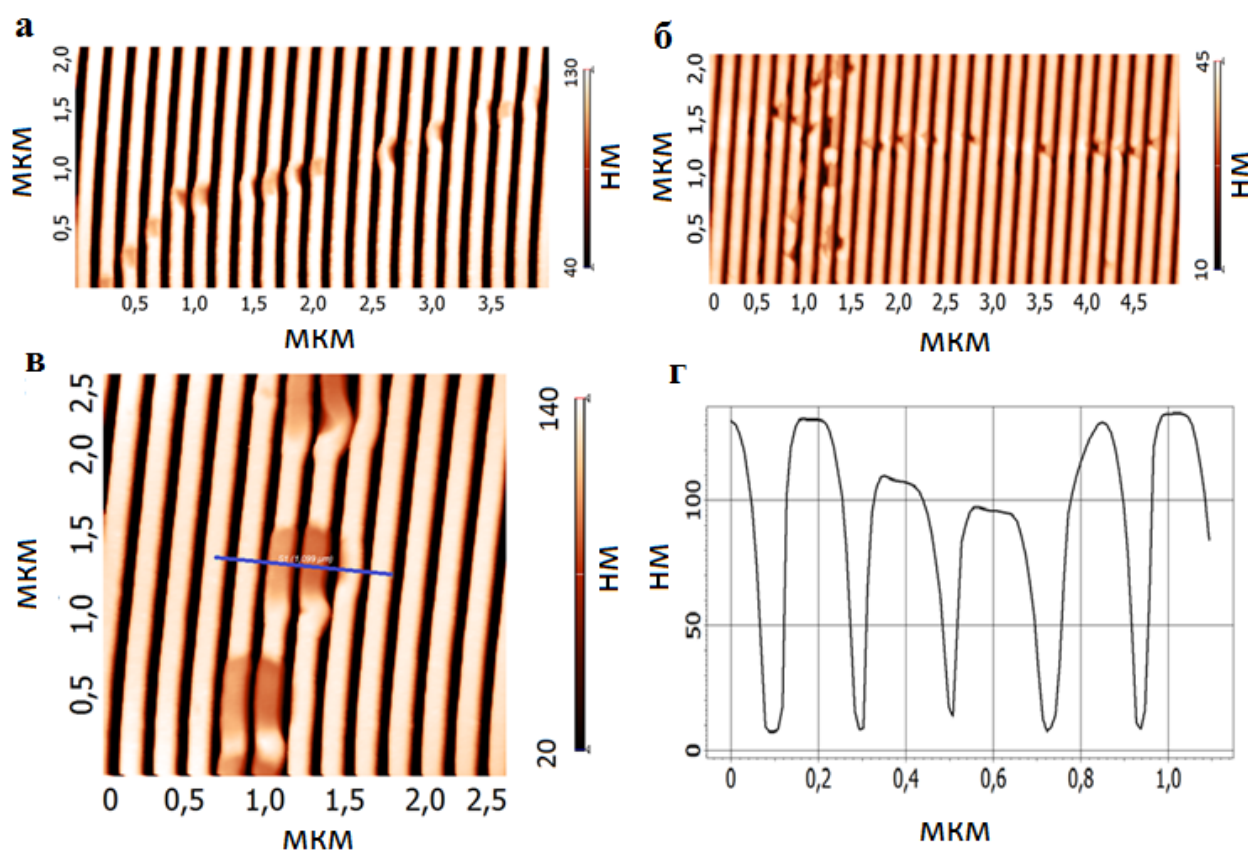


Рисунок 2.6. АСМ-изображения дефектов на поверхности оттиска решётки. а-б) характерный вид протяжённых дефектов на двух разных участках отпечатка, в) – увеличенный фрагмент цепочки, г) – профиль рельефа вдоль линии, отмеченной на изображении в.

В ходе дополнительных исследований было установлено, что наблюдаемые дефекты являются следствием технологического процесса штамповки, а не дефектами мастер-штампа, которые могли бы переноситься на отпечаток. Причиной их возникновения являются пузырьки воздуха, остающиеся между полимером и кремниевым штампом, и их миграция в фазе охлаждения. Сотрудниками лаборатории, в которой выполнялась диссертационная работа, была проведена тщательная работа по оптимизации технологии получения решеток с воспроизводимыми геометрическими характеристиками и малым числом дефектов. В результате проделанной работы удалось полностью избавиться от протяженных дефектов и снизить плотность точечных дефектов до $\sim 20\text{-}50\text{ шт/мм}^2$. На рисунке 2.7 представлено АСМ-изображение полимерной матрицы, полученной по оптимизированной технологии термопечати. Период решётки составил 190 нм, а глубина рельефа – 150 нм. Перепад высот на поверхности полимерных полос на длине 4-5 мкм не превышает ~ 5 нм. Отметим, что атомно-силовая микроскопия позволяет точно определить только два геометрических параметра решётки: период и глубину канавки. Точность определения ширины канавки зависит от формы зонда.

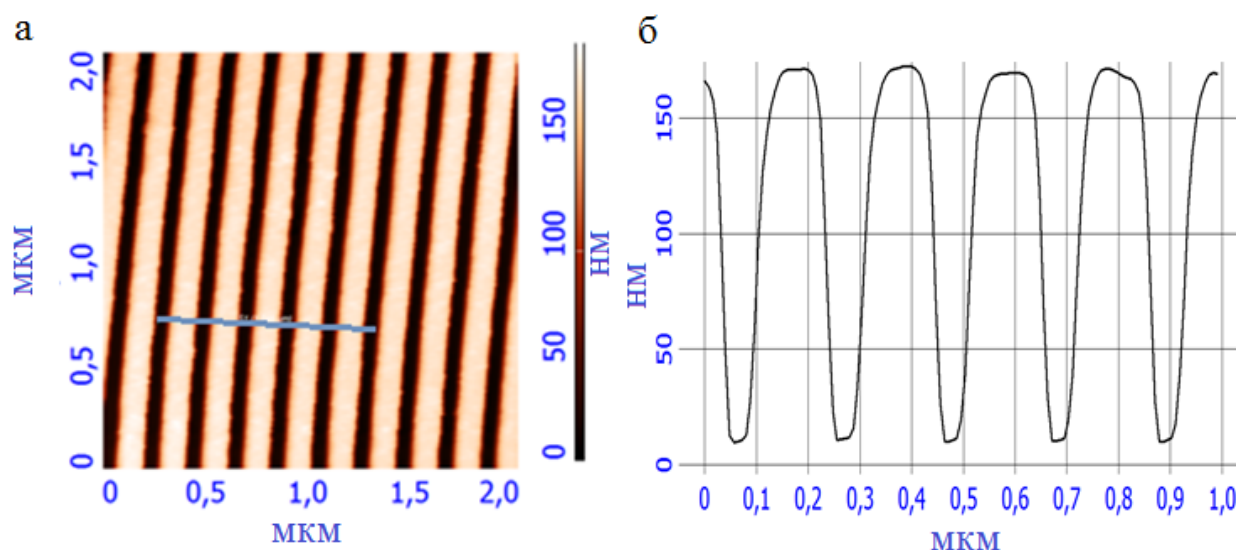


Рисунок 2.7. а) АСМ-изображение поверхности полимерной матрицы. б) Профиль рельефа поверхности вдоль отмеченной линии (справа).

Помимо определения геометрических параметров решётки мы проверили воспроизводимость параметров рельефа по всей площади отпечатка. С этой целью из различных участков отпечатка диаметром 150 мм было вырезано шесть образцов прямоугольной формы, как показано на рисунке 2.8. На этом же рисунке справа приведены, спектральные зависимости эллипсометрического параметра Ψ , измеренные для данных образцов в нескольких точках (плоскость падения луча перпендикулярна полосам решётки). Поляризационные измерения методом эллипсометрии имеют высокую чувствительность к морфологии поверхности, однако мы видим, что спектры для разных участков отиска воспроизводятся с высокой точностью. Это говорит о том, что отпечаток имеет высокую однородность оптических свойств по площади. Наблюдаемые отличия в спектрах могут быть связаны с недостаточной точностью ориентации образцов относительно плоскости падения луча.

Возвращаясь к теме дефектов отпечатка решётки, необходимо сделать важное замечание. Само по себе наличие точечных дефектов размером ~ 0.5 мкм, даже в виде цепочек, не может заметно повлиять на оптические свойства решёток, поскольку доля поверхности, занятой дефектами, по нашим оценкам не превышает 10^{-3} в самом худшем случае. Для решёток, изготовленных по оптимизированной технологии штамповки, эта доля падает ещё на два порядка. Однако если при формировании гибридных решёток используется метод переноса металла с поверхности решётки (подробнее данный метод будет описан ниже), то наличие протяжённых дефектов в виде цепочек чрезвычайно важно. Выполненное нами экспериментальное исследование показало, что при переносе металлических полосок они разрываются в месте нахождения дефектов, и на поверхности могут оставаться фрагменты полосок длиной до несколько микрон.

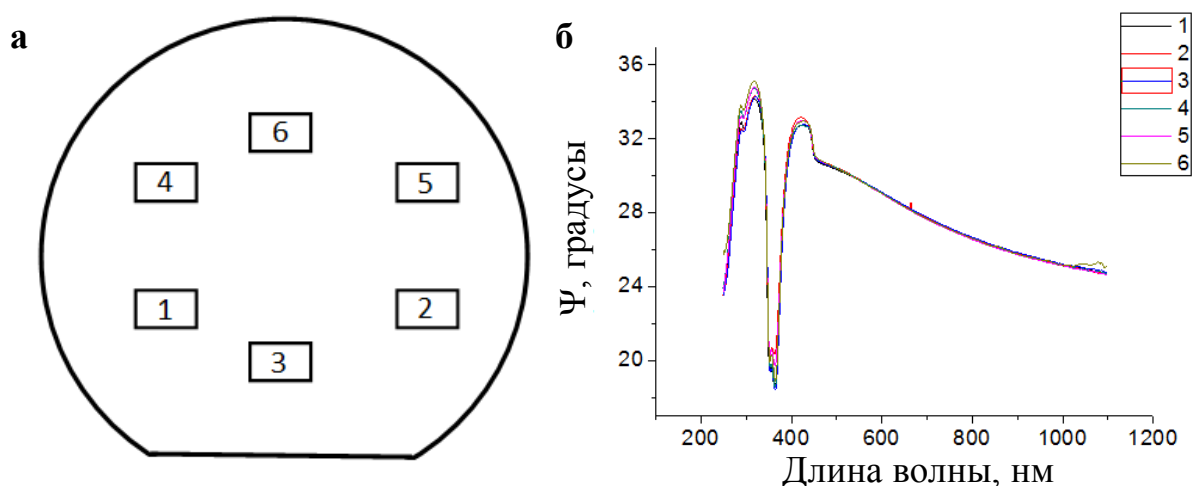


Рисунок 2.8. а) Карта расположения образцов №1-6 на полимерном отпечатке б) Спектральные зависимости эллисометрического параметра Ψ для образцов №1-6; плоскость падения луча перпендикулярна полосам решётки.

Если процедура переноса повторяется несколько раз, то на месте цепочки дефектов возникает непрерывный островковый дефект неопределённой формы, представляющий собой плёнку металла переменной толщины, что скажется и на оптических свойствах. Именно по этой причине нами были затрачены серьёзные усилия на оптимизацию технологии формирования исходной матрицы решётки.

В работе исследуются гибридные решётки, полученные напылением металла на полимерную матрицу с решёткой. В качестве материала металлизации было выбрано золото, данный выбор диктовался следующими причинами. Во-первых, золото является традиционным материалом плазмоники в видимом диапазоне спектра. Во-вторых, для объёмного золота и толстых плёнок подробно изучены оптические константы [69], эти данные используются многими исследователями для структур на основе золота. В-третьих, золото является химически стойким элементом, а методы вакуумного напыления просты и хорошо отработаны. В-четвёртых, золото имеет слабую адгезию к многим материалам, что позволяет использовать метод переноса для снятия золотой плёнки с поверхности подложки. В-пятых, структура и морфология поверхности золотых плёнок стабильна в

диапазоне температур, используемых в импринт-литографии. Всё это делает предпочтительным использование золота в плазмонных структурах.

Хорошо известно, что плёнки золота, полученные напылением, имеют зернистую структуру. Размер зерна зависит от толщины плёнки. На начальной стадии напыления формируются изолированные островки (капли), которые при дальнейшем напылении сливаются в более крупные кластеры, и после этого формируется уже сплошная плёнка. Критическая толщина, при которой формируется сплошная плёнка, зависит от многих факторов, например, материала и температуры подложки, способа подготовки поверхности, скорости осаждения и др. Например, для традиционных подложек, таких как стекло, сапфир, кварц, критическая толщина может составлять 10-12 нм и более. Что же касается полимерных подложек, в том числе и прозрачных, то здесь данные о критической толщине не системны и значительно разнятся от работы к работе. В этой связи стоит отметить работу [70], в которой авторы показали, что ультратонкие плёнки золота, напылённые на прозрачный полимер CYCLOTENE-3000 компании DOW Chemical Co., уже при толщине 4.2 нм являются сплошными.

В наших образцах используются тонкие слои золота, поэтому возникает задача исследовать морфологию поверхности Au плёнок, напылённых на полимер IPS, и, таким образом, выяснить, являются ли они сплошными и гладкими. Плёнки золота напылялись в высоком вакууме термическим распылением без подогрева подложек. Скорость осаждения (по массе) составляла ~ 5.2 нм/мин. Одновременно с напылением золота на образцы с решёткой и на образцы исходной нештампованной плёнки IPS производилось в едином процессе, чтобы обеспечить идентичность слоёв золота на решётке и спутнике. Для экспериментальных исследований были изготовлены образцы с разными толщинами слоя Au – 7, 10, 15 и 40 нм.

Морфология поверхности исследовалась с помощью атомно-силового микроскопа. Результаты наших измерений приведены на рисунке 2.9 и в

таблице 1. Видно, что поверхность исходной плёнки IPS достаточно гладкая (среднеквадратичная шероховатость составляет ~ 0.6 нм), и она не может сильно искажать рельеф плёнки золота. По результатам измерений рельефа самих плёнок золота можно заключить, что плёнка даже с минимальной толщиной 7 нм выглядит сплошной. Как и ожидалось, с увеличением толщины плёнки средний размер зерна также увеличивается.

Таблица 1. Характеристики поверхности тонких плёнок золота

Толщина пленки, нм	Перепад высот на длине 1 мкм, нм	Среднеквадратичная шероховатость, нм	Размер зерна, нм
7	3	0.7	30-40
10	3.5	1	30-40
15	4.5	1.3	50-60
40	6	1.4	60-70

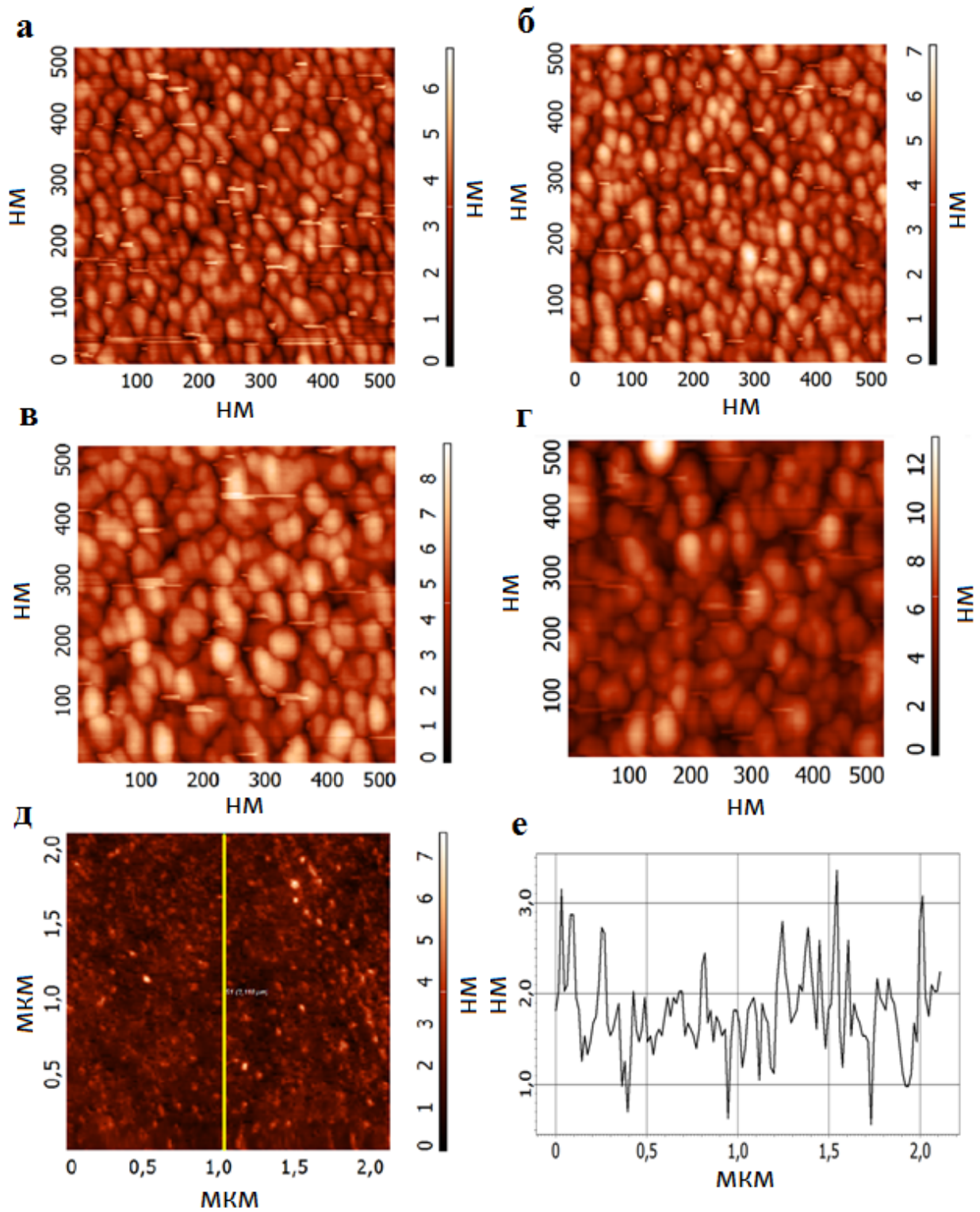


Рисунок 2.9. АСМ-изображение поверхности плёнок золота толщиной а) 7 нм, б) 10 нм, в) 15 нм, г) 40 нм, д) АСМ-изображение поверхности исходной полимерной плёнки, е) профиль рельефа поверхности вдоль выделенной линии на кадре.

Оптические свойства золота, используемого в настоящей работе, были исследованы на эллипсометре. Полученные эллипсометрические параметры Ψ и Δ были использованы для расчета действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости для золота с помощью модели полубесконечной среды. Результаты приведены на рисунке 2.10.

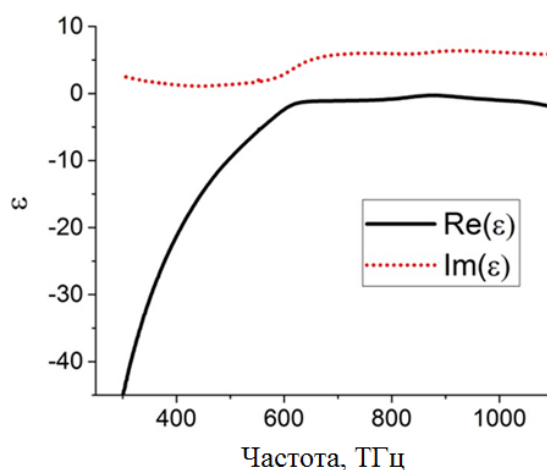


Рисунок 2.10. Оптические константы объемного золота, полученные из эллипсометрических измерений.

Во многих работах при расчетах и моделировании используются оптические константы, взятые из литературных источников, например из справочника под редакцией Э. Палика [8]. Однако оптические свойства материалов сильно зависят от метода получения и степени чистоты, поэтому экспериментальные результаты могут значительно отличаться от литературных. Кроме того, если пленки являются ультратонкими, оптические константы зависят от толщины. Причинами данного различия являются размерные эффекты, связанные с дополнительным рассеянием электронов проводимости на границах пленки, а также корреляцией размеров кристаллитов и толщины пленки. Влияние размерных эффектов в совокупности с различием в технологии объясняет расхождение результатов измерений с литературными данными оптических констант золота.

2.3. Экспериментальное и численное исследование оптических свойств гибридных нанорешёточных метаповерхностей

Изучение свойств полимера IPS, тонких золотых пленок и морфологии диэлектрических решеток было первым этапом работы. Полученные сведения были использованы для моделирования и интерпретации характеристик гибридных структур, которые являются более сложными не только в технологическом плане, но также в части понимания физических процессов. Большинство работ, посвященных гибридным и субволновым решеткам, ограничиваются случаем нормального падения света на поверхность образца. При наклонном падении света вариативность оптического отклика значительно повышается, в том числе, за счет многократного прохождения через слоистую среду (напр., при скользящем падении), выбора поляризации и т.д. Решетки, исследуемые в настоящей работе, являются высокоаспектными, т.е. имеется два размерных параметра, которые нужно сравнивать с длиной волны. При наклонном падении света данное обстоятельство ещё более усложняет физическую картину явлений, поскольку соотношение между продольной и поперечной компонентами волнового вектора может меняться за счёт выбора величины угла. Дополнительную сложность рассматриваемой проблеме придают оптические свойства золота, которое проявляет сильные омические потери в видимой области спектра. Чтобы выявить физические процессы, протекающие в гибридных решётках, их электромагнитный отклик, в первую очередь, исследовался методами численного моделирования. Для решения электродинамических задач широкого спектра в основном прибегают к моделированию из первых принципов, т.е. численному решению уравнений Максвелла. На сегодняшний день существует большое количество численных методов, среди которых необходимо выделить следующие: метод конечных разностей во временной области, метод конечных интегрирований, метод моментов. Результаты, приводимые в данном разделе получены в коммерчески доступном пакете CST Microwave studio, который реализует метод конечных

интегрирований. Результаты численного моделирования сравнивались с данными, полученными методами спектральной эллипсометрии в диапазоне длин волн 250-1000нм. Измерения проводилось на спектральном эллипсометрическом комплексе "Спектр - 1891" (разработка ИПФ СО РАН), реализующим статическую фотометрическую схему эллипсометрических измерений. Отраженный от образца световой пучок делится на два, которые в свою очередь, разделяются по поляризациям и аппаратно делятся друг на друга. Это позволяет не учитывать зависимость интенсивности источника от длины волны. В эксперименте измерялся эллипсометрический угол Ψ , тангенс которого равен модулю отношений коэффициентов отражения ТМ (p)- и ТЕ (s)-волн; и угол Δ , равный сдвигу фаз между ними [71]:

$$\rho = \frac{R_p}{R_s} = tg\Psi e^{i\Delta}, \text{ то есть } tg\Psi = \left| \frac{R_p}{R_s} \right|, \Delta = \arg\left(\frac{R_p}{R_s}\right)$$

Для сравнения с экспериментом, расчётные S-параметры пересчитывались в эллипсометрические параметры с помощью основного уравнения эллипсометрии. Геометрические параметры моделей были взяты из результатов измерений на АСМ. В модели были заложены оптические константы полимера и золота, приведенные в предыдущей главе.

Для решеток существует 2 основных ориентации плоскости падения относительно полос (рисунок 2.11). В первом случае плоскость падения перпендикулярна ламелям, в другом - параллельна. Помимо этого, для каждой ориентации существует по две основных поляризации: когда вектор электрического поля лежит в плоскости падения ТМ (p-поляризация), либо перпендикулярен ей ТЕ (s-поляризация). Прежде, чем переходить к анализу плазмонных решёток с золотой металлизацией, рассмотрим двухуровневую систему ламелей из идеального проводника, находящихся на расстоянии $d=155$ нм друг от друга в вакууме (рисунок 2.12), это поможет понять особенности процессов в более сложных структур. Рассмотрение такой системы поможет исключить влияние плазмонных резонансов и омических потерь. На рисунке

приведены спектры отражения ТМ- и ТЕ-поляризаций в зависимости от угла падения. Красный цвет соответствует полному отражению, синий – нулевому.

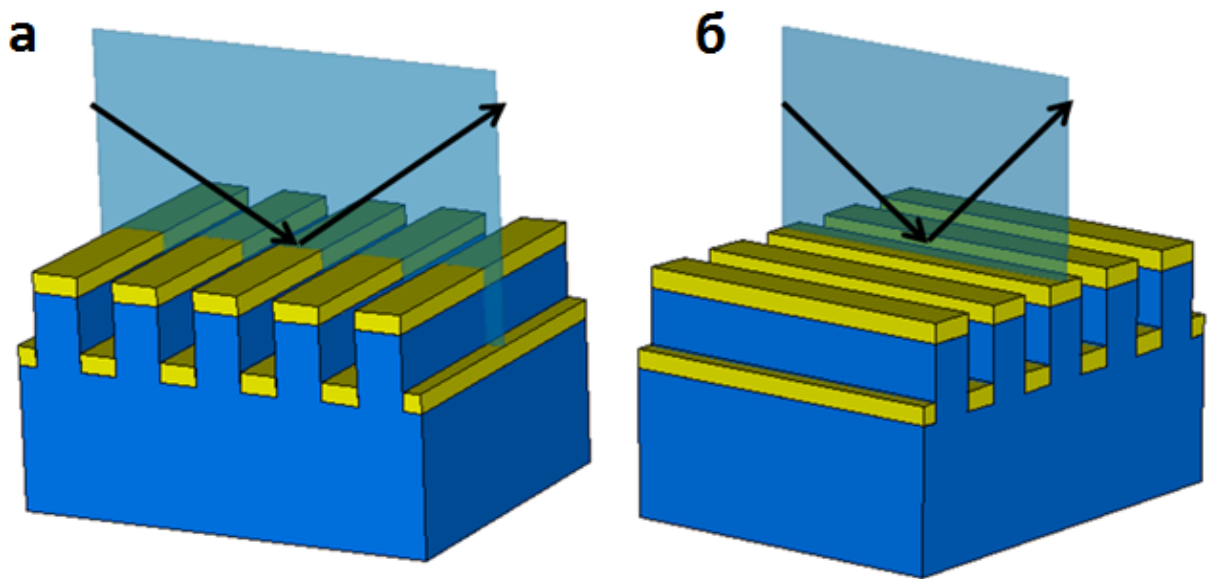


Рисунок 2.11. Ориентация плоскости падения относительно решетки а) перпендикулярно б) параллельно полосам. Стрелками обозначено направление волнового вектора.

Структура обладает ярко выраженными поляризационными свойствами: ТМ-поляризация практически полностью проходит, а ТЕ-поляризация полностью отражается практически во всем рассматриваемом диапазоне длин волн. Поскольку плоскость падения перпендикулярна полосам, на рисунках 2.12б-г имеется две особенности: аномалия Рэлея, сдвигающаяся в красную область спектра при увеличении угла падения:

$$\lambda = \frac{\Lambda}{m}(1 \pm \sin \theta)$$

и резонанс типа Фабри-Перо, испытывающий синее смещение. Для ТЕ-поляризации добротность резонанса типа Фабри-Перо гораздо выше, чем для ТМ, из-за высокого коэффициента отражения.

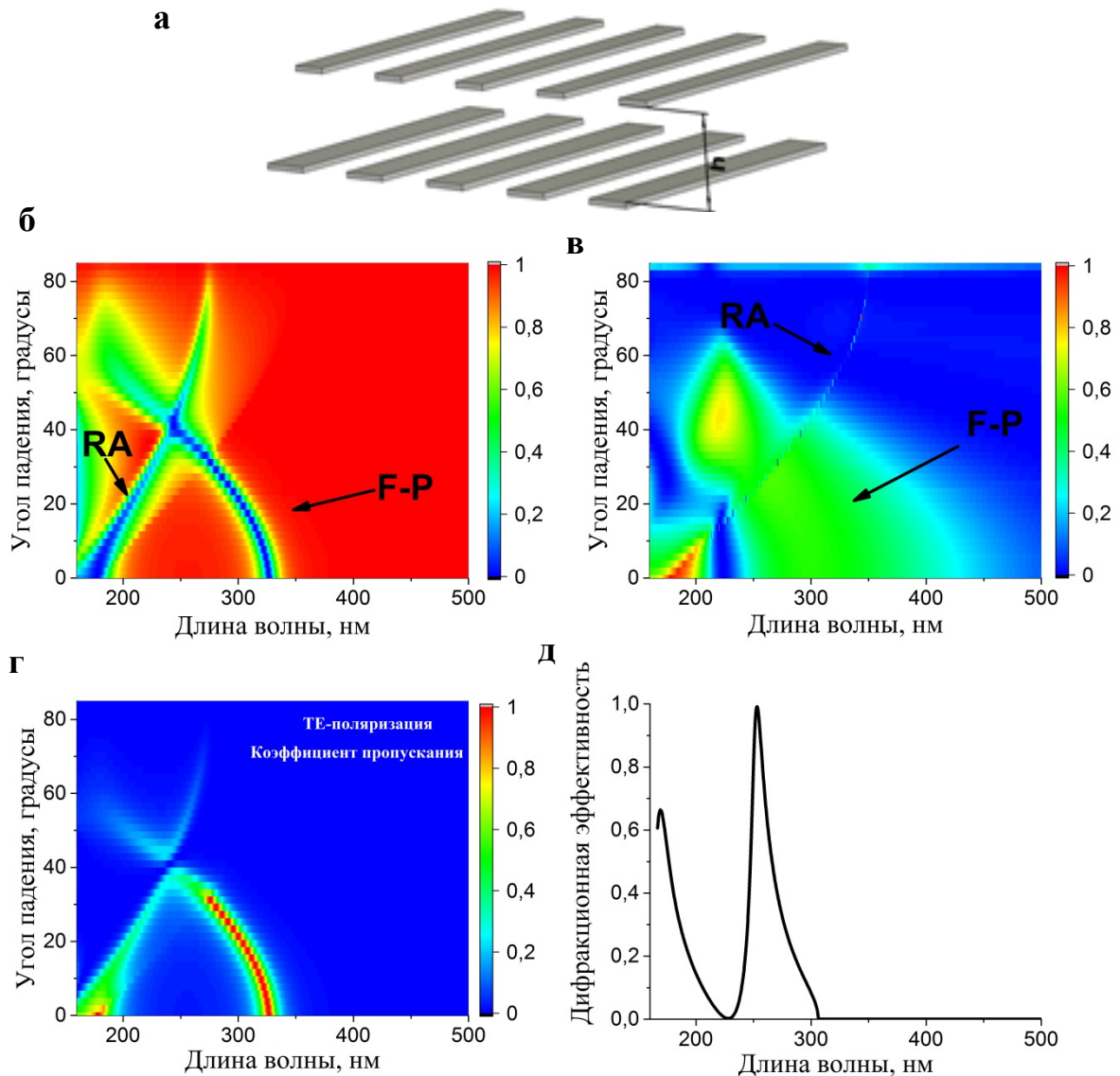


Рисунок 2.12 а) Эскиз двухуровневой решетки из идеального проводника в вакууме (период 180 нм, расстояние между уровнями 155 нм, ширина полос 80/100 нм). б) Коэффициент отражения в зависимости от угла падения (плоскость падения перпендикулярна полосам) ТМ-волны в) ТЕ-волны, г) Коэффициент пропускания ТЕ-волны. Синий цвет соответствует значению 0, красный 1. РА-аномалия Рэлея, F-P-резонанс типа Фабри-Перо. д) Дифракционная эффективность 1 порядка отраженной ТЕ-волны для угла падения 44, 5 градуса.

Интересно отметить, что в окрестности пересечения резонанса типа Фабри-Перо и рэлеевской аномалии (то есть в дифракционном режиме), интенсивность как отражённой, так и прошедшей волн резко падают. В данной ситуации, когда омических потерь в системе нет, остается лишь один канал передачи энергии – высшие дифракционные порядки. И, действительно, если обратиться к графику дифракционной эффективности 1ого порядка дифракции (рисунок 2.12д), можно увидеть резкий максимум, достигающий почти до 100%.

Теперь обратимся к диэлектрическим решёткам, которые являются основой для плазмонных структур. Результаты представлены на рисунке 2.13 в сравнении с данными эллипсометрического эксперимента. Провалы в спектре отражения на рисунке 2.13а обусловлены аномалиями Рэля. В данном случае возбуждаются поверхностные волны, которые распространяются вдоль поверхности решетки и соответствуют высшему порядку дифракции. Волна, распространяющаяся в воздухе, возникает на длине волны

$$\lambda = \frac{P}{m}(1 + \sin \theta) \approx 360\text{нм}.$$

Поверхностная волна в подложке с учётом преломления возникает при условии:

$$\lambda = \frac{P}{m}(n + \sin \theta) \approx 478\text{нм},$$

здесь P – период решётки, θ – угол падения, m –порядок дифракции, в данном случае первый. В случае, когда плоскость падения ориентирована параллельно полосам решетки, поверхностная волна не может быть возбуждена, поэтому в спектре присутствует только один пик - соответствующий резонансу типа Фабри-Перо (рисунок 2.13в,г). Широкие пики соответствуют резонансам типа Фабри-Перо в решеточном слое; при изменении высоты диэлектрических полос изменяется размер резонатора, при изменении фактора заполнения. трансформируется эффективный показатель преломления.

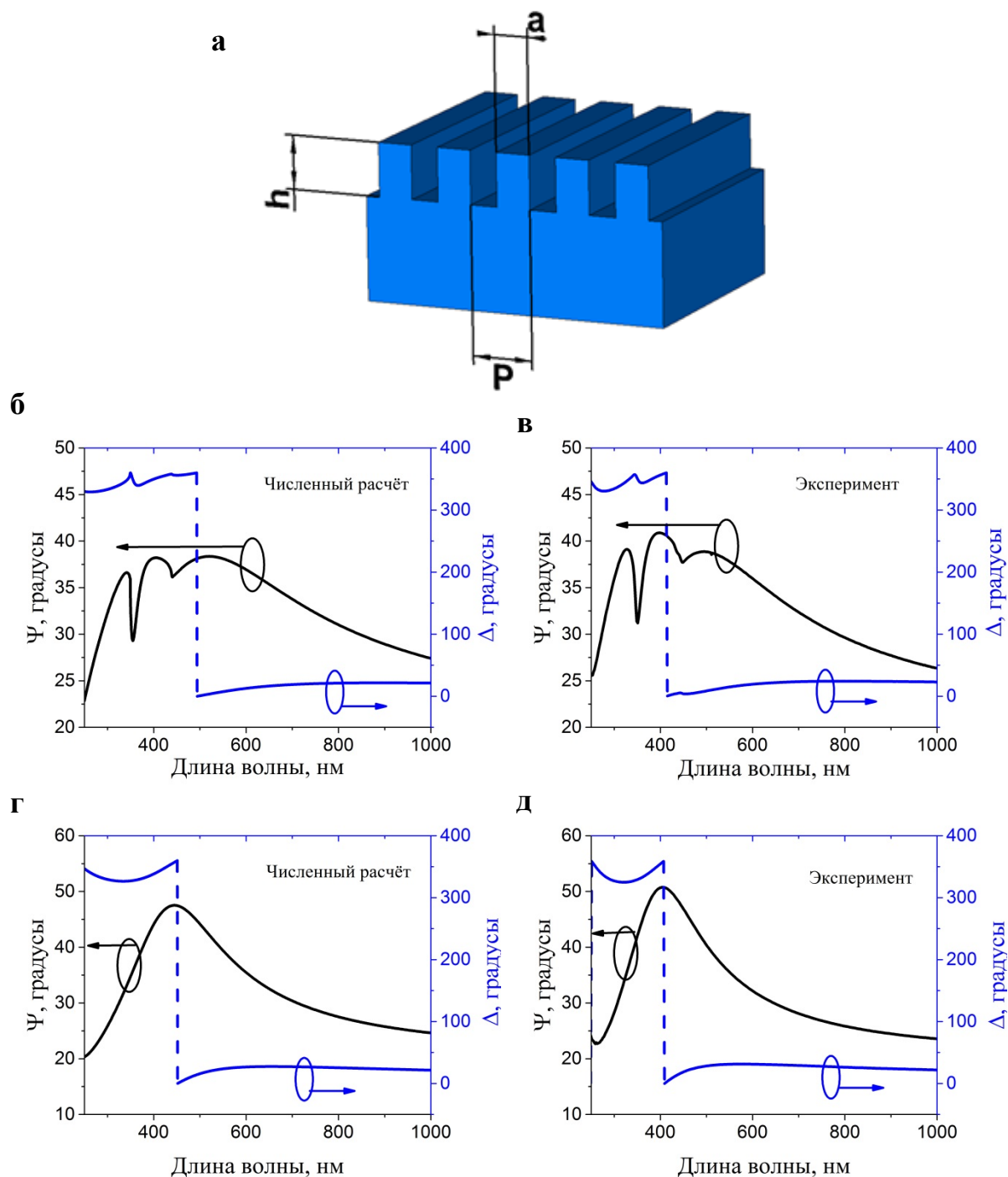


Рисунок 2.13. а) Эскиз диэлектрической решетки. Экспериментально измеренные и численно рассчитанные эллипсометрические спектры при угле падения 70° диэлектрической решетки в случаях, когда плоскость падения б),в) перпендикулярна г),д) параллельна полосам.

Видно, что имеет место соответствие расчетного и экспериментального результатов. Это позволяет сделать вывод о высоком качестве изготавливаемых

структур и возможности использовать численное моделирование для расчета более сложных структур.

После напыления золота ($t = 7, 10, 15, 40$ нм) спектры в значительной степени изменились (рисунок 2.14б,в). В спектрах, помимо уже присутствовавших провалов в ультрафиолетовой части спектра возникли особенности в области 700 нм. После напыления золота, в эллипсометрическом спектре появился провал в области 700 нм. Это связано с уменьшением коэффициента отражения для р-поляризации. Данную особенность можно связать с возбуждением локализованного плазмонного резонанса в золотых полосках. Данное явление наблюдается в золотых наночастицах и структурах именно в видимом диапазоне. Например, для золотых наночастиц сферической формы резонанс наблюдается при длине волны порядка 500 нм. Для того, чтобы детально проанализировать полученные спектральные зависимости, обратимся к картам, на которых изображены рассчитанные с помощью численного моделирования зависимости коэффициентов отражения и пропускания для решётки с толщиной металлизации 40 нм в зависимости от глубины рельефа h (т.е. толщины модулированного диэлектрического решёточного слоя). На рисунке 2.15 приведены спектры при угле падения 45 градусов, когда плоскость падения перпендикулярна полосам, рисунке 2.16 – параллельна. На картах хорошо видны чередующиеся наклонные синие и красные полосы, положение которых линейно зависит от глубины рельефа. Данные особенности являются максимумами и минимумами резонанса типа Фабри-Перо.

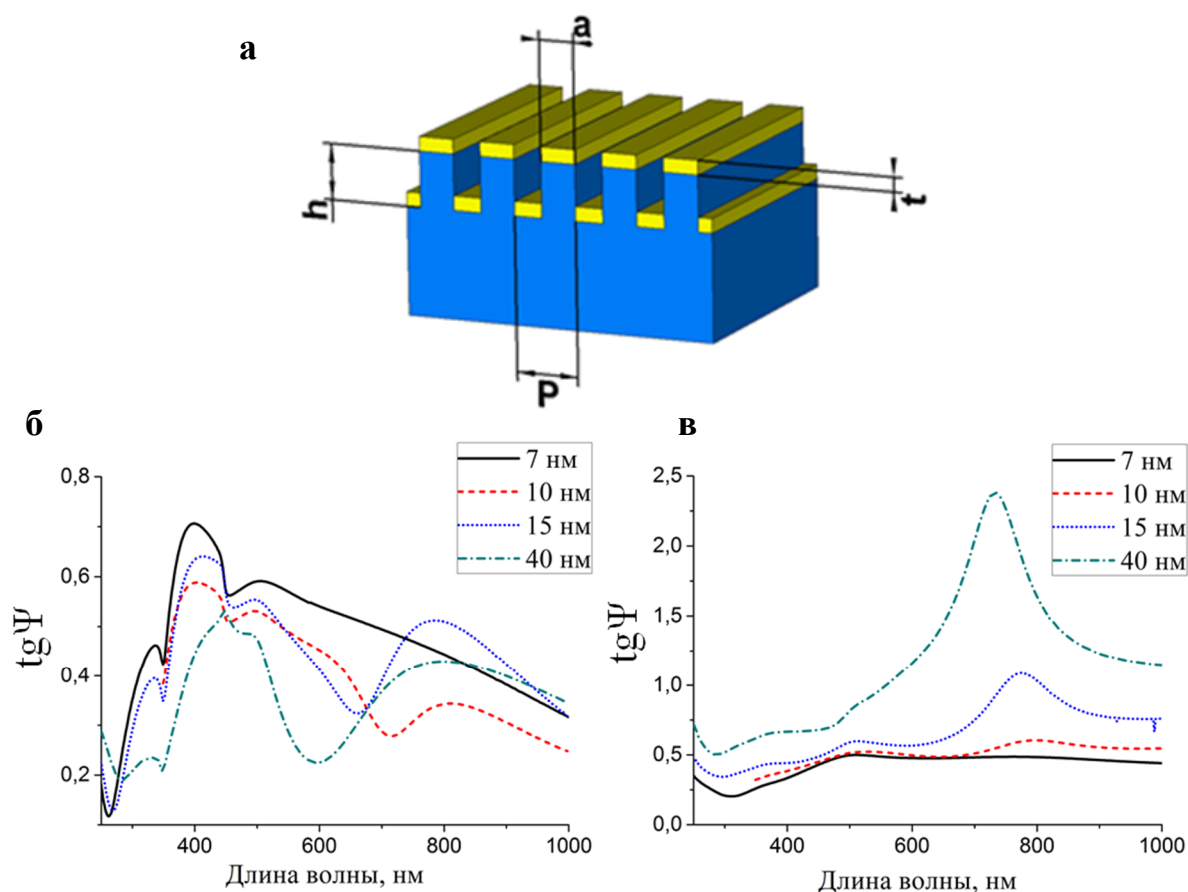


Рисунок 2.14. а) Эскиз диэлектрической решетки с золотой металлизацией. Эллипсометрический спектр решетки с напыленным золотом (7-40 нм). Плоскость падения перпендикулярна (б), параллельна (в) полосам.

Условия возбуждения резонанса зависят от угла падения, а также от эффективного показателя преломления n , зависящего как от материала решётки и фактора заполнения, так и поляризации. Поскольку структура является неоднородной, условия резонансов типа Фабри-Перо должны учитывать

$$\frac{4\pi L \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2(\theta)}}{\lambda} + \varphi_1 + \varphi_2 = 2\pi m$$

набег фаз $\varphi_{1,2}$ на границах: L – размер резонатора, m – номер резонансной моды. В рассматриваемом случае дополнительный набег фаз существенно изменяет наблюдаемую картину – резонанс типа Фабри-Перо для случая ТМ-поляризации сдвигается в красную область спектра.

В области 500-600 нм видна особенность (на графике коэффициента пропускания она выглядит как вертикальная синяя линия), которая отсутствовала в предыдущих спектрах (диэлектрических решёток и решёток из идеального проводника) не зависит от глубины рельефа h . Это не что иное, как плазмонный резонанс. Имеется немало работ, посвящённых плазмонным решёткам; в ряде из них авторы связывают свойства решёток с поверхностными плазмон-поляритонами, другие же – с локализованными плазмонами. Безусловно, расчёт частоты ППП для золотой плёнки по формуле 1.3 показывает, что его положение можно было бы ожидать в районе 600 нм, что совпадает с наблюдаемыми особенностями, как в расчётах, так и в экспериментах. Однако они имеют место для двух рассматриваемых геометрий, даже когда плоскость падения параллельна золотым полосам, когда возбуждение ППП невозможно. Стоит отметить, что приводимая во многих работах формула справедлива для сплошной плёнки, в то время как в исследуемой задаче имеет место массив полос. Здесь уместно процитировать работу [72], в которой авторы исследовали переход от ППП к ЛПР в зависимости от фактора заполнения одноуровневой решётки. Ими был сделан вывод, что структура проявляет ЛПР при факторе заполнения менее 0.7 для структур с периодом 750 нм. В нашем случае фактор заполнения близок к 0,6, что также затрудняет возбуждение бегущего плазмона. Таким образом, в данной структуре наблюдается именно ЛПР.

При пересечении резонансов типа Фабри-Перо и ЛПР возникает дополнительный набег фазы, который обусловлен влиянием эванесцентных (затухающих, неоднородных) волн. Это приводит к формированию гибридных плазмонных мод, которые отчётливо проявляются в виде осцилляций коэффициента пропускания ТМ-волны (рисунок 2.16).

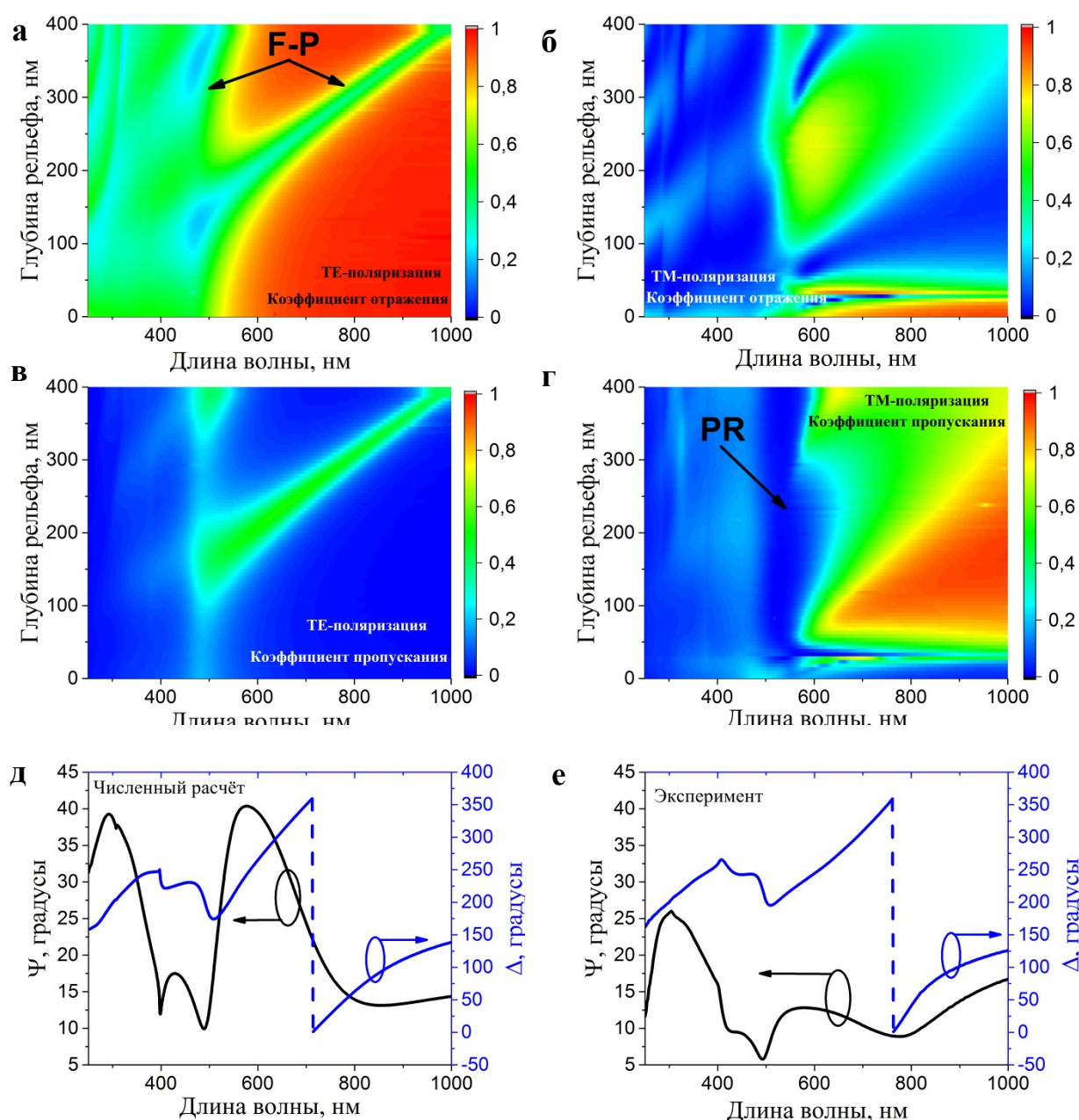


Рисунок 2.15. Оптические свойства двухуровневой диэлектрической решетки (период 180 нм, ширина полос 80/100 нм) с двухуровневой золотой металлизацией толщиной 40 нм. Рассчитанный численно коэффициент отражения в зависимости от глубины рельефа (плоскость падения перпендикулярна полосам) при угле падения 45° : а) ТЕ-волны, б) ТМ-волны. Коэффициент пропускания: в) ТЕ-волны, г) ТМ-волны. Синий цвет соответствует значению 0, красный 1. PR-плазмонный резонанс, F-P-резонанс типа Фабри-Перо. Эллипсометрические параметры: д) рассчитанные численно, е) измеренные экспериментально.

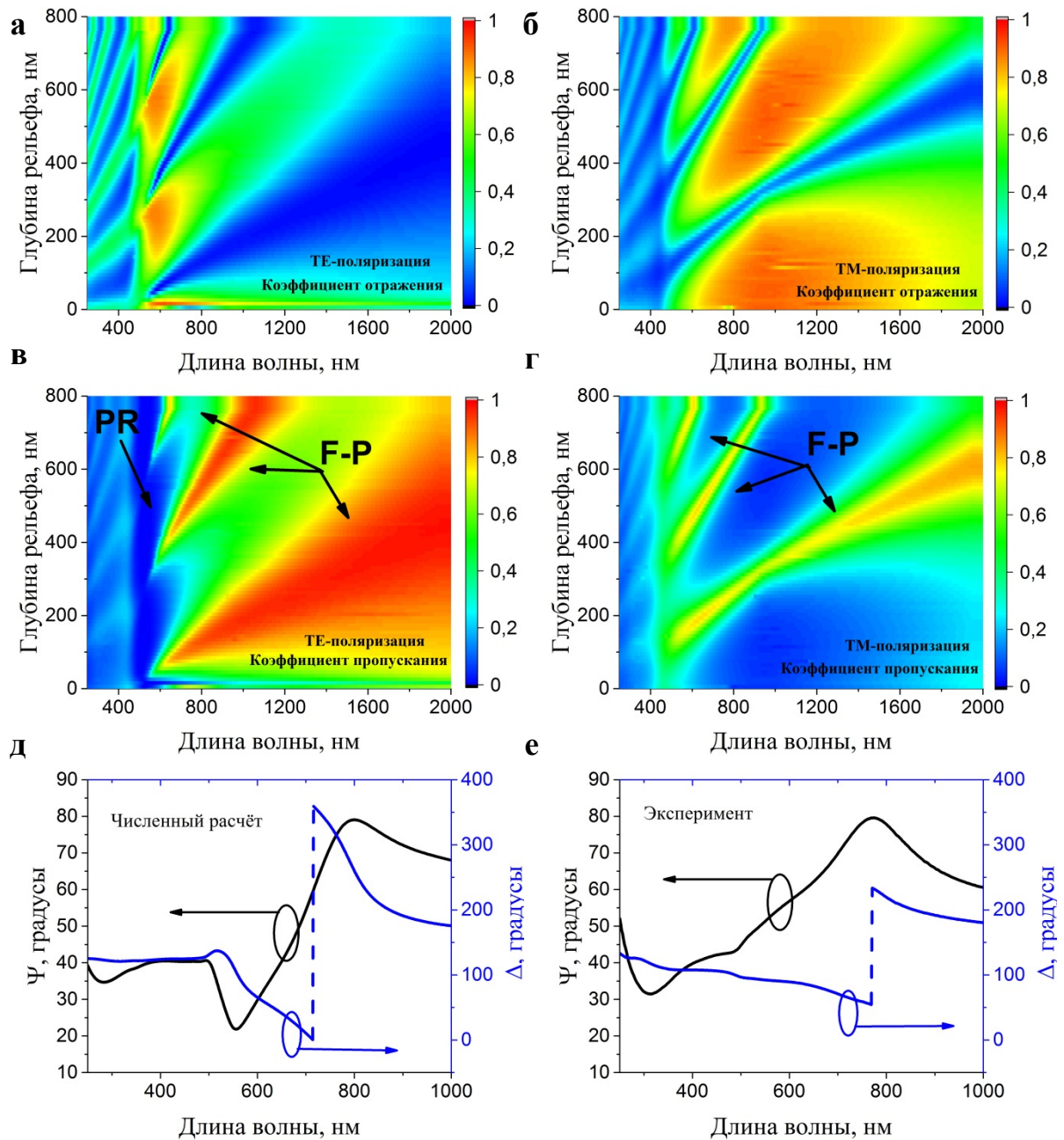


Рисунок 2.16. Рассчитанные численно электромагнитные характеристики диэлектрической решетки (период 180 нм, ширина полос 80/100 нм) с двухуровневой золотой металлизацией толщиной 40 нм. Коэффициент отражения в зависимости от глубины рельефа (плоскость падения параллельна полосам) при угле падения 45°: а) ТЕ-волны, в) ТМ-волны. Коэффициент пропускания: г) ТЕ-волны, д) ТМ-волны. Синий цвет соответствует значению 0, красный 1. PR-плазмонный резонанс, F-P-резонанс типа Фабри-Перо. Эллипсометрические параметры: д) рассчитанные численно, е) измеренные экспериментально.

Рассмотренная выше металл-диэлектрическая решетка была модифицирована путём добавления отражающего слоя в виде оптически непрозрачной плёнки золота толщиной 100 нм, отделенной от решёточной структуры тонким полимерным слоем толщиной 30 нм. Толщина поверхностной металлизации была выбрана равной 30 нм (рисунок 2.17).

Толстая плёнка золота, во-первых, играет роль рефлектора, во-вторых, её близкое расположение к нижнему уровню металлизированной решётки изменяет свойства плазмонного резонанса. Действительно, локализованный плазмон представляет собой дипольное колебание, т.е. пространственное разделение электрических зарядов. Хорошо известно, что заряд, расположенный над идеально проводящей плоскостью индуцирует заряд изображения противоположного знака, таким образом, что электрическое поле зануляется на поверхности. Вообще, системы, в которых происходят эффекты подобного типа являются отдельным направлением наноплазмоники. Нередко резонансные колебания такого типа называют щелевыми плазмонами. Благодаря тому, что данный эффект более чувствителен к геометрическим размерам наночастиц, чем обычный локализованный плазмонный резонанс [73], его рассматривают как удобную платформу для создания структурного цвета и биосенсоров. Например, в работе [74] предлагается использовать металлическую решётку, встроенную в резонатор Фабри-Перо, образованный двумя ультратонкими металлическими плёнками для управления коэффициентом пропускания излучения видимого диапазона.

Измеренный экспериментально эллипсометрический тангенс угла Ψ для двух ориентаций плоскости падения показал следующее. В случае падения ТМ-волны в золотых нанополосках происходит возбуждение плазмонной моды, проявляющейся в спектре отражения в виде провала в области 550-600 нм. В случае ТЕ-волны наблюдается провал в спектре отражения на длине волны 580 нм. Такая метаповерхность может выступать в качестве отражательного светового

фильтра видимого и ближнего инфракрасного диапазонов благодаря возможности управлять перекрытием плазмонного резонанса в нижнем уровне золотых полос и резонансом типа Фабри-Перо в решёточном слое.

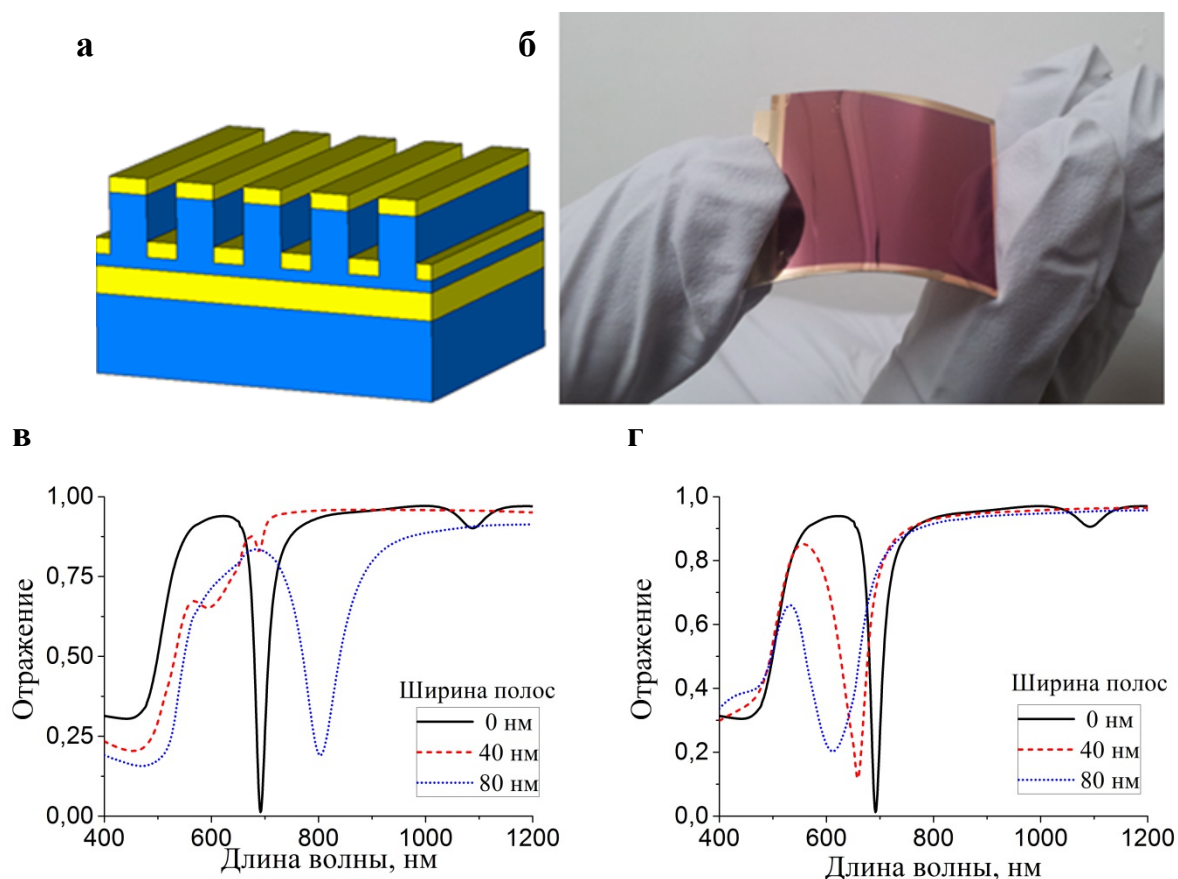


Рисунок 2.17. а) Геометрия оптического фильтра на основе гибридной субволновой решетки. б) Внешний вид образца. Расчётный спектр отражения при нормальном падении излучения, когда электрическое поле падающей волны: в) перпендикулярно полосам г) параллельно полосам.

2.4. Оптические свойства многослойных нанорешеточных поляризаторов

Далее, на основе полученных результатов были созданы и исследованы многослойные нанорешёточные поляризаторы ИК-диапазона [75]. Для этой цели были использованы полимерные решетки, на которые методом электронно-лучевого распыления был нанесен адгезивный слой титана толщиной 5 нм и с помощью термического распыления нанесено золото толщиной 50 нм.

Изготовленный поляризатор содержит два слоя металлических полос (рисунок 2.18). Поляризаторы с подобной геометрией обладают высокими коэффициентами экстинкции, в ряде работ он достигает 10^2 - 10^3 в видимом и ближнем ИК-диапазоне. Однако для ряда задач, например, обнаружения далеких и малых объектов, требуются ещё более высокие коэффициент экстинкции. Этого можно достичь путем увеличения числа слоев металлических полос. С этой целью совместно с сотрудниками лаборатории №7 ИФП СО РАН была разработана дешевая технология формирования четырехуровневых структур путем бондинга двух двухуровневых поляризаторов.

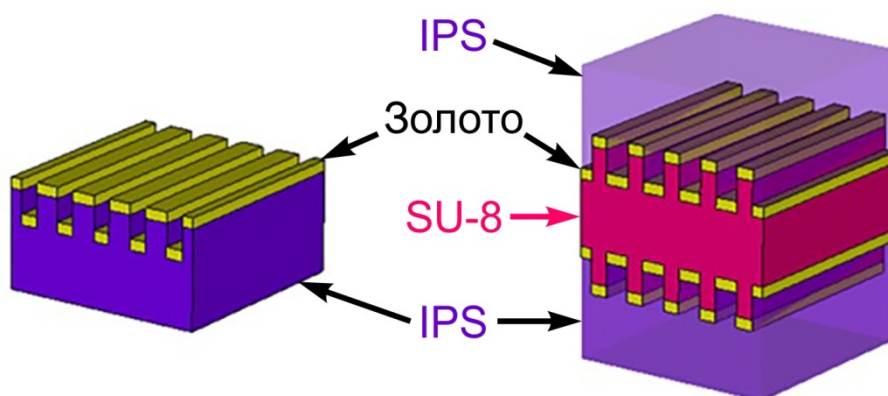


Рисунок 2.18. Геометрия многоуровневых нанорешеточных поляризаторов.

Технология включала в себя следующие этапы. Во-первых, напыление дополнительного адгезивного слоя титана толщиной 5 нм. Во-вторых, нанесение слоев резиста SU-8 2000.5 толщиной 150 нм помощью центрифуги на скорости 6000 об/мин в течении 40 секунд на решетки. Для повышения вязкости слоя резиста данной толщины, резист дополнительно был растворен цикlopентаном в соотношении 1:3 по объему. Далее, из решеток, покрытых резистом, собирался стек, и с помощью наноимпринтера проводилось их соединение. Бондинг проводился при температуре 95°C давлении 50 атм. в течение 10мин. с одновременным полимеризацией ультрафиолетом. Полученная структура по-прежнему является гибкой, а также защищена от внешних воздействий с обеих сторон полимерными слоями.

Как уже отмечалось, формирование наноструктур на искривленных поверхностях является перспективным направлением, однако большинство систем импринт-литографии могут работать только на плоскости. Система Obducat позволяет формировать структуры на искривленных поверхностях за счет приложения давления газа к мембране, которое позволяет достичь однородного распределения давления на изогнутых поверхностях, в отличие от механических систем.

Форма для отливки искривленной поверхности была напечатана на 3D-принтере. Геометрия поверхности представляла собой сегмент цилиндрической поверхности с радиусом кривизны 40 мм и угловым размером 5° . Форма была залита триметилпропан пропоксилат триакрилатом (ТПТ), который был смешан с фотоинициатором 2-гидрокси-2-метилпропиофеноном в объемном соотношении 95:5. Полимеризация проводилась ультрафиолетовым светом системой Obducat при комнатной температуре в течение 10 минут. После этого на поверхность гибкого штампа из IPS наносилась капля ТПТ, которая растекалась по наноканавкам полимерного штампа за счет капиллярных сил. Далее штамп накладывался на искривленную поверхность, и с помощью полимерной мембраны подавалось давление 20 атмосфер в течение 10 минут с одновременной полимеризацией ультрафиолетом. Рельеф получившейся структуры был измерен на АСМ на различных участках образца.

Коэффициенты пропускания и экстинкции были измерены экспериментально для двухуровневого и четырехуровневого поляризаторов на спектрофотометре Shimadzu в диапазоне длин волн 200-2000 нм (рисунок 2.19). Измерения проводились при нормальном падении излучения на образец для двух поляризаций. В случае ТМ-поляризации вектор электрического поля перпендикулярен металлическим полосам, в случае ТЕ-поляризации - параллелен. Поляризационный эффект наблюдается при длине волны света 700-900 нм и

более, при этом коэффициент прохождения составляет ТМ-волны составляет примерно 0.6-0.65.

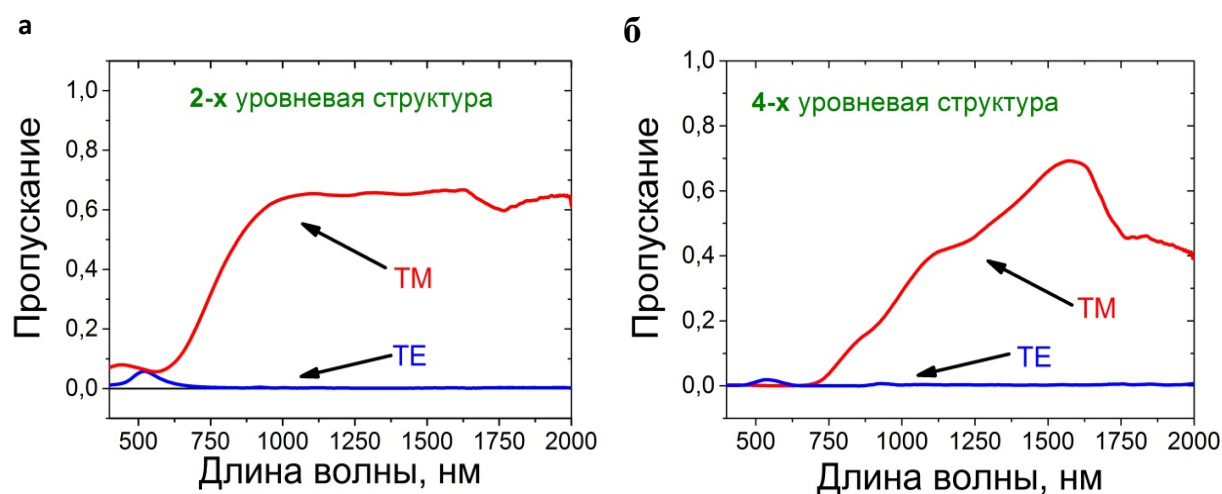


Рисунок 2.19. Экспериментально измеренные спектры пропускания а) двухуровневого и б) четырехуровневого поляризаторов.

Поскольку результаты измерений на спектрометре не позволяют измерить спектр пропускания с большей точностью, чем $3 \cdot 10^{-3}$, коэффициент экстинкции был измерен в отдельном эксперименте на телекоммуникационной длине волны 1550 нм. В качестве источника излучения использовался одномодовый лазерный диод мощностью 1 мВт с волоконным выходом. Сигнал, прошедший через волоконный делитель поляризации и образец, детектировался поляриметром фирмы Thorlabs с сенсорной головкой PAN5710IR3 с рабочим диапазоном 1300-1700 нм и динамическим диапазоном 70 дБ. Коэффициент экстинкции двухуровневого поляризатора составил 34 дБ, четырехуровневого – 45 дБ. Таким образом, степень подавления ТЕ-поляризации четырёхуровневой структурой на порядок выше, чем двухуровневой.

Полученные экспериментальные результаты сравнивались с расчетными оптическими спектрами (рисунок 2.20). В качестве модельного объекта была взята решетка из материала с показателем преломления 1.5 с прямоугольным профилем, геометрические параметры которого были взяты из измерений на

АСМ: период 190 нм, глубина рельефа 155 нм, ширина канавок 80 нм, золотой металлизацией толщиной 50 нм. В случае четырехуровневых структур толщина SU-8 была положена равной 300 нм, а показатель преломления равным 1.6. В расчете полимерная подложка считалась полубесконечной. Для сравнения с экспериментом необходимо учесть френелевское отражение при прохождении света через границу полимер-воздух. Для этого расчетный коэффициент пропускания поляризаторов нужно умножить на $T = \frac{4 \cdot n_1 \cdot n_2}{(n_1 + n_2)^2} = 0.96$ для двухуровневого поляризатора и на $0.96^2 = 0.9216$ для четырехуровневого.

На графике коэффициента пропускания ТМ-волны можно выделить 2 области: область с низким коэффициентом пропусканием ($\lambda < 900$ нм) и высоким ($\lambda > 900$ нм). В области 550-650 нм коэффициент прохождения ТМ-волны близок к нулю. Именно в этой области спектра ТМ-волна возбуждает в золотых полосках локализованный плазмонный резонанс, который приводит к поглощению света и проявляется в виде провала в спектре прохождения. Таким образом, структуры действуют как фильтры, блокирующие прохождение видимого света. Данное свойство может быть полезно для измерений в ближнем ИК-диапазоне и для борьбы с паразитной засветкой. К сожалению, при бондинге невозможно установить величину латерального сдвига между половинами четырехслойной структуры, поэтому был выполнен численный расчет оптических спектров для различных значений. Как показали расчёты, латеральный сдвиг не оказывает существенного влияния на коэффициент пропускания ТМ-волны.

Как видно из рисунков 2.19, 2.20, экспериментальные и расчетные результаты хорошо согласуются между собой. Имеющиеся различия, вероятно, связаны с отличием оптических констант золота, заложенных в расчет, от экспериментальных. Для четырехуровневого поляризаторов также возможна разориентация слоев относительно друг друга в пределах нескольких градусов.

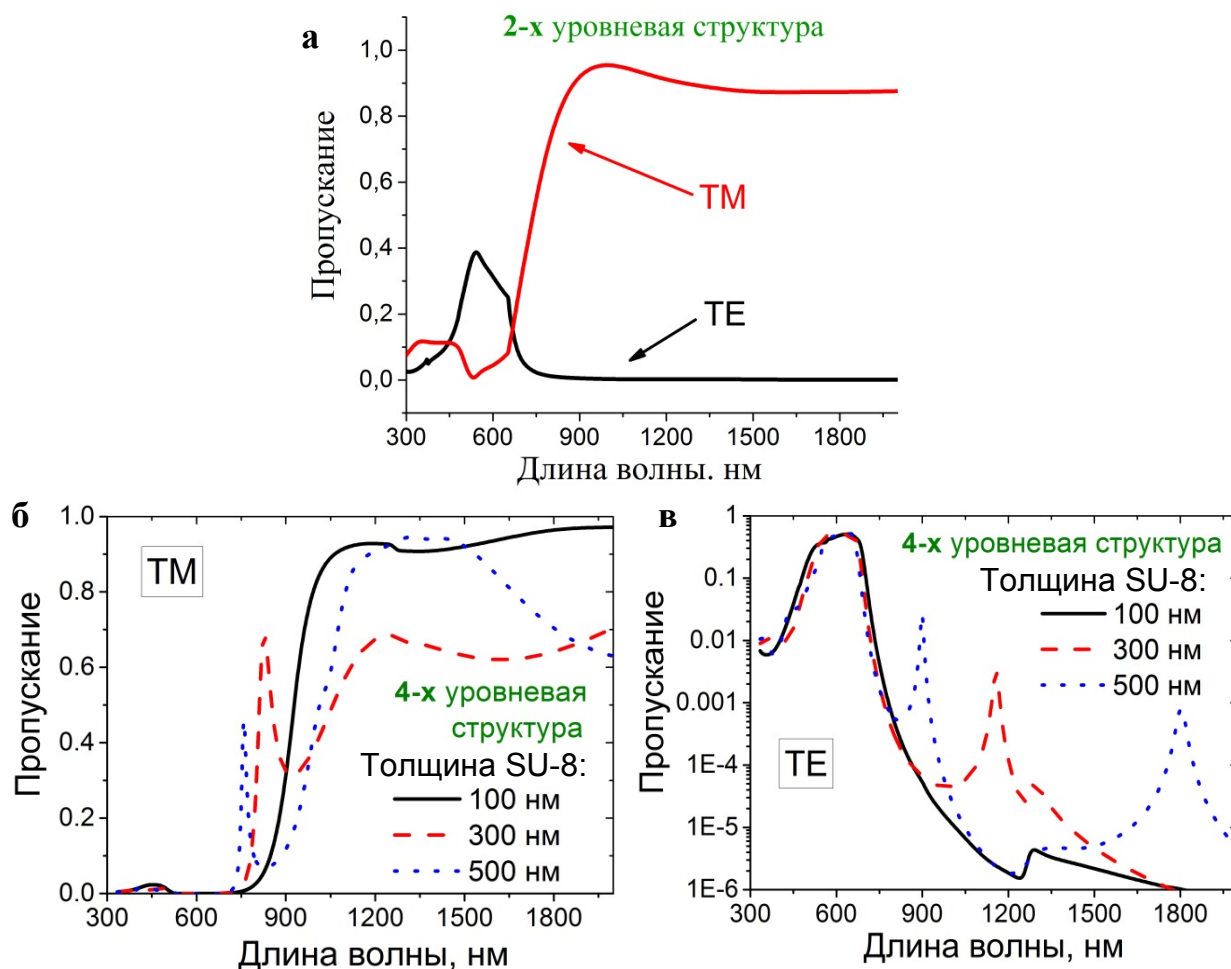


Рисунок 2.20. Расчётные спектры пропускания а) двухуровневого, б-в) четырёхуровневого поляризаторов.

На рисунке 2.20 видно, что длина волны, выше которой четырехуровневая структура начинает пропускать свет, сдвинута в красную область по сравнению с двухуровневой. Это можно объяснить следующим образом: в ней металлические полосы полностью покрыты полимером, диэлектрическая проницаемость которого определяет положение локализованного плазмонного резонанса. В двухуровневой структуре в качестве диэлектрика выступает как полимер, так и воздух, и для одного из металлических слоев плазмонный резонанс возникает при меньшей длине волны.

Было исследовано влияние толщины слоя SU-8 на спектр пропускания решеток (рисунок 2.20). Для удобства спектр пропускания TE-волны приведен в

логарифмическом масштабе. Видно, что коэффициент прохождения ТМ-волны четырехуровневой решетки несколько меньше (≈ 0.7 по сравнению с 0.9 для двухуровневой), однако степень подавления ТЕ-поляризации на 2 порядка больше. В спектре присутствуют пики для обеих поляризаций. Их причиной является резонанс Фабри-Перо, возникающий вследствие переотражений в диэлектрике между двумя металлическими решетками, разделенных фоторезистом SU-8. Двойные массивы металлических полос в данном случае выступают в роли полупрозрачных зеркал.

Стоит сказать, что динамически управлять поляризационными свойствами нанорешёточными метаповерхностями можно с помощью структур на основе фазового перехода типа «полупроводник-металл», например, диоксид ванадия. В качестве примера можно рассмотреть кремниевую решетку, покрытую тонким слоем диоксида ванадия (рисунок 2.21а). Переключение диоксида ванадия из полупроводникового в металлическое состояние позволяет управлять поляризацией проходящего электромагнитного излучения в субтерагерцовом диапазоне. Когда диоксид ванадия находится в полупроводниковом состоянии, в спектре пропускания имеются особенности на длинах волн, близких к периоду решётки. Их причиной является квазиволноводный резонанс. В металлическом состоянии VO_2 представляет собой решёточный поляризатор, то есть, когда период структуры много меньше длины волны, через структуру проходит только та компонента волны, у которой вектор электрического поля перпендикулярен полосам решетки (рисунок 2.21в). Переключение фазы позволяет управлять азимутом поляризации проходящей волны. Например, в случае нормального падения волны, ориентированной под углом 45 градусов к полосам решётки, при $\lambda=2.4\text{мм}$ азимут прошедшей волны составляет 5 градусов, т.е. повернут более чем на 40 градусов по отношению к падающей волне (рис.2.21б.). Когда диоксид ванадия находится в металлическом состоянии, коэффициенты пропускания ТМ-, и ТЕ-волн близки к единице, поэтому азимут поляризации меняется менее, чем на 1 градус.

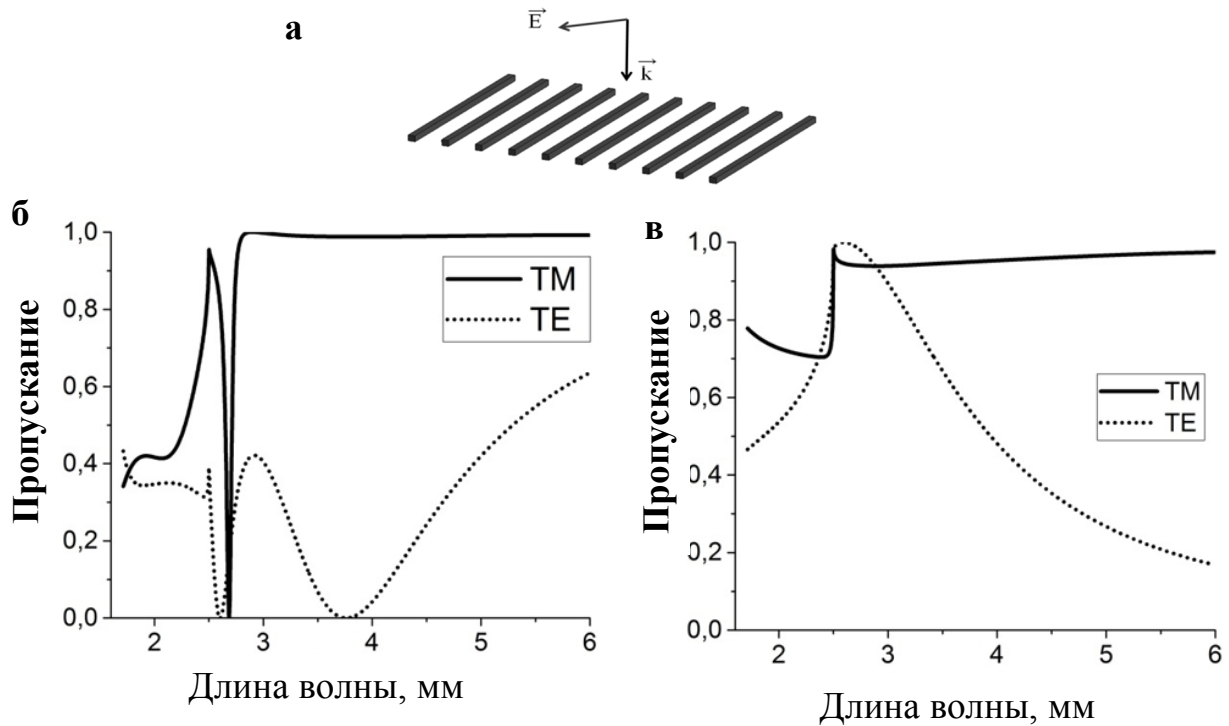


Рис.2.21. а) Геометрия решёточной структуры на основе диоксида ванадия. Коэффициент пропускания решеток с периодом $P=2.5$ мм, шириной полос $w=0.5$ мм и высотой 0.5 мм, когда диоксид ванадия находится б) в полупроводниковом состоянии в) в металлическом состоянии.

Выводы к главе 2.

В главе были исследованы поляризационные характеристики в видимой и инфракрасной областях спектра двухуровневых и многоуровневых плазмонных нанрешёточных метаповерхностей с золотой металлизацией.

1. Показано, что метод термопластической наноимпринт-литографии обеспечивает формирование качественных высокоаспектных полимерных решёток на площади оттиска свыше 100 см^2 , что подтверждается идентичностью результатов измерений методами атомно-силовой микроскопии и эллипсометрии в разных точках оттиска.
2. Экспериментально измерены и численно рассчитаны эллипсометрические спектры многоуровневых гибридных решеток с периодом 180 нм, глубиной рельефа 140-160 нм и толщиной металлизации 7 - 40 нм в диапазоне 250-1000 нм.

Показано, что поляризационный отклик структур обусловлен аномалиями Рэлея, резонансами типа Фабри-Перо и локализованными плазмонами.

3. Показано, что двухуровневые и четырёхуровневые решётки являются эффективными поляризаторами ИК-диапазона. Экспериментально измеренное соотношение экстинкции (отношение коэффициентов пропускания ТМ- и ТЕ-поляризаций) на длине волны 1550 нм составило 34 дБ, четырехуровневого – 45 дБ. Показано, что изготовленные поляризаторы обладают низким коэффициентом пропускания в видимом диапазоне длин волн, менее 2% для четырёхуровневой структуры. Данный эффект обусловлен локализованным плазмонным резонансом и собственным поглощением в золотых полосках.

4. С помощью численных расчётов установлено, что метаповерхность на основе кремниевой решётки, покрытой диоксидом ванадия, который обладает фазовым переходом «полупроводник-металл», позволяет изменять азимут падающей волны на 45 градусов. Показано, что переключение фазы диоксида ванадия в полупроводниковое состояние приводит к возбуждению квазиволноводного резонанса в решётке.

Глава 3. Исследование взаимодействия плазмонов в мультирезонансных метаповерхностях

3.1. Интерференционные явления в мультирезонансных плазмонных системах. Резонанс Фано

Многообразие явлений в периодических плазмонных наноструктурах позволяет создавать приборы и материалы с уникальными свойствами. Такой простой объект как дифракционная нанорешетка, состоящая из металлических полос, может обладать кардинально различными спектральными свойствами в зависимости геометрии и материала изготовления. Конструирование приборов с необходимыми спектральными характеристиками становится возможным благодаря управлению положением резонансов в решетках [76, 77]. В последнее время большое внимание уделяется процессам взаимодействия плазмонов и созданию устройств на их основе. Большинство плазмонных наноструктур предназначено для работы в одном спектральном диапазоне. Системы с взаимодействующими плазмонами предоставляют возможность добиваться необходимого спектрального и поляризационного отклика сразу в нескольких частотных зонах и открывают новые возможности для управления многофотонными явлениями на наноуровне.

Важным случаем систем с взаимодействием является возбуждение резонанса Фано, обладающего асимметрией профиля и, как следствие, высокой чувствительной к внешним воздействиям. Такие системы являются перспективными кандидатами на роль высокочувствительных сенсоров, высокочастотных резонаторов, узкополосных фильтров, источников для плазмонных интегральных схем [7]. Резонанс Фано, названный в честь итальянского физика Уго Фано, является результатом взаимодействия двух механизмов возбуждения. Данный тип резонанса может наблюдаться в различных системах в независимости от их природы. Наглядным примером резонанса Фано

является механическая система связанных резонаторов, приведенная на рисунок 3.1a. Суть резонанса Фано состоит в следующем. Если в системе имеются два канала протекания одного процесса, то они могут интерферировать. При условии, что колебания синфазны, происходит конструктивная интерференция. При переходе через резонансную частоту одного из колебаний, фаза изменяется на π и интерференция становится деструктивной, т.е. колебания гасят друг друга. Это приводит к наличию в спектре системы асимметричной резонансной особенности, в виде близко расположенных максимума и минимума (на рисунке 3.1a особенность в окрестности частоты ω_+). Спектр резонанса имеет асимметричную форму, которая описывается формулой:

$$R(\omega) = \frac{(q \frac{\gamma}{2} + \omega - \omega_0)^2}{(\frac{\gamma}{2})^2 + (\omega - \omega_0)^2}$$

ω_0 -резонансная частота, γ – декремент затухания, q - параметр, характеризующий степень взаимодействия, находящийся в пределах от 0 до 1.

В настоящее время активно идёт поиск систем, позволяющих реализовывать интерференцию резонансных мод, среди которых стоит упомянуть двухпериодичные решётки [78], системы резонансных диэлектрических частиц [79], интегральные фотонные волноводы с резонансными полостями [80], нанопотонные гептамеры [81]. Главными особенностями систем являются «антикроссинг» в законе дисперсии и асимметричные спектры отражения и пропускания. Примером плазмонной системы с резонансом Фано является массив оптических наноантенн, в котором возбуждаются спектрально перекрывающиеся дипольные и квадрупольные плазмонные моды [82]. В данном случае дипольное колебание генерируется электромагнитной волной с вектором электрического поля, параллельным оси верхней дипольной антенны, при этом в спектре пропускания возникает локальный минимум. Дипольное колебание своим ближним полем возбуждает квадрупольную моду в паре наноантенн, расположенных рядом. Эти два типа колебания могут деструктивно

интерферировать друг с другом, что приводит к возникновению резонансного пика в спектре пропускания. Другим распространенным примером является система типа «металлическая плёнка – периодический массив плазмонных наночастиц» (рисунок 3.1б). В ней могут возбуждаться поверхностные плазмон-поляритоны на поверхности плёнки благодаря периодичности системы, а также локализованные плазмоны в наночастицах. При выполнении условий спектрального и пространственного перекрытия данных резонансов возбуждается резонанс Фано. Частным случаем данного взаимодействия является плазмонно-индуцированная прозрачность, которая и представляет собой аналог электромагнитно-индуцированной прозрачности, известной из лазерной физики. Эффекты интерференции резонансных процессов в зависимости от их природы, величины потерь и параметра q , могут приводить к различным явлениям: гибридизации мод, эффектам Бормана, Керкера, Аутлера-Таунса [83].

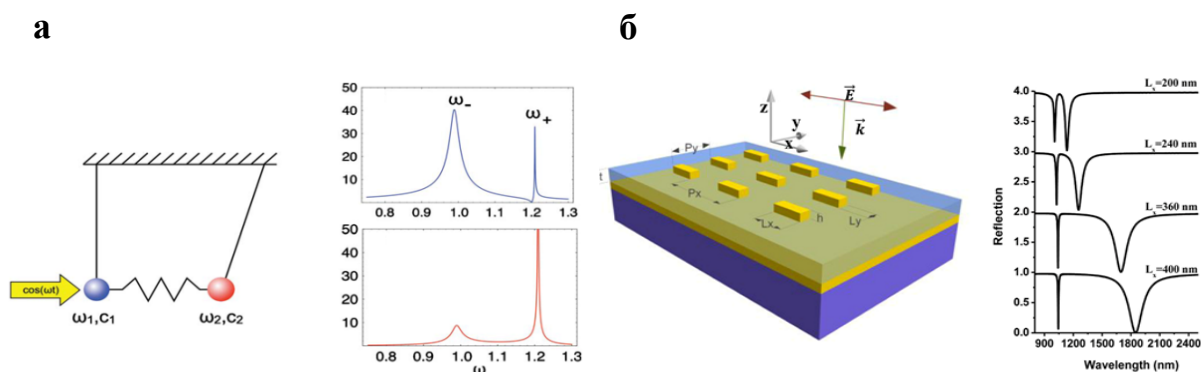


Рисунок 3.1. а) Механическая система с резонансом Фано и амплитуды колебаний синего и красного осцилляторов. б) Пример плазмонной системы с резонансом Фано [84].

3.2. Исследование перекрытия бегущего и локализованного плазмонов в системе «нанорешетка- массив наночастиц»

Описанная выше система из периодического массива плазмонных наночастиц и металлической плёнки обладает малым, часто близким к нулю коэффициентом пропускания. Однако существуют задачи, когда требуется добиться резкого резонансного пика в пропускании, например, для приборов

гиперспектрального анализа. Экстраординарное оптическое пропускание позволяет добиться данного эффекта, как обычно считается, за счёт возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов. В последние годы активно ведутся работы по усилению данного эффекта. Определённых достижений удалось достичь за счёт комбинирования ППП с волноводными резонансами [85] и создать геометрически перестраиваемые цветные фильтры. В диссертации была предложена и исследована система «плазменная решетка – периодический массив плазмонных наночастиц», проявляющих плазмон-плазмонное взаимодействие (рисунок 3.2).

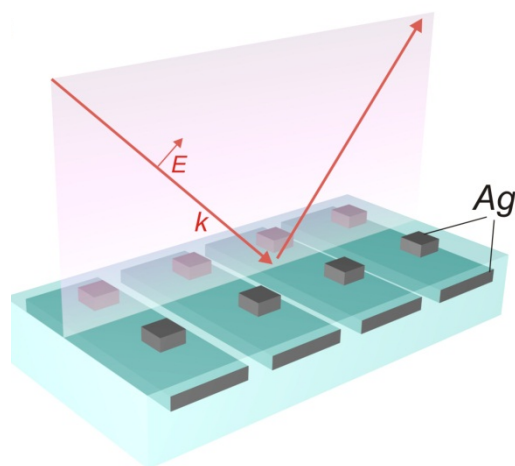


Рисунок 3.2. Схематичное изображение структуры, в которой происходит перекрытие бегущего и локализованного плазмонов.

Параметры системы были выбраны следующие: период решетки 370 нм, ширина полос 320 нм, толщина золота 50 нм, расстояние между решеткой и массивом частиц 50 нм. В качестве материала было выбрано серебро с друдевским законом дисперсии с параметрами $\omega_p = 9.5$ eV, высокочастотная диэлектрическая проницаемости $\epsilon_\infty = 5.0$ и декремент затухания $\gamma = 0.0987$ eV. Решетка помещена в диэлектрик с показателем преломления 1.5. Стоит отметить, что выбор толщины металлической плёнки был обусловлен двумя факторами – она должна быть достаточно толстой, чтобы не пропускать значительную часть излучения, и достаточно тонкой, чтобы в интересующем спектральном диапазоне не возникало

резонансов типа Фабри-Перо, обусловленных щелевыми модами [86]. Массив частиц также покрыт диэлектриком до верхней грани.

Чтобы детально было проще анализировать физические процессы в предложенной структуре, для начала рассмотрим систему в отсутствие наночастиц, т.е. только серебряную решётку, расположенную в полубесконечной диэлектрической плёнке. На рисунке 3.3 приведены её рассчитанные численно спектры пропускания и отражения для случаев ТЕ- и ТМ-поляризации в зависимости от угла падения света. Красный цвет на картах соответствует полному пропусканию (отражению), синий – близкому к нулю. Для наглядности в правом столбце приведены спектры для случая $\theta = 20$ градусов. Как видно из рисунка 3.3а-г, ТЕ-поляризованная волна практически полностью отражается от структуры, поскольку данная система, по сути, является нанорешёточным поляризатором. Единственная видимая особенность на картах ТЕ-поляризации, зависящая от угла падения, соответствует рэлеевской аномалии, то есть первому порядку дифракции, распространяющемуся вдоль решетки. В спектрах ТМ-поляризации имеется две спектральных особенности, проявляющиеся как достаточно резкие пики в пропускании. Характер их зависимости от угла падения, близкий к синусу, указывает на то, что это поверхностные плазмон-поляритоны. Также в этом можно убедиться, если посмотреть на распределение электрического поля (вставки на рисунке 3.3з для случаев $\theta = 20$ градусов, $\lambda = 610\text{нм}$, 700нм). Отличие в длинах волн ППП, распространяющихся по разным сторонам решётки можно объяснить разным диэлектрическим окружением: решётку покрыта сверху диэлектриком конечной толщины. Стоит отметить, что эффективность возбуждения плазмона на верхней границе существенно меньше, чем на нижней.

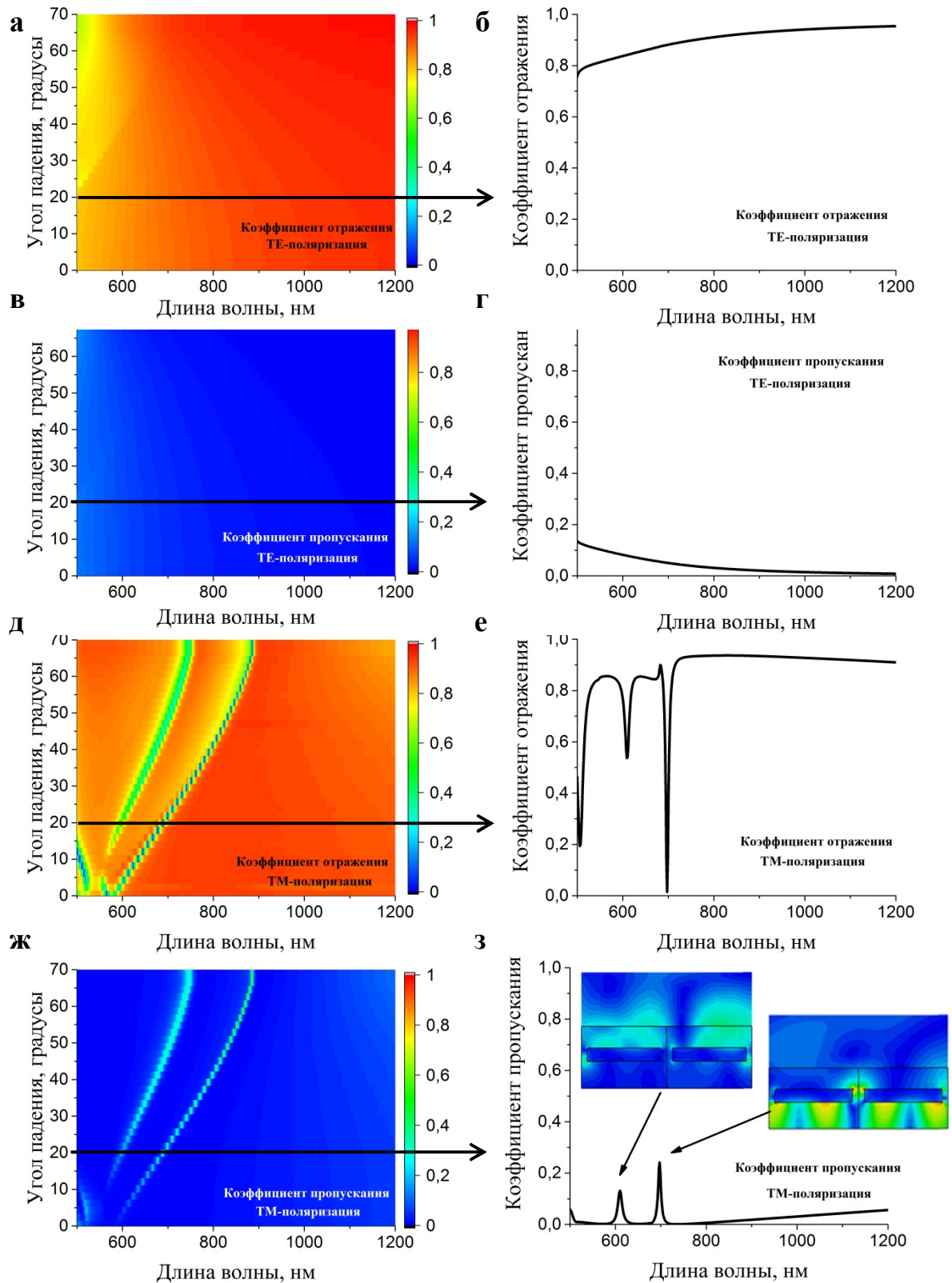


Рисунок 3.3. Спектры отражения системы «решётка-массив наночастиц» для а,б)ТЕ-поляризации в,г) ТМ-поляризации; пропускания для д,е) ТЕ-поляризации, ж,з) ТМ-поляризации. Графики в правом столбце б,г,е,ж) приведены для случая угла падения 20 градусов.

Наконец, перейдём к структуре, представленной на рисунке 3.2. Стоит отметить, что исследуемая система является очень чувствительной к геометрическим размерам и материалам, поэтому представляемый вариант, является результатом оптимизации. Проанализируем зависимости спектров отражения и пропускания при угле падения света $\theta = 20$ градусов от латеральных размеров металлических наночастиц (рисунок 3.4). То есть, частицы представляют собой прямоугольные параллелепипеды высотой 50 нм, расположенные на высоте 30 нм над решёткой. По сравнению с обычной решёткой, внедрённой в диэлектрическую подложку, в спектрах появились новые особенности. ТЕ-волна возбуждает локализованную плазмонную моду, спектральное положение которой пропорционально размеру частицы (наклонная сине-зелёная полоса на рисунке 3.4а. Данная мода характеризуется сильным поглощением: как видно из графиков 3.4б и 3.4г для случая частицы с размерами $60 \times 60 \times 50$ нм, на резонансной длине волны, близкой к 600 нм, коэффициенты отражения и пропускания близки к нулю. На карте, соответствующей ТМ-поляризации видно несколько особенностей. Одна из них в районе 700 нм представляет собой узкую вертикальную линию, то есть не зависит от размеров частицы. В данном случае это поверхностный плазмон-поляритон, распространяющийся на нижней границе решётки, как видно на рисунке 3.4ж (вставка, на которой схематически показано распределение электрического поля). В районе 500-650 нм имеется две особенности, образующих антикроссинг, который обусловлен локализованной плазмонной модой, и бегущим плазмоном на верхней границе решётки, положение которого слабо зависит от размеров частицы. Для наночастицы с размерами $60 \times 60 \times 50$ нм в спектре отражения ТМ-волны (рисунок 3.4е) видны две особенности, обусловленные гибридными модами на длинах волн 575 и 640 нм, а также бегущий плазмон ($\lambda = 700$ нм). Амплитуда коротковолнового пика в спектре пропускания увеличилась по сравнению с системой без частиц с 0.13 до 0.22 (рисунок 3.4з). Локализованная мода практически не взаимодействует с длинноволновым ППП – в районе 700 нм

антикроссинг не наблюдается, поскольку они перекрываются спектрально, но не пространственно – данная бегущая мода распространяется на нижней границе решётки. Наличие металлической частицы приводит к изменению формы и амплитуды резонансных контуров в спектре пропускания. Судя по всему, это связано с тем, что плазмонная частица повышает эффективность взаимодействия структуры со светом. Стоит отметить, что свойства локализованного колебания отличаются от типичного поведения локализованного плазмонного резонанса уединенной металлической частицы, поскольку в решётке наводятся заряды изображения. Как и в случае ТЕ-поляризации, локализованный плазмонный резонанс приводит к сильному поглощению энергии электромагнитной волны.

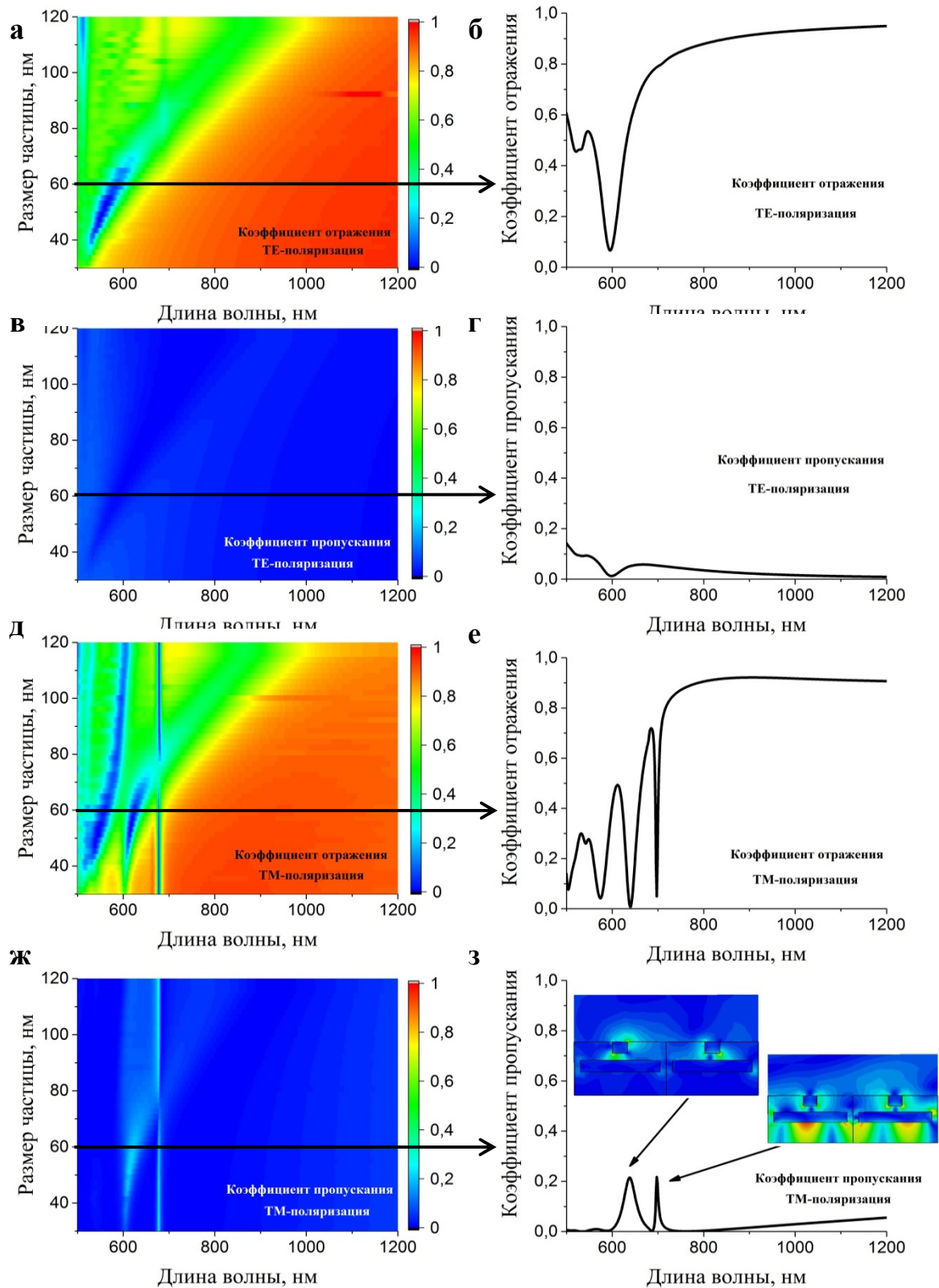


Рисунок 3.4. Спектры отражения системы «решётка-массив наночастиц» для а,б) ТЕ-поляризации в,г) ТМ-поляризации; пропускания для д,е) ТЕ-поляризации, ж,з) ТМ-поляризации в зависимости от размера металлической наночастицы. Графики б,г,е,ж) приведены для случая наночастицы с размерами 60x60x50 нм.

Важно отметить, что благодаря наличию частиц, появляется возможность добиваться пропускания не только в узких спектральных линиях, но и управлять диапазоном пропускания в зависимости от угла падения света на структуру (рисунок 3.5). Форма резонансных пиков обладает асимметрией, характерной для резонанса типа Фано.

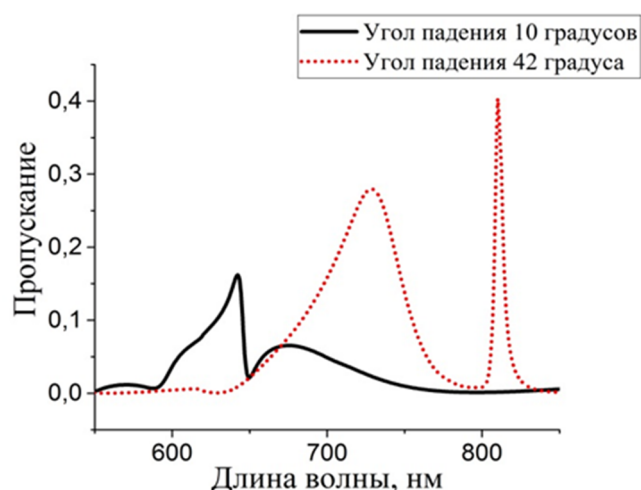


Рисунок 3.5. Спектр пропускания ТМ-поляризации системы «плазмонная решетка - массив наночастиц» для двух значений угла падения света (10 и 42 градуса).

3.3. Разработка подхода к созданию динамически управляемых метаповерхностей на основе гиротропных систем с перекрывающимися плазмонными резонансами

Поскольку резонанс Фано чувствителен к диэлектрическому окружению, его можно использовать для создания динамически управляемых метаповерхностей. Для этого была выбрана система «металлическая плёнка – периодический массив плазмонных наночастиц» в окружении диэлектрика с недиагональным тензором диэлектрической проницаемости (рисунок 3.6). В качестве такого материала в последнее время активно используются магнитооптические диэлектрики на основе феррит-гранатов [87].

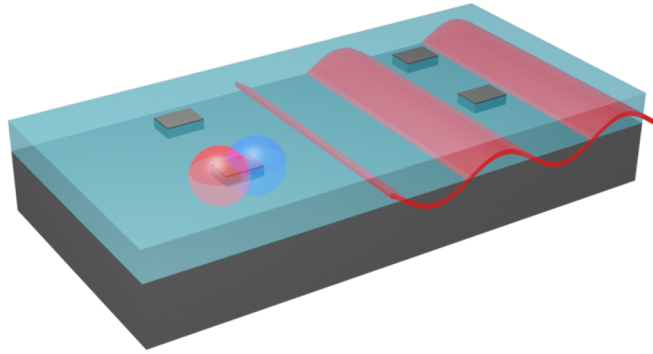


Рисунок 3.6. Динамически управляемая система с плазмонным взаимодействием. Схематично показаны распространяющиеся и локализованные плазмонные колебания.

Были выбраны следующие параметры системы: периоды структуры $P_x = 1000$ нм и $P_y = 600$ нм, толщина диэлектрика $t = 80$ нм, ширина, длина и толщина частиц составляли $w = 100$ нм, $l = 160$ нм, $h = 50$ нм, соответственно. Переключение направления магнитного поля было заложено в модель путем изменения недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости:

$$\hat{\epsilon}^{\text{MO}} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & ig \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ -ig & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}$$

В качестве подобного материала может выступать, например, висмут-замещенный иттриевый феррит гранат (Bi:YIG). Величина параметра g была выбрана равной ± 0.02 . Рассмотрена геометрия экваториального магнитооптического эффекта Керра, то есть магнитное поле перпендикулярно плоскости падения света. Были рассчитаны спектры отражения и абсолютного магнитооптического отклика, равного разности коэффициентов отражения при противоположных ориентациях магнитного поля $\delta_{\text{аос}} = R(H) - R(-H)$. В системе наблюдается два типа плазмонов – локализованные в окрестности металлической наночастицы и бегущие. При спектральном и пространственном перекрытии двух типов плазмонов возникает их гибридное состояние [88]. Форма резонанса,

соответствующая этому состоянию является асимметричной, что указывает на резонанс типа Фано. Расчетные спектры отражения для различных значений периода структуры приведены на рисунок 3.7. Из данных графиков видно, что спектральная близость резонансов приводит к их взаимному влиянию, заключающемуся в изменении формы и амплитуды резонансных кривых. Для наглядности приведем распределения электрического поля в структуре для случаев локализованной моды (рисунок 3.7 б – поле сосредоточено около частицы), бегущего плазмонов (рисунок 3.7 в – поле сосредоточено у поверхности) и их гибридного состояния (рисунок 3.7 г).

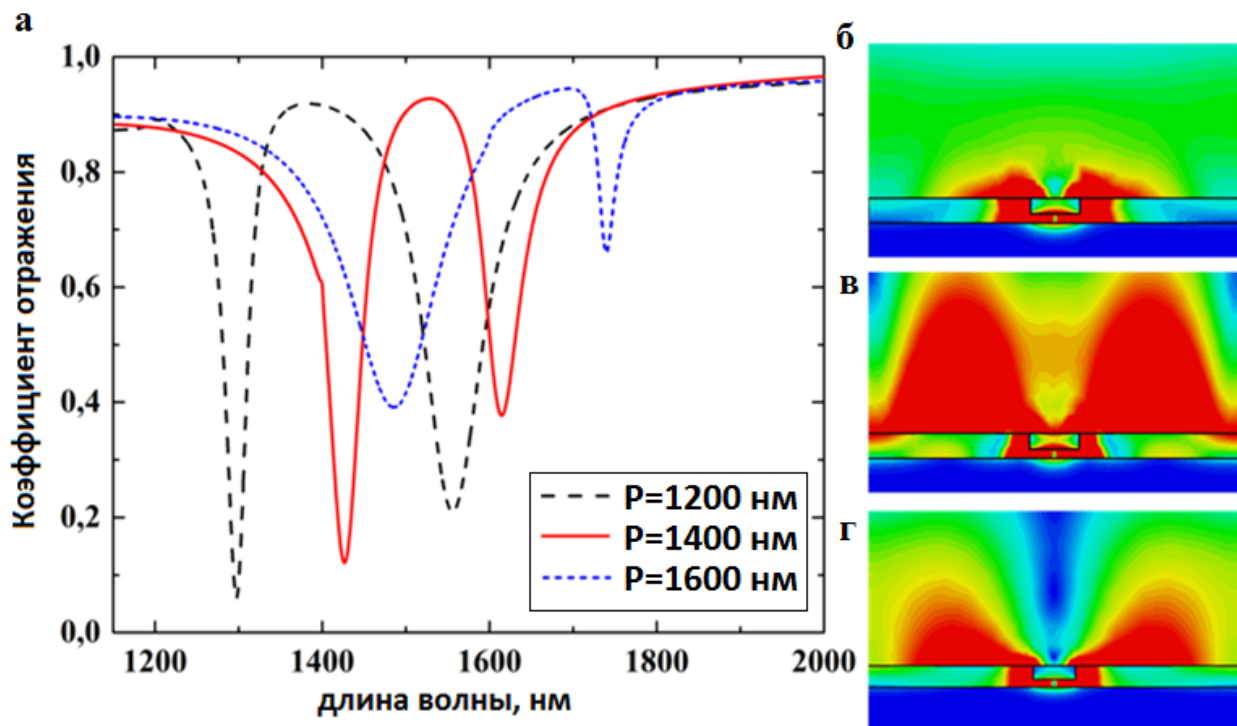


Рисунок 3.7. а) Расчетные спектры отражения при нормальном падении для разных периодов структуры в направлении x . Схематичное изображение среднеквадратичного значения электрического поля для случая б) локализованного в) бегущего г) гибридного плазмонов при нормальном падении. Красным цветом обозначены участки с наибольшей амплитудой поля.

Для того, чтобы подтвердить наличие резонанса Фано в системе, была построена карта коэффициента отражения структуры с периодом $P_x=1000$ нм в

зависимости от длины волны и угла падения (рисунок 3.8а). Варьирование угла падения света приводит к относительному сдвигу двух провалов на графике коэффициента отражения структуры, обусловленных бегущим плазмоном и плазмоном, локализованным в окрестности наночастицы. Влияние переключения магнитного поля определялась как разность коэффициентов отражения структуры при смене знака недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости, график которой приведен на рисунке 3.8в. Максимальный магнитооптический отклик достигается при ненулевых углах падения на крутом склоне резонанса типа Фано. При этом максимальное значение δ_{abc} достигается не при нулевом коэффициенте отражения, как в большинстве работ, посвящённых магнетоплазмонике. Например, при угле падения 15 градусов (рисунок 3.8б,г), это происходит при коэффициенте 0.35. В свою очередь спектральный отклик плазмонной структуры чувствителен к диэлектрическому окружению, поэтому изменение компонент тензора диэлектрической проницаемости ϵ_{xz} магнитного материала приводит к сдвигу плазмонного резонанса. Стоит отметить, что магнитооптический эффект Керра имеет исключительно квантово-механическую природу, связанную с влиянием спин-орбитального взаимодействия на внутризонные и межзонные переходы d-электронов. Известно, что магнитооптический эффект Керра пропорционален квадрату напряжённости электрического поля.

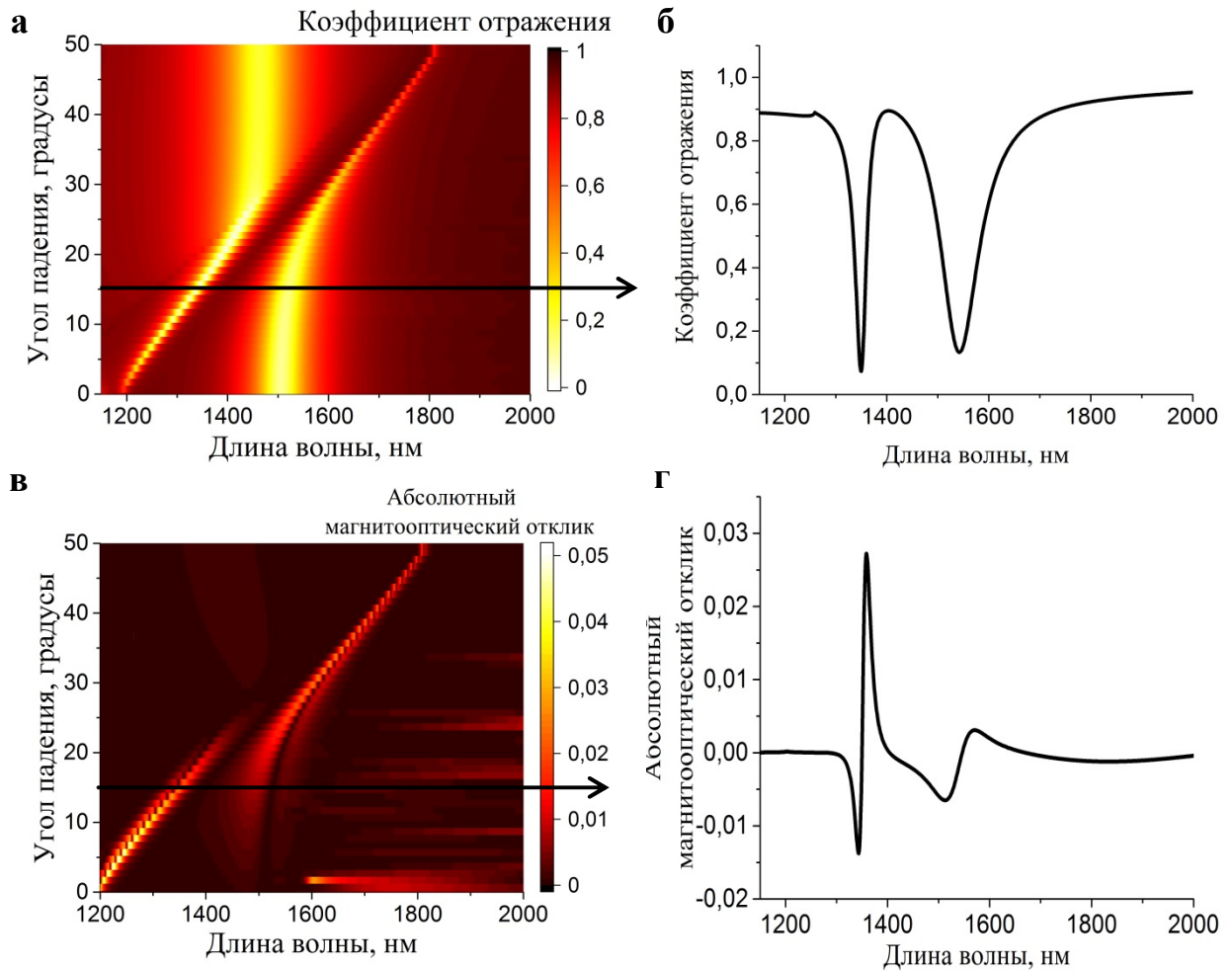


Рисунок 3.8. а) Зависимость коэффициента отражения ТМ волны для периода структуры $P_x=1000$ нм от длины волны и угла падения света. б) Коэффициент отражения структуры при угле падения 15 градусов. в) Зависимость модуля значения абсолютного магнитооптического отклика $\delta_{\text{абс}}$ от длины волны угла падения света. г) Абсолютный магнитооптический отклик структуры при угле падения 15 градусов.

В исследованной наноструктуре наблюдается локальное усиление энергии электрического поля приблизительно на два порядка по сравнению с полем падающей электромагнитной волны. Получать еще большие значения локальных электрических полей можно за счет взаимодействия плазмонов в наноструктурах. Благодаря сочетанию двух факторов возможно достичь усиления магнитооптического отклика в магнитооптических структурах поддерживающих плазмонные резонансы [46,89].

3.3. Выводы к главе

В главе были предложены и исследованы методами численного моделирования мультрезонансные наноструктуры, в которых происходит спектральное и пространственное перекрытие плазмонов.

1. Предложена и исследована метаповерхность, представляющая собой металлическую решётку с периодом 370 нм, шириной щелей 50 нм и отделенный от неё слоем диэлектрика толщиной 30 нм массив плазмонных наночастиц. Обнаружено, что в данной системе существуют бегущие и локализованные плазмоны, которые при условии спектрального и пространственного перекрытия образуют 2 гибридные моды, при этом в спектре пропускания имеется асимметричный пик типа Фано.

2. Предложена и исследована система «металлическая плёнка - массив плазмонных наночастиц, разделённых субволновым слоем магнитооптического диэлектрика». Показано, что изменение направления магнитного поля в геометрии экваториального эффекта Керра приводит к сдвигу резонанса типа Фано, вызванного перекрытием бегущего и локализованного плазмонов. Установлено, что для системы с периодом 1000×600 нм при угле падения 15 градусов величина абсолютного магнитооптического отклика достигает $2.5 \cdot 10^{-2}$ на крутом склоне резонанса типа Фано, при этом коэффициент отражения составляет 0.35.

Глава 4. Исследование электромагнитных свойств гибридных киральных метаповерхностей на основе металлических спиралей

4.1. Управление поляризацией света при помощи киральных структур

Хорошо известно, что при помощи объектов, которые не совпадают со своим зеркальным отражением, называемых киральными, можно управлять и преобразовывать поляризацию электромагнитных волн [90]. В природе существует большое количество объектов, обладающих данным свойством, например, многие органические молекулы. Киральность приводит к двум физическим эффектам – круговым дихроизму и двулучепреломлению. Первый состоит в различии коэффициентов поглощения для правой и левой циркулярно поляризованных волн. Круговое двулучепреломление, в свою очередь, приводит к вращению плоскости поляризации. Данные явления повсеместно используются для характеристики различных растворов, содержащих киральные молекулы, особенно в медицинских приложениях.

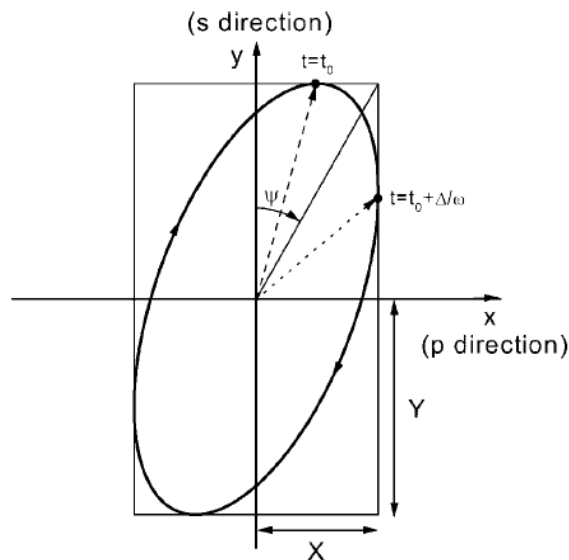


Рисунок 4.1. Эллипс поляризации [71].

Электромагнитная волна, отраженная или прошедшая через киральный объект в общем случае является эллиптически поляризованной. Углом вращения

плоскости поляризации, как правило, считается угол между вектором поляризации падающей волны и главной осью поляризационного эллипса прошедшей волны (рисунок 4.1). Растворы органических молекул, как правило, сохраняют линейность поляризации прошедшего света. В свою очередь, киральные метаматериалы дают возможность управлять разностью фаз компонентов электромагнитной волны, с которой взаимодействуют. Эта особенность позволяет создавать на основе киральных структур циркулярные поляризаторы и фазовые пластины.

Естественные среды обладают слабо выраженной киральностью вследствие малых размеров молекул. В настоящее время активно ведутся поиски физических принципов и методов повысить эффективность управления электромагнитных волн с помощью киральных материалов и структур. Существенно более эффективного взаимодействия с электромагнитным излучением удастся получить путем создания искусственных сред, то есть, киральных метаматериалов. Они позволяют достичь вращения плоскости поляризации на несколько порядков больше на единицу длины образца. Так, массивы одновитковых спиралей, созданные и исследованные в работе [91], вращают плоскость поляризации ТГц диапазона более, чем на 17 градусов. Стоит отметить работы [92,93], выполненные под руководством М. Вегенера, в которых для создания вертикально стоящих спиралей была разработана технология стереолитографии. С её помощью были созданы спиральные метаматериалы ИК - диапазона. Добиться аналогичных эффектов в видимом диапазоне становится возможным при помощи плазмонных киральных структур [94]. В них взаимодействие электромагнитной волны с объектами усиливается посредством плазмонных резонансов. Недостатком большинства существующих оптически активных структур является необходимость применения последовательных методов трёхмерного структурирования, таких как прямая лазерная печать или мультифотонная полимеризация, которые являются медленными и дорогостоящими. Стандартные методы планарной технологии позволяют создавать киральные объекты,

представляющие собой многослойные структуры в виде крестов, гаммадионов, решеток и т.д. Строго говоря, сами по себе планарные структуры не являются киральными, однако наличие подложки, либо наличие дополнительных слоёв, повернутых относительно друг друга приводит к нарушению симметрии, поэтому данные структуры обладают оптической активностью. Прогресс в области формирования пленочных полупроводниковых напряженных структур, а также аддитивных технологий привел к созданию уникальных метаматериалов со сверхвысокими параметрами оптической активности [95, 96]. Таким образом, задача разработки высокоэффективных дешёвых киральных материалов является актуальной и требует создания, как новых технологий структурирования, так и поиска методов усиления оптической активности на основе различных физических явлений. Необходимость данных исследований обуславливается возрастающими требованиями к характеристикам преобразователей поляризации, фильтров и поглощающих покрытий на основе киральных метаматериалов.

Физические причины, по которым киральные объекты обладают этими уникальными свойствами, состоят в следующем. Электрическое поле $\mathbf{E}$ возбуждает в киральном элементе магнитный момент $\mathbf{p}_m$, а магнитное поле $\mathbf{H}$ возбуждает электрический дипольный момент $\mathbf{p}_e$. Это приводит к тому, что в веществах, состоящие из киральных объектов, материальные уравнения приобретают вид:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \mp i\kappa \mathbf{H}$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \pm i\kappa \mathbf{E}$$

В свою очередь, это приводит к вращению плоскости поляризации света, взаимодействующего с киральным объектом. С точки зрения формализма Джонса это приводит к тому, что матрица кирального объекта является недиагональной:

$$\begin{pmatrix} E_x^t \\ E_y^t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{xx} & T_{xy} \\ T_{yx} & T_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^i \\ E_y^i \end{pmatrix}$$

Недиагональные коэффициенты пропускания T_{xy} и T_{yx} описывают конверсию поляризации и называются коэффициентами кросс-поляризации.

Важным свойством киральных структур является возможность реализации на их основе эффекта асимметричного пропускания. Как правило, это достигается путем создания многослойных киральных структур. Некоммутативность недиагональных матриц приводит к различным значениям коэффициентов прохождения при падении волны с разных сторон кирального объекта. Данный результат наглядно иллюстрирует и объясняет эффект асимметричного пропускания.

4.2. Киральная метаповерхность СВЧ-диапазона на основе массивов спиралей

Развитие методов микро- и наноструктурирования [97] обеспечило значительный прогресс в области создания метаматериалов на основе трёхмерных элементов [98]. Для многих практических приложений необходимы метаповерхности больших площадей, и в настоящее время активно ведется разработка дешевых и массовых технологий их формирования. Особо остро проблема состоит в создании структур, предназначенных для управления излучением терагерцового диапазона, поскольку природные материалы не обладают необходимыми характеристиками. Диапазон интересен для задач телекоммуникации, дистанционного зондирования и медицинской визуализации.

В работе [99] была предложена и реализована киральная структура, представленная на рисунке 4.2. Она представляет собой диэлектрическую подложку с синусоидальным профилем, на которой находятся профилированные гребни Т-образной формы и двухуровневый массив металлических ленточных спиралей. Диэлектрическая основа была изготовлена методом проекционной стереолитографии, на которую впоследствии был осажден слой серебра толщиной 500 нм методом термического испарения. Структура была оптимизирована для работы в СВЧ диапазоне в области 35 ГГц. Было показано, что предложенный

подход к формированию позволяет создавать такие структуры на больших площадях методом литья и последующий металлизацией.

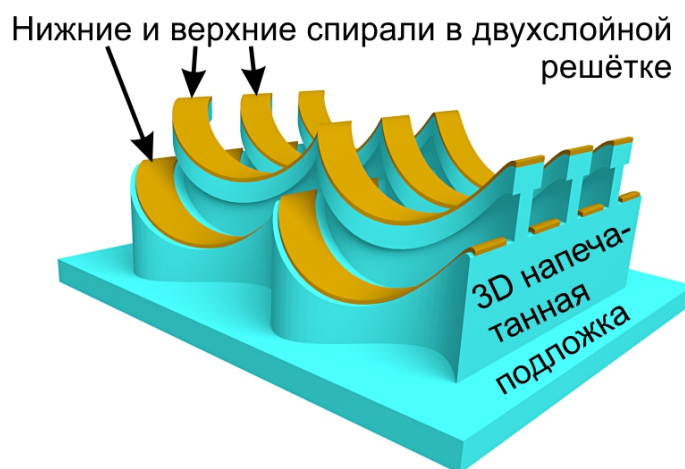


Рисунок 4.2. Эскиз метаповерхности на основе двухслойного массива ленточных спиралей [99]. Синий цвет соответствует диэлектрику, жёлтый – металлу.

Данная система представляет интерес с физической точки зрения, поскольку в ней могут возбуждаться резонансы различной природы, которые могут влиять на её киральные характеристики. Выявление роли резонансов необходимо для создания и оптимизации новых киральных структур. Электромагнитные свойства исследуемой структуры были рассчитаны при помощи коммерческого программного обеспечения “CST Microwave studio”. При выполнении расчетов использовался решатель в частотной области с периодическими граничными условиями. В качестве источника возбуждения электромагнитных волн для обработки дифракционных эффектов в структуре были выбраны порты Флоке с 8 Флоке-модами. Использовались экспериментально полученные для полимеров значения показателей преломления и тангенсов диэлектрических потерь. Для упрощения серебряная пленка была заменена на идеальный проводник. В расчетах были получены матрицы рассеяния структур, из которых были получены амплитудные коэффициенты пропускания ко- A_{xy} , и кросс-поляризаций A_{xy} , а также сдвиг γ фаз между ними. С их помощью были получены углы поворота плоскости поляризаций и эллиптичности:

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2A_{xx}A_{xy} \cos \gamma}{A_{xx}^2 - A_{xy}^2} \right), \quad \chi = \frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{2A_{xx}A_{xy} \sin \gamma}{A_{xx}^2 + A_{xy}^2} \right) \quad (4.1)$$

В первую очередь, рассмотрим резонансы, характерные для уединенных спиралей, возбуждаемых плоской электромагнитной волной. Для этого использовался Frequency domain solver с периодическими граничными условиями по одной координате и источник в виде плоской электромагнитной волны. Параметры спиралей были выбраны следующие: длина витка 4 мм, угол подъема спирали 33°. Сечения рассеяния для поляризаций, параллельных (ТЕ) и перпендикулярных (ТМ) оси спирали приведены на рисунке 4.3. Хорошо видно, что резонансы возбуждаются на длинах волн, кратных длине витка для обеих поляризаций. В случае ленточной спирали резонансы ожидаемо уширяются, поскольку траектории линий тока имеют различную длину (рисунке 4.4). Для упрощения анализа процессов в исследуемых структурах были рассмотрены свободно стоящие одно- и двухслойные массивы спиралей из идеального проводника, находящиеся в вакууме. Результаты численного моделирования для коэффициентов пропускания ТЕ и ТМ волн для различных значений периода структуры приведены на рисунке 4.5. В случае, когда спирали однослойного массива находятся достаточно далеко друг от друга (период 4 мм) на длине волны $\lambda_{\text{РЕЗ1}} = 3.75$ мм наблюдается резонанс.

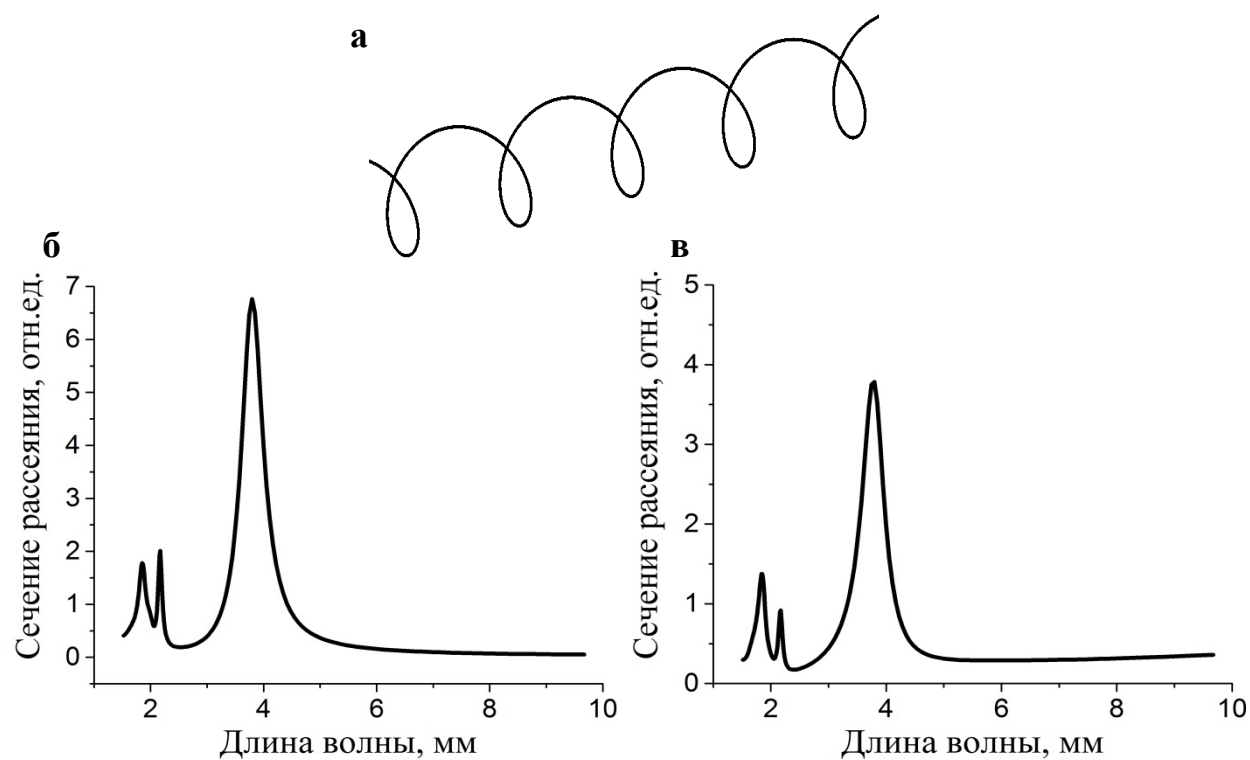


Рисунок 4.3. Уединенная проволочная спираль. Сечение рассеяния уединенной проволочной спирали, когда электрическое поле а) перпендикулярно в) параллельно оси.

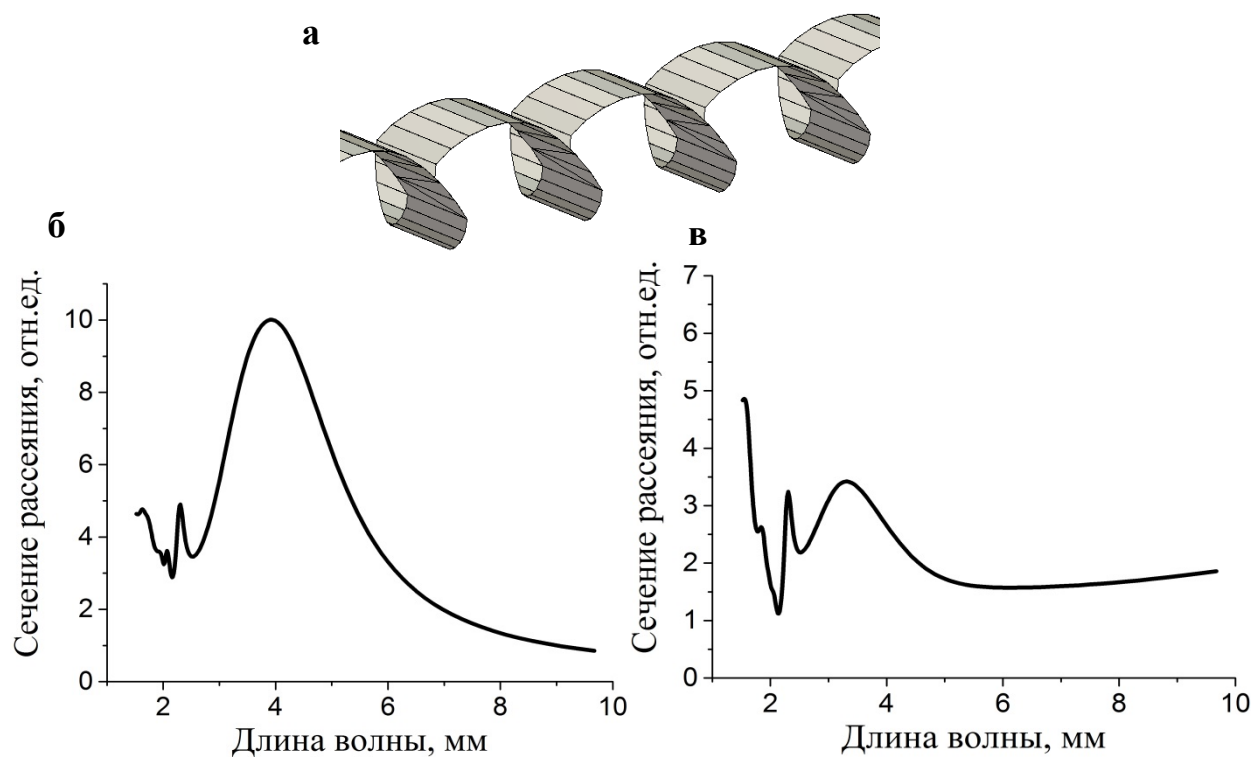


Рисунок 4.4. Уединенная ленточная спираль. Сечение рассеяния уединенной ленточной спирали, электрическое поле а) перпендикулярно в) параллельно оси.

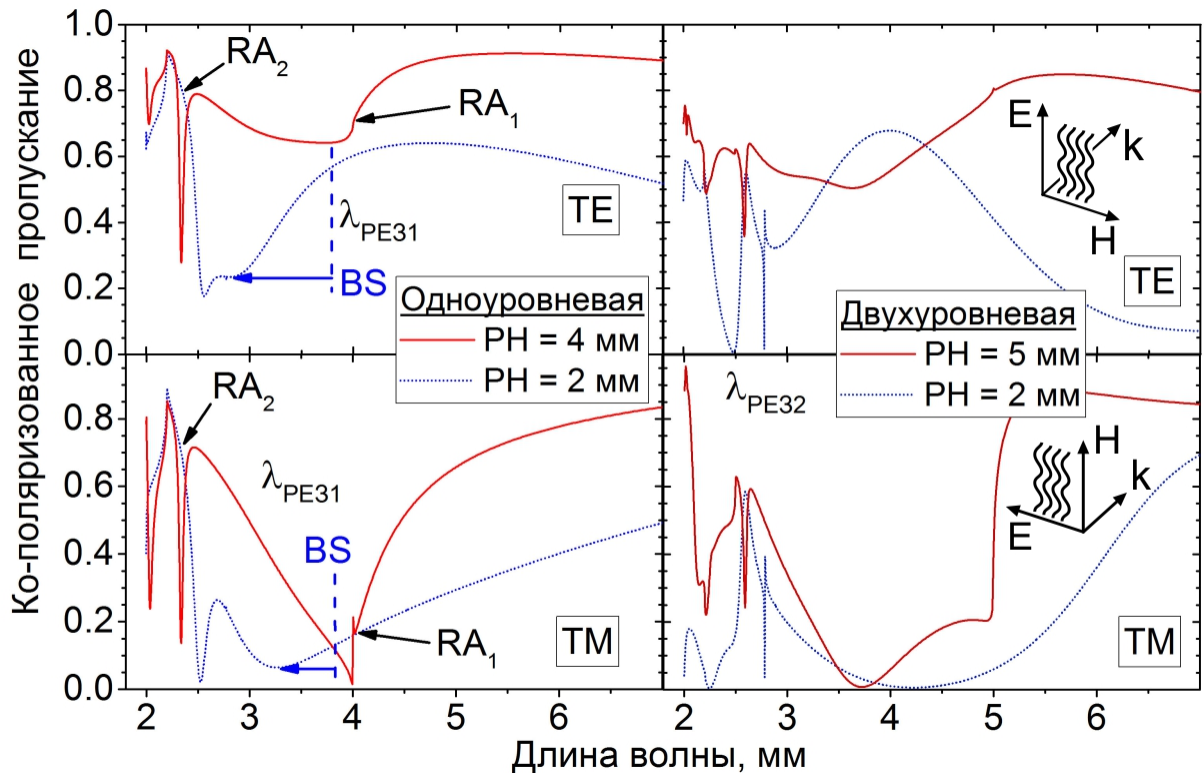


Рисунок 4.5. Рассчитанные коэффициенты пропускания ТЕ и ТМ волн 1- и 2-слойными массивами спиралей бесконечной длины (в вакууме) в зависимости от расстояния между спиралями (PH). Здесь BS - синий резонансный сдвиг (в коротковолновую область спектра), λ_{PE3} - резонансная длина волны, RA₁ и RA₂ - аномалии Рэлея, а ТЕ и ТМ - электрические поля, направленные, соответственно, параллельно и перпендикулярно спиралям.

Резонансная длина волны находится между рассчитанными значениями для длины витка спирали по внутреннему краю и центру тонкопленочной лены $3.5 < \lambda_{PE31} < 4.1$ мм. При сближении спиралей их взаимное влияние усиливается, и резонанс сдвигается в коротковолновую область. Подобный сдвиг резонанса в коротковолновую область, связанный с взаимным влиянием друг на друга планарных и спиральных металлических элементов метаповерхности, ранее наблюдался в работе [100]. Сдвиг основного резонанса в коротковолновую область при уменьшении расстояния между спиралями решетки является выгодным с технологической точки зрения для управления коротковолновым излучением, поскольку для формирования метаматериалов уменьшаются

требования к разрешающей способности установок 3D-печати. Случай двухслойного массива является более сложным, поскольку сдвинутые друг относительно друга спирали представляют собой конденсатор, и в спектре появляется дополнительная особенность, вызванная, по всей видимости, LC-резонансом. Тем не менее, когда расстояние между парами спиралей достаточно велико (5 мм), резонанс в спиральных по-прежнему наблюдается вблизи длин волн, близких к длине одного витка. Кроме этого, в спектрах имеются особенности в виде резких провалов, обусловленные дифракционными эффектами. На длинах волн, равных периодам структуры (RA_1) и шагу спиралей (RA_2), имеются рэлеевские аномалии (рисунок 4.5), вызванные влиянием высших дифракционных порядков. В случае двухслойной решетки (рисунок 4.6а) вследствие большего количества взаимодействующих друг с другом спиралей спектры пропускания усложняются. Расчеты показали, что основной резонанс еще сильнее сдвигается в коротковолновую область до значения $\lambda_{\text{РЕ32}} = 2.45$ мм. При этом наблюдается практически полное затухание проходящей кополяризованной волны (99 %), а расчетное значение угла поворота плоскости поляризации достигает 90° .

Для исключения вклада дифракционных эффектов в коротковолновой области (2÷4 мм) в основной резонанс, структура была оптимизирована для частоты 35 ГГц ($\lambda = 8.57$ мм), которая находится в окне прозрачности атмосферы. Принимая во внимание, что в случае плотных массивов спиралей наблюдается сдвиг резонанса в коротковолновую область (Рисунок 4.5с), длина витка спиралей была уменьшена до 6 мм. В тоже время, наличие под спиралью полимерной подложки с коэффициентом преломления $n > 1$, наоборот, приводит к сдвигу спектра поглощения в длинноволновую область (RS) и изменению резонансных свойств метаматериала. На рисунке 4.6а приведены спектры пропускания ко-поляризации для ТЕ- и ТМ-волн двухслойных массивов спиралей в вакууме и, лежащих на подложке с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 5$, $\tan\delta = 0.21$ толщиной 1.4 мм. Толщина слоя подложки под нижним слоем спиралей составляет 1.4 мм, что примерно в 2.7 раза меньше длины волны излучения в

полимере. Видно, что наличие подложки сдвигает волновой резонанс в спиральных в область больших длин волн вплоть до 8 мм. В области меньших длин волн присутствуют резонансы высших порядков. По мере увеличения длины волны возрастает коэффициент пропускания ТМ-волны и уменьшается пропускание ТЕ-волны, поскольку структура действует как проволочный решеточный поляризатор.

Для оценки влияния подложки были рассчитаны карты поворота плоскости поляризации прошедшей волны в зависимости от толщины диэлектрической подложки для ТЕ (рисунок 4.6б) и ТМ-поляризаций (рисунок 4.6в) для случая падения электромагнитной волны со стороны металлических спиралей. Как можно видеть из рисунка 4.6в, в области волнового резонанса пропускание ТМ-волны падает практически до нуля и угол θ близок к 90 градусам. Стоит отметить, что резкие переходы («перескоки») между красным и синим цветами на графике, соответствующие углам $\pm 90^\circ$ связаны с тем, что угол θ определен в интервале $\pm 90^\circ$. Резонанс, возбуждаемый ТЕ-волной несколько слабее, вероятно, вследствие неоптимального α угла подъема спирали. Расчёты показывают, что роль подложки проявляется, главным образом, в области больших длин волн (> 8 мм), где коэффициенты пропускания осциллируют вследствие резонанса Фабри-Перо. Ранее в работе [91] было показано, что осцилляции Фабри-Перо в системе спирали-полупроводниковая подложка оказывают значительное влияние на спектры пропускания и вращение плоскости поляризации THz-излучения. В нашем случае в области длин волн меньше $P \times n \approx 7$ мм возникают эффекты дифракции и волноводные моды в подложке, однако большие величины потерь приводят к существенному уменьшению амплитуд данных резонансов. Интересно отметить, что в случае подложки без потерь, зависимость от толщины подложки возрастает, поскольку волноводные резонансы могут существенно изменять поворот плоскости поляризации.

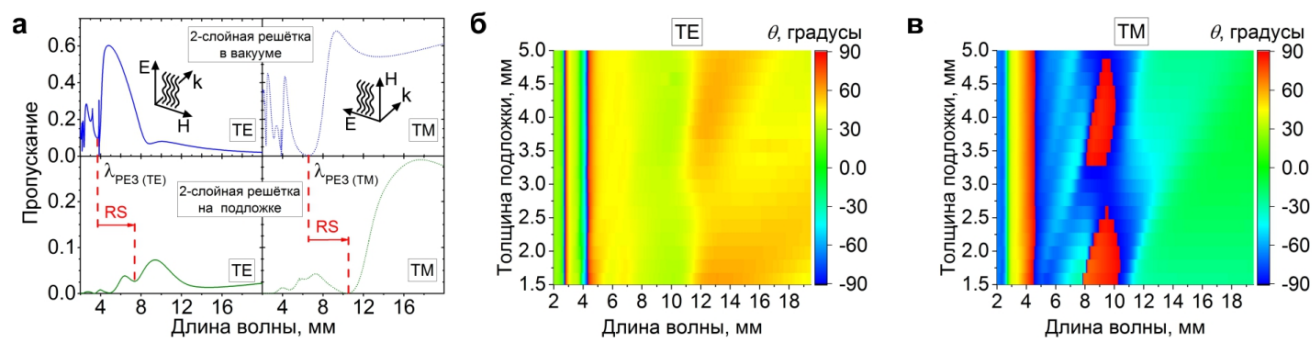


Рисунок 4.6. Рассчитанные коэффициенты пропускания ТЕ и ТМ волн двухслойной решеткой тонкопленочных металлических спиралей. СВЧ излучение падает на структуру со стороны металлических спиралей.

а) Сравнение значений пропускания в спектрах ТЕ и ТМ для двухслойной решетки, образованной бесконечно длинными спиралями в вакууме и на подложке. Резонансный сдвиг в длинноволновую часть спектра (красный резонансный сдвиг) обозначается символами RS.

б-в) Карты углов поворота поляризации для ТЕ и ТМ волн в зависимости от длины волны и толщины подложки.

4.3 Искусственная киральность в массивах полувитковых квазиспиралей

Для того чтобы установить особенности усиления оптической активности при помощи перекрытия множественных резонансов, была исследована система на основе массива металлических полувитковых квазиспиралей, которые были предложены в работе [101]. Трёхмерные структуры были сформированы при помощи впечатывания массива тонкоплёночных металлических полос в полимерную подложку методами нанолитографии. В результате были получены киральные метаповерхности ТГц диапазона (рисунок 4.7) в виде полимерных плёнок, содержащих в приповерхностном слое массивы (элементарная ячейка $7,5 \text{ мкм} \times 50 \text{ мкм}$) золотых тонкоплёночных (50 нм) полувитковых 3D-квазимикроспиралей (длиной 42 мкм). Измерения, выполненные в терагерцовом диапазоне на Фурье-спектрометре Bruker IFS 66v

показали, что данный вариант кирального метаматериала обеспечивает поворот плоскости поляризации излучения на резонансных частотах более чем на 50° (рисунок 4.8 а,б). Для того чтобы выявить физические механизмы, ответственные за вращение плоскости поляризации в исследуемых структурах, сначала были проведены численные расчеты. На рисунках 4.8в,г представлены расчётные значения коэффициентов пропускания кополяризованной компоненты, угла вращения плоскости поляризации и эллиптичности. Характер поведения рассчитанных спектров согласуется с экспериментом.

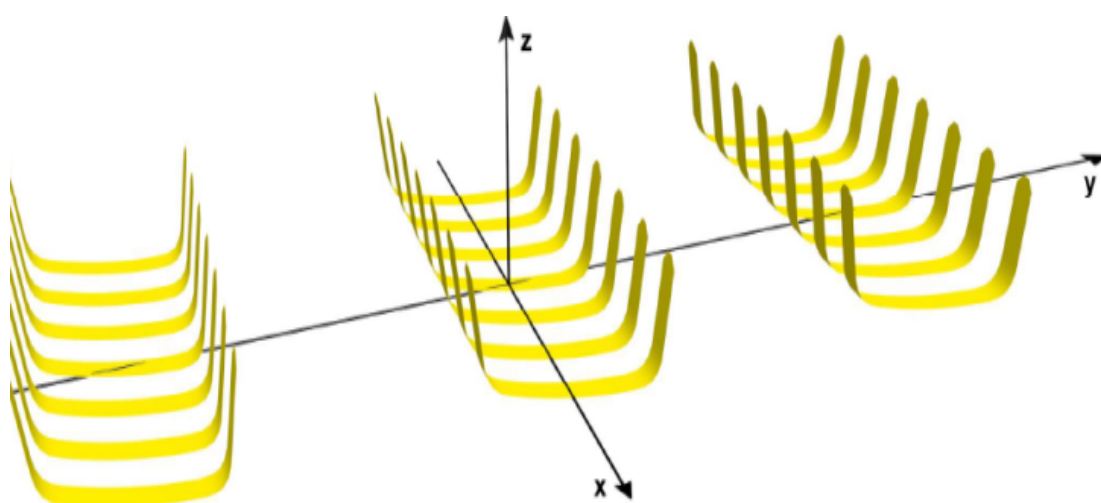


Рисунок 4.7. Эскиз структуры на основе полувитковых квазиспиралей, полученных впечатыванием тонкоплёночных металлических полосок в полимерную подложку.

Для упрощения анализа спектров сложной формы и объяснения физических процессов, ответственных за возникновение тех или иных особенностей были проведены расчёты на более простых моделях из проводящих элементов, находящихся в вакууме. Для того чтобы выяснить взаимное влияние проводящих элементов друг на друга, рассмотрим систему антенн с квадратной элементарной ячейкой 50×50 мкм. На полученных графиках (голубого цвета) для массивов прямых полосок (рисунок 4.9) и полувитковых квазиспиралей на частоте 3.6 THz хорошо виден полуволновой резонанс (соответствующий элементам длиной 42 мкм) и дифракционные эффекты на частотах >6 THz. Как и в эксперименте,

полуволновой резонанс более эффективно возбуждается при ориентации электрического поля вдоль проводящих полосок и квази-спиралей (TM-волна).

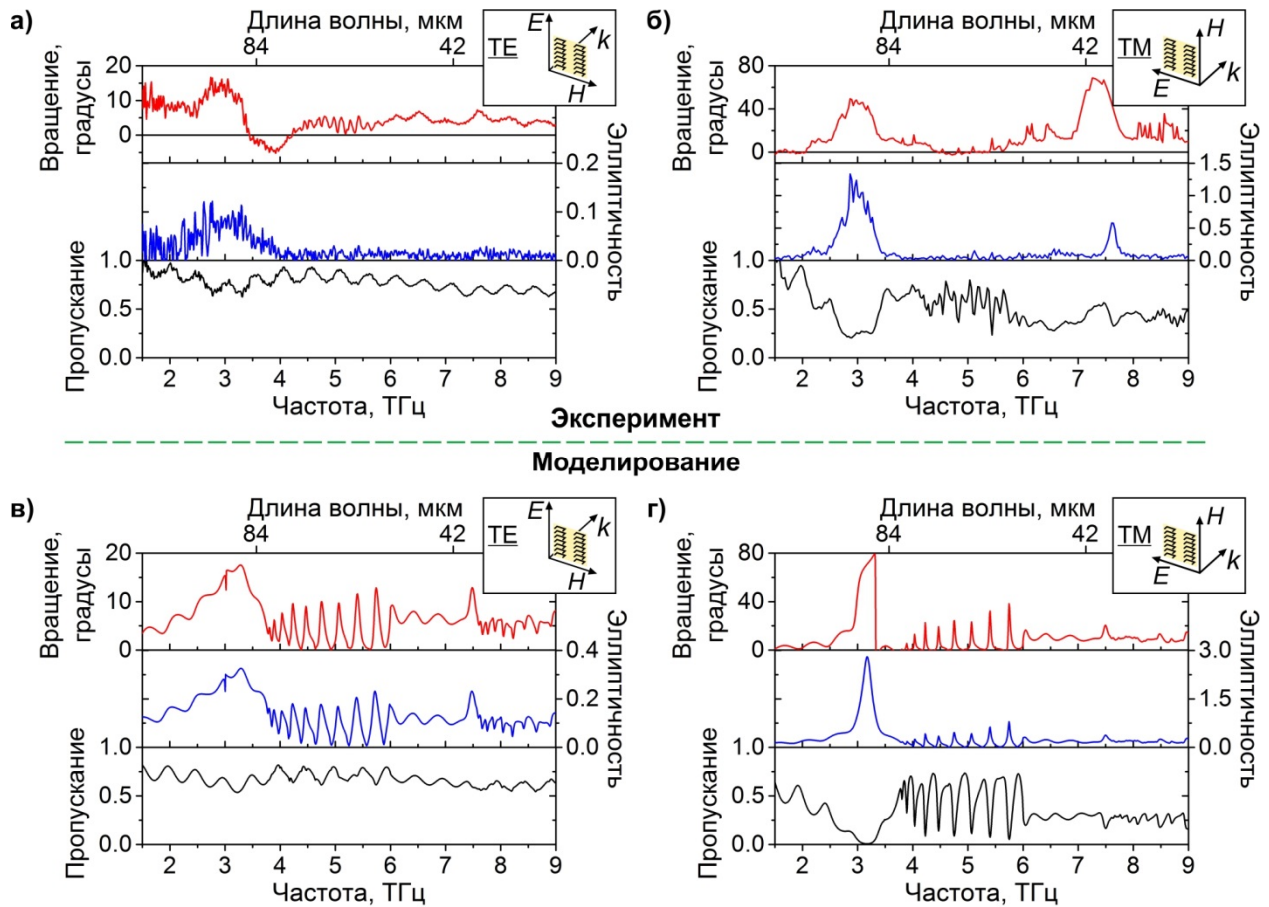


Рисунок 4.8. а,б) Измеренные и в,г) смоделированные спектры азимута поляризации, эллиптичности и пропускания для падающего излучения, поляризованного вдоль и перпендикулярно рядов полувитковых Au квазиспиралей.

Далее в модель были добавлены диэлектрические элементы формообразующего SU-8 штампа и IPS подложка (Рис. 4.9, пурпурные кривые). При расчетах для полимерных материалов использовались электромагнитные характеристики, полученные из экспериментальных спектров. Хорошо видны (рисунок 4.9) многочисленные резонансы Фабри-Перо [102] в IPS подложке толщиной 180 мкм и сдвиг полуволнового резонанса в красную область спектра.

$$4\pi \cdot \frac{d}{\lambda} + \varphi_1 + \varphi_2 = 2\pi m, \quad m \in Z \quad (4.2)$$

где d толщина плёнки, длина волны λ , набег фаз $\varphi_{1,2}$ на границах.

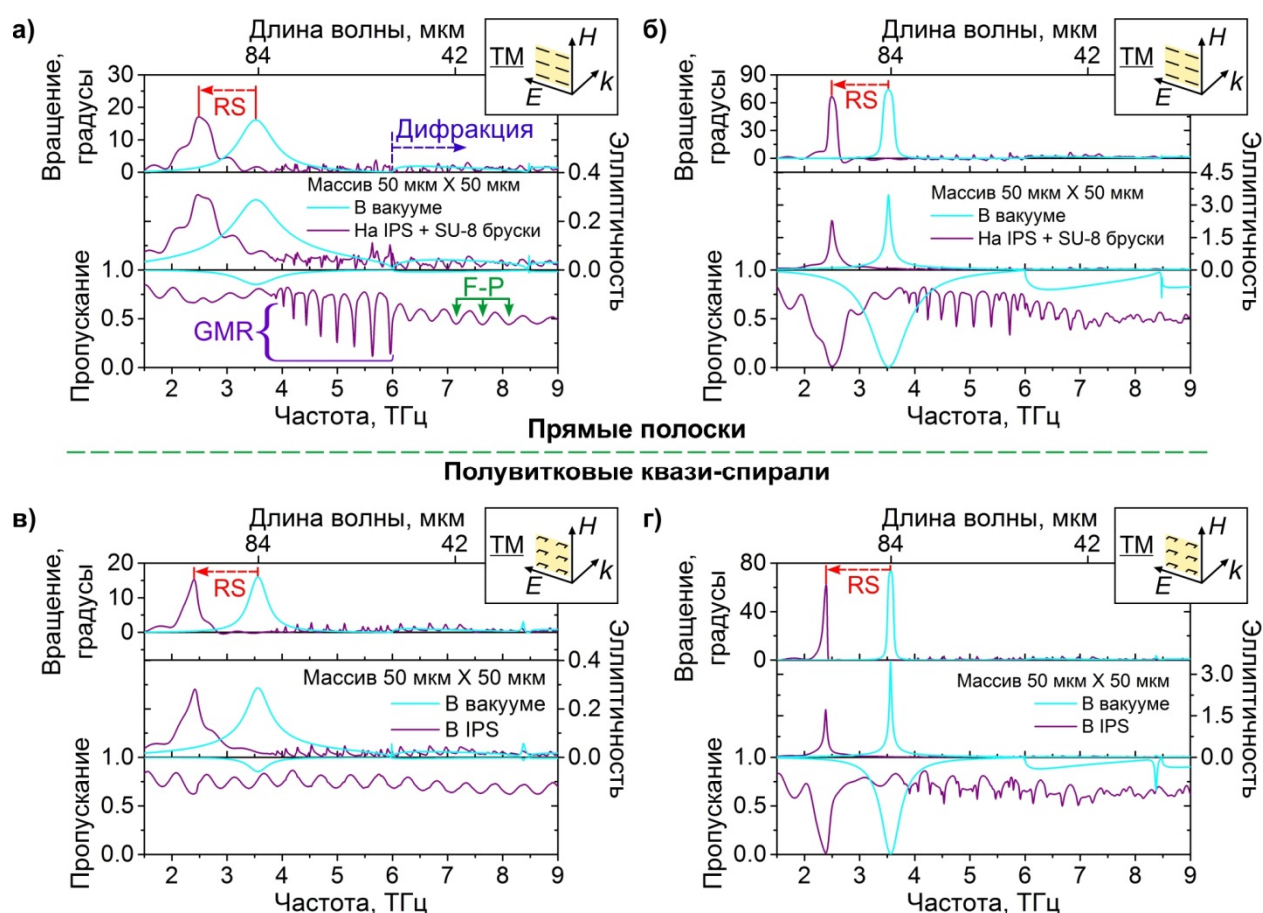


Рисунок 4.9. Рассчитанные спектры азимута поляризации, эллиптичности и пропускания для падающего излучения, поляризованного вдоль и перпендикулярно квадратному массиву металлических элементов ($50 \text{ мкм} \times 50 \text{ мкм}$). На вставках показана ориентация векторов электрического и магнитного полей и волнового вектора относительно рядов металлических элементов для случаев TE и TM волн. Здесь TE и TM - электрические поля, направленные соответственно параллельно и перпендикулярно рядам металлических элементов. Красный резонансный сдвиг обозначен символами RS; GMR – волноводные резонансные моды; F-P - резонанс Фабри – Перо.

При этом в исходной структуре металлические полосы не полностью покрыты полимером, поэтому сдвиг в низкочастотную область немного меньше. В частотном диапазоне 4-6 ТГц, соответствующего субволновому режиму, когда длина волны меньше, чем период структуры, в подложке возбуждаются волноводные резонансы (GMR на рисунке 4.9а). Условия их возникновения

определяются периодом решётки, угла её диэлектрической проницаемости и угла падения излучения [103]. Толщина подложки многократно превышает длину волны, поэтому данный волновод является многомодовым, что обуславливает большое количество пиков. Данные резонансные эффекты связаны с интерференцией электромагнитных волн в структуре, что приводит к модуляции кроссполяризованной компоненты пропускания. Это обуславливает чередование максимумов и минимумов в спектрах угла поворота плоскости поляризации. Хорошо видно, что данные особенности присутствуют в экспериментальных спектрах, но имеют меньшие амплитуды. По всей видимости, это связано с какими-то структурными факторами подложки, которые не учитывались при расчетах. Отметим, что даже в исходной структуре, представляющей собой массив дипольных антенн в виде полосок, нарушена симметрия относительно зеркального отражения (плоскости, проходящей через ось x перпендикулярно подложке см. рисунок 4.8), что приводит к возникновению дополнительных резонансов в спектрах пропускания. Простоты ради, рассмотрим массив металлических антенн, расположенных на тонкой подложке толщиной 5 мкм, чтобы в диэлектрическом волноводе существовала только лишь фундаментальная мода. Это хорошо видно на рисунке 4.10а, когда полоски-антенны ориентированы перпендикулярно рядам полосок ($\alpha = 0$). Однако при их повороте (то есть так, как это реализовано в эксперименте) в окрестности рэлеевской аномалии появляется ещё одна резонансная особенность на рисунке 4.10б. Это приводит к возникновению дополнительных резонансов в спектрах пропускания, поскольку падающая электромагнитная ТМ-волна возбуждают они не только ТМ-волноводную моду, но и ТЕ-моду. Похожий эффект наблюдался и в других системах с нарушенной симметрией, приводя к эффектам типа индуцированной прозрачности, резонанса Фано и высокодобротных резонансов [103]. Было установлено, что при спектральном перекрытии полуволнового резонанса и волноводного, в спектрах пропускания возникает антикроссинг, что свидетельствует о связи этих двух процессов и формировании гибридных мод.

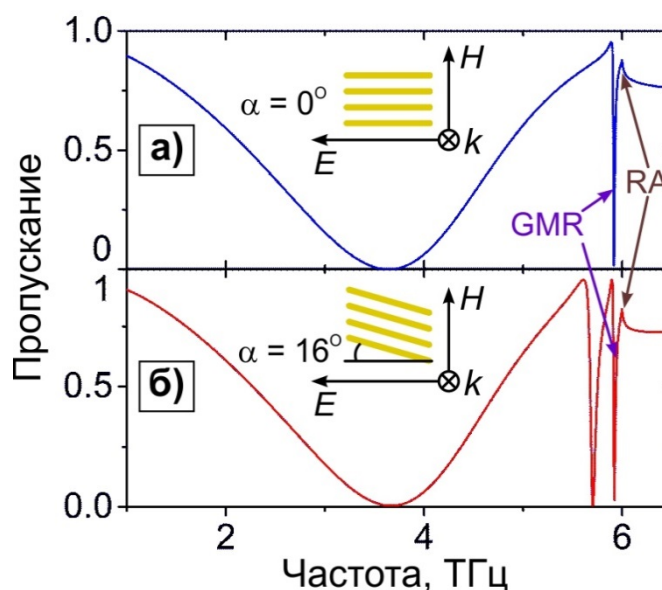


Рисунок 4.10. Рассчитанные спектры пропускания для падающего излучения на массив металлических антенн, расположенных на тонкой подложке толщиной 5 мкм.

- а) Полоски-антенны ориентированы перпендикулярно рядам полосок ($\alpha = 0$).
- б) Реальная структура в эксперименте, RA - аномалия Рэлея, α - угол поворота полосок (угол подъёма спирали).

Несмотря на внешнее сходство рассчитанных спектров для структур с Au полосками и квазиспиралями, физические свойства структур существенно различаются. Казиспирали являются киральными объектами и могут вращать плоскость поляризации проходящего излучения, в то время как структура с полосками лишь «отсекает» одну из компонент поляризации электромагнитной волны. В качестве доказательства, приведём результаты расчёта кругового дихроизма для свободно стоящих в вакууме структур, состоящих из скоб. Величина кругового дихроизма (CD) определяется разностью коэффициентов пропускания правой (TRCP) и левой круговых поляризаций (TLCP): $CD = TRCP - TLCP$. С целью показать влияние анизотропии структуры на круговой дихроизм

приведены спектры для излучения, падающего под различными углами ψ в плоскости yOz (рисунок 4.11(б)). Хорошо видно, что структура из полос не проявляет кругового дихроизма, следовательно, не может вращать плоскость поляризации. Полученные в эксперименте структуры также являются киральными. Безусловно, наличие подложки приводит к тому, что полосатая структура тоже становится несовместимой с собой, т.е. киральной, однако величина эффекта невелика.

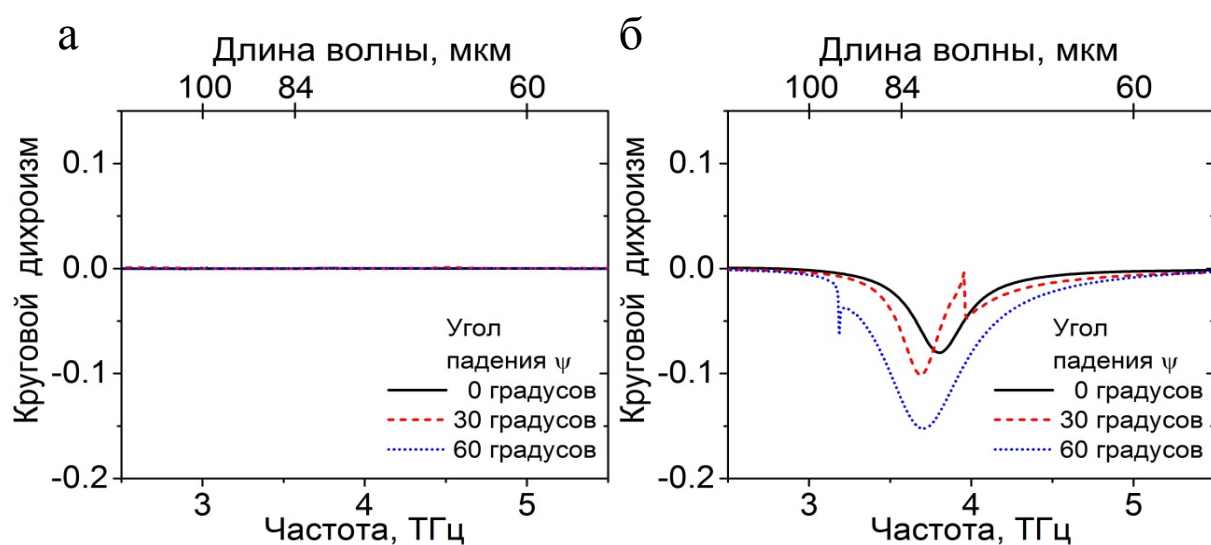


Рисунок 4.11. Рассчитанные спектры кругового дихроизма для излучения, падающего под различными углами на квадратные массивы металлических элементов ($50 \text{ мкм} \times 50 \text{ мкм}$). а) Исходная структура с прямыми Au-полосками. б) Композитная плёнка с полувитковыми Au квазиспиральями.

Возможность управлять киральностью исследованных метаматериалов делает их перспективными для создания высокоэффективных преобразователей поляризации.

4.4 Динамическое управление оптической активности при помощи кирального метаматериала на основе диоксида ванадия

В предыдущих разделах было показано, как спектральное и пространственное перекрытие резонансных мод позволяет эффективно управлять оптической активностью метаматериала. Данное наблюдение указывает на путь к созданию эффективных динамически управляемых киральных структур. С этой целью был предложен и исследован метаматериал, представленный на рисунке 4.12. Он представляет собой массив трехмерных резонаторов, обладающих вращательной симметрией четвертого порядка, на основе двух ортогонально пересекающихся проводящих спиралей. Геометрические параметры спиралей были подобраны таким образом, чтобы возбуждался полуволновой резонанс в Q-диапазоне (40–60 ГГц). На частоте 43,5 ГГц коэффициент преобразования поляризации прошедшей волны достигает пика 95%, и коэффициент пропускания ко-поляризации равен нулю и плоскость поляризации поворачивается на 90° относительно падающей волны. Если составить структуру из двух таких массивов, то в системе будет возбуждаться не только полуволновой резонанс, но также резонанс типа Фабри-Перо. Иными словами, слои киральных элементов выступают в роли отражательных поверхностей. Было установлено, что изменение расстояния между слоями приводит к модуляции коэффициента преобразования поляризации прошедшего излучения. Данный эффект продемонстрировал возможность управления киральными свойствами структуры путём изменения взаимного спектрального положения резонансов. На основе этого результата был предложен динамически перестраиваемый метаматериал. Для этого один из уровней структуры был заменен на квадратную решётку из материала, обладающего фазовым переходом типа «металл-диэлектрик» (рисунок 4.12a). Наиболее подходящим вариантом является диоксид ванадия (VO_2), у которого изменение проводимости при фазовом переходе может достигать пяти порядков. Характеристики решётки из диоксида ванадия подбирались так, чтобы слой имел достаточно высокий коэффициент отражения в рабочем диапазоне

частот для эффективного возбуждения резонанса типа Фабри-Перо. Для простоты, в расчётах диоксид ванадия был заменён на идеальный проводник. Было показано, что падающая линейно поляризованная волна преобразуется в волну с ортогональной поляризацией. Коэффициент преобразования поляризации составляет более 95% на частоте 43,5 ГГц. Такая высокая эффективность преобразования обусловлена высокодобротным возбуждением $\lambda/2$ -резонанса в проволочных спиралях и его спектральным и пространственным перекрытием с резонансом Фабри-Перо в резонаторной полости (рисунок 4.12б). Предложенный метаматериал перспективен для использования для высокоэффективных преобразователей поляризации и может быть изготовлен обычными методами DLP 3D-печати в сочетании с металлизацией методом вакуумного напыления.

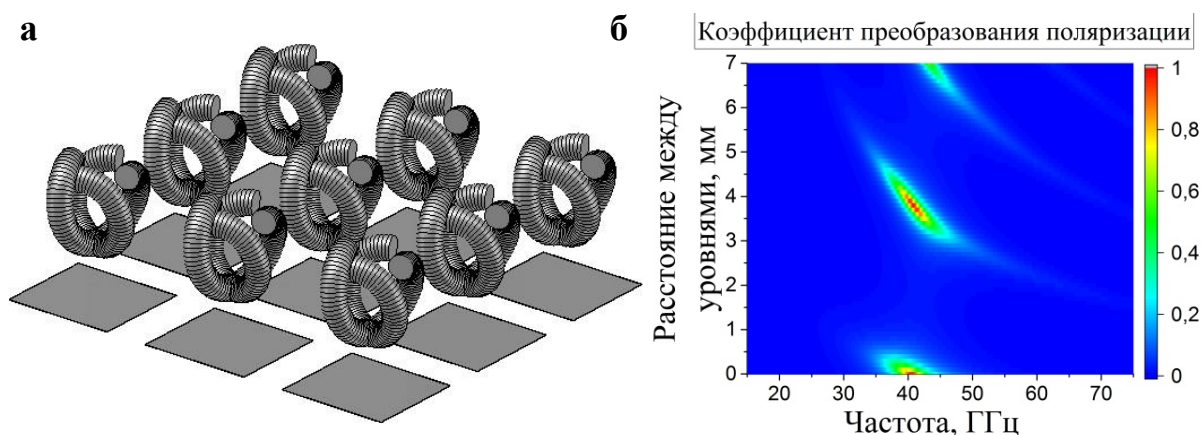


Рисунок 4.12 а) Эскиз двухуровневой структуры на основе кирального слоя и решётки из диоксида ванадия. б) Коэффициент преобразования поляризации прошедшей волны в зависимости от расстояния между слоями. Красный цвет соответствует коэффициенту преобразования, близкому к единице.

Выводы по главе 4.

Проведены комплексные исследования электромагнитных свойств киральных СВЧ и ТГц метаповерхностей на основе массивов трёхмерных спиралей и квазиспиралей, изготовленных методами 3D-печати и прямого штампования.

Методами численного моделирования была продемонстрирована высокая оптическая активность сформированных структур и возможность управлять их киральными характеристиками.

1. С помощью численного моделирования установлено, что гибридная метаповерхность на основе двухслойного массива миллиметровых металлических ленточных спиралей вращает плоскость поляризации падающего линейно поляризованного СВЧ-излучения вплоть до 90 градусов в окрестности λ -резонанса спиралей. Показано, что влияние подложки на значения угла поворота плоскости поляризации проходящего излучения заключается в изменении за счет резонанса типа Фабри-Перо и появлении дополнительных максимумов, вызванных волноводными резонансами.

2. Показано, что терагерцовая метаповерхность на основе однослойного массива тонкоплёночных полувитковых 3D квазиспиралей на толстой диэлектрической подложке поворачивает плоскость поляризации проходящего излучения более чем на 50° за счёт возбуждения полуволновых и множественных волноводных резонансов. Установлено, что уменьшение расстояния между резонансными элементами сдвигает полуволновой резонанс в коротковолновую область спектра. Обнаружено, что нарушение симметрии структуры относительно зеркального отражения приводит к возникновению дополнительных резонансов в спектрах пропускания электромагнитной волны.

3. Предложена и исследована киральная СВЧ-метаповерхность, состоящая из массива трёхмерных металлических спиральных резонаторов и решётки из тонкого слоя диоксида ванадия. Показано, что данная система преобразует падающую линейную поляризацию в ортогональную с эффективностью выше 95% при условии перекрытия полуволнового резонанса в спиральных и резонанса типа Фабри-Перо.

Заключение

Работа посвящена исследованию механизмов контроля поляризации электромагнитного излучения в мультрезонансных системах на основе метаповерхностей. Найдены условия усиления поляризационной селективности и оптической активности систем за счёт управления степенью спектрального перекрытия резонансов в субволновых системах на основе метаповерхностей. Результаты численных расчётов электромагнитных характеристик структур хорошо согласуются с экспериментальными данными. Предложен дизайн структур для динамического управления поляризацией. Полученные результаты открывают новые возможности для решения задач поляриметрии, сенсорики, а также для создания модуляторов электромагнитного излучения.

1. С помощью численных расчётов показано, что в СВЧ-метаповерхностях на основе двухслойных массивов металлических ленточных спиралей, лежащих на диэлектрической подложке, происходит возбуждение λ -резонансов в спиралях, резонансов типа Фабри-Перо и волноводных резонансов в подложке. Спектральное перекрытие резонансов приводит к существенному увеличению угла поворота плоскости поляризации проходящего излучения. Поворот плоскости поляризации СВЧ-излучения может достигать 90 градусов в окрестности λ -резонанса в спиралях.

2. Показано, что терагерцовая метаповерхность на основе однослойного массива тонкоплёночных полувитковых 3D-квазиспиралей, расположенных на толстой диэлектрической подложке, поворачивает плоскость поляризации проходящего излучения более чем на 50° за счёт перекрытия полуволновых и множественных волноводных резонансов в подложке. В структурах с нарушенной симметрией зеркального отражения возникают дополнительные резонансные особенности в спектрах пропускания кросс-поляризованной компоненты электромагнитной волны.

3. Для субволновых высокоаспектных металл-диэлектрических нанорешеток с периодом 180 нм экспериментально и с помощью численного моделирования установлены зависимости коэффициентов отражения и пропускания от глубины рельефа решётки и угла падения электромагнитной волны. Это позволило идентифицировать плазмонные резонансы, интерференционные эффекты, аномалии Рэлея и определить их влияние на оптические свойства структур. Показано, что для оптических систем на основе двухуровневых гибридных решёточных метаповерхностей с шириной полос 100 нм наблюдается изменение (более чем в 2 раза) коэффициентов отражения и поглощения в спектральной области локализованного плазмонного резонанса (500-600 нм), вызванное резонансом типа Фабри-Перо, зависящим от глубины рельефа.
4. Экспериментально установлено, что у металл-диэлектрических нанорешеточных ИК- поляризаторов с периодом 180 нм с двухуровневой металлизацией коэффициент экстинкции на длине волны 1550 нм достигает 34 дБ, а с четырёхуровневой 45 дБ. В обоих случаях коэффициент пропускания превышает 0.6 при $\lambda > 1$ мкм. Показано, что многослойные поляризационные системы на основе прозрачного полимера и золота, блокируют пропускание видимого света любой поляризации вследствие возбуждения локализованного плазмонного резонанса и собственного поглощения в золотых полосках. Сформированные и исследованные структуры являются гибкими и перспективны в качестве элементов широкоформатных систем формирования изображений.
5. Предложен оригинальный дизайн двухуровневой метаповерхности, составленной из серебряной решётки и периодического массива серебряных наночастиц. Численными методами показано, что в данной системе возникают две гибридные моды, обусловленные спектральным и пространственным перекрытием бегущего и локализованных плазмонов. Эффект приводит к увеличению коэффициента пропускания по сравнению со структурой без наночастиц и перспективен для создания мультрезонансных систем.

6. Предложена и исследована динамически управляемая система «металлическая плёнка - массив плазмонных наночастиц, разделённых субволновым слоем магнитооптического диэлектрика». Показано, что изменение направления магнитного поля в геометрии экваториального эффекта Керра приводит к сдвигу резонанса типа Фано, вызванного перекрытием бегущего и локализованного плазмонов. Установлено, что для системы с оптимизированными геометрическими параметрами при угле падения 15 градусов величина абсолютного магнитооптического отклика достигает $2.5 \cdot 10^{-2}$ на крутом склоне резонанса типа Фано при высоком коэффициенте отражения, достигающим 0.35.
7. Методами численного моделирования показано, что перестраиваемая метаповерхность на основе высококонтрастной субволновой кремниевой решетки с покрытием из диоксида ванадия позволяет изменять угол поляризации проходящего субтерагерцового излучения до 45 градусов при фазовом переходе «полупроводник-металл».
8. Предложена динамически управляемая поляризационная система, состоящая из метаповерхности на основе массива металлических двойных спиралей и плоской решётки из диоксида ванадия. Методами численного моделирования показано, что эффективность преобразования поляризации падающей волны в ортогональную при переключении фазы VO_2 из полупроводниковой в металлическую превышает 95 %. Установлено, что эффект наблюдается при условии перекрытия полуволнового резонанса спиралей и резонанса типа Фабри-Перо в полости между спиральями и VO_2 -решёткой.

Благодарности

Автор благодарит чл.-корра РАН В.Я.Принца за научное руководство и мотивацию. Автор признателен всем соавторам, в особенности к.ф.-м.н. Речкунову, к.ф.-м.н. С.В.Голоду, к.ф.-м.н. В.А.Селезневу, к.т.н. А.В.Чесницкому, В.А.Сейфи, д.ф.-м.н. В.В.Кубареву (ИЯФ СО РАН). Автор благодарит коллег, помогавших в получении экспериментальных результатов: к.т.н. А.Ф.Булдыгина, к.т.н. Е.В.Спевивцева, к.ф.-м.н. С.В.Адищева (ИАиЭ СО РАН), к.ф.-м.н. Е.А.Злобину (ИАиЭ СО РАН), а также коллективы лабораторий №7, 2, 6 ИФП СО РАН.

Список основных обозначений и сокращений

АСМ – атомно-силовой микроскоп

ЛПР – локализованный плазмонный резонанс

ППП – поверхностный плазмон-поляритон

РА – рэлеевская аномалия

ФП – резонанс типа Фабри-Перо

Ψ, Δ - эллипсометрические параметры

P - период структуры

k - волновой вектор

n - показатель преломления

ϵ - диэлектрическая проницаемость

λ - длина волны излучений

θ - угол падения

Статьи по теме диссертации

- [A1] **Gayduk, A. E.**, Prinz, V. Y., Seleznev, V. A., & Rechkunov, S. N. Large-area multilayer infrared nano-wire grid polarizers // *Infrared Physics & Technology*. – 2016. – N. 75. – C. 77-81.
- [A2] Chesnitskiy A. V., **Gayduk A. E.**, Prinz V. Y. Transverse magneto-optical Kerr effect in strongly coupled plasmon gratings // *Plasmonics*. – 2018. – T. 13. – №. 3. – C. 885-889.
- [A3] Golod, S. V., Seyfi, V. A., Buldygin, A. F., **Gayduk, A. E.**, & Prinz, V. Y. Large-Area 3D-Printed Chiral Metasurface Composed of Metal Helices // *Advanced Optical Materials*. - 2018. – T. 6(19). – C. 1800424.
- [A4] Golod, S. V., **Gayduk, A. E.**, Kurus, N. N., Kubarev, V. V., & Prinz, V. Y. 3D micro/nanoshaping of metal strip arrays by direct imprinting for chiral metasurfaces // *Nanotechnology*. – 2020. – T. 31. – №. 43. – C. 435302.
- [A5] **Gayduk, A. E.**, Rechkunov, S. N., Seleznev, V. A., Prinz, V. Y. Optical filters based on subwavelength metal-dielectric gratings. In *Micro/Nanotechnologies and Electron Devices (EDM), 17th International Conference of Young Specialists on IEEE*. – 2016. - P. 8-10.
- [A6] **Gayduk, A. E.**, Prinz V. Y. Vanadium Dioxide–Based Metasurface for Polarization Dynamic Control in Subterahertz Range // *20th International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices (EDM)*. – IEEE, - 2019. – C. 7-10.
- [A7] Seyfi, V. A., **Gayduk, A. E.**, Prinz, V. Y. Tunable Chiral Metamaterial for Polarization Control in Microwave Region // *2020 21st International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices (EDM)*. – IEEE, - 2020. – C. 64-67.

Список литературы

1. Chai Z. et al. Ultrafast All-Optical Switching //Advanced Optical Materials. – 2017. – Т. 5. – №. 7.
2. Cai W., Shalaev V. M. / Optical metamaterials.– Berlin, Germany: : Springer, 2010. – Т. 10. – №. 6011.
3. Rubin N. A. et al. Polarization state generation and measurement with a single metasurface //Optics express. – 2018. – Т. 26. – №. 17. – С. 21455-21478.
4. Климов В. Наноплазмоника //Российские нанотехнологии. – 2009. – Т. 4. – №. 9-10. – С. 14-15.
5. Krasnok A. et al. Towards all-dielectric metamaterials and nanophotonics //Metamaterials X. – International Society for Optics and Photonics. - 2015. – Т. 9502. – С. 950203.
6. Лепешов С. и др. Гибридная нанофотоника //Physics–Uspekhi. – 2018. – С. 61.
7. Luk'yanchuk B. et al. The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials //Nature materials. – 2010. – Т. 9. – №. 9. – С. 707.
8. Palik E. D. Handbook of Optical Constants of Solids (Academic, San Diego, 1998) //Google Scholar. – С. 429.
9. Li J. et al. Dielectric properties of Barium Strontium Titanate (BST) ceramics synthesized by using mixed-phase powders calcined at varied temperatures //Materials Letters. – 2012. – Т. 76. – С. 100-102.
10. Cai W., Shalaev V. M. Optical metamaterials. – Berlin, Germany: : Springer, 2010. – Т. 10. – №. 6011.
11. Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics //Physical review letters. – 1987. – Т. 58. – №. 20. – С. 2059.
12. Smith D. R., Pendry J. B., Wiltshire M. C. K. Metamaterials and negative refractive index //Science. – 2004. – Т. 305. – №. 5685. – С. 788-792.
13. Shelby R. A., Smith D. R., Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction //Science. – 2001. – Т. 292. – №. 5514. – С. 77-79.

14. Pendry J. B. Negative refraction makes a perfect lens //Physical review letters. – 2000. – Т. 85. – №. 18. – С. 3966.
15. Cai W. et al. Optical cloaking with metamaterials //Nature photonics. – 2007. – Т. 1. – №. 4. – С. 224.
16. Zhao Q. et al. Mie resonance-based dielectric metamaterials //Materials Today. – 2009. – Т. 12. – №. 12. – С. 60-69.
17. Krasnok A. et al. Towards all-dielectric metamaterials and nanophotonics //Metamaterials X. – International Society for Optics and Photonics, - 2015. – Т. 9502. – С. 950203.
18. Mie G. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen //Annalen der physik. – 1908. – Т. 330. – №. 3. – С. 377-445.
19. Прохоров А. М. /Физическая энциклопедия. – Рипол Классик, 1988.
20. Климов В. Наноплазмоника //Российские нанотехнологии. – 2009. – Т. 4. – №. 9-10. – С. 14-15.
21. Koshelev K. et al. Nonradiating photonics with resonant dielectric nanostructures //Nanophotonics. – 2019. – Т. 8. – №. 5. – С. 725-745.
22. Slobozhanyuk A. P. et al. Enhanced photonic spin Hall effect with subwavelength topological edge states //Laser & Photonics Reviews. – 2016. – Т. 10. – №. 4. – С. 656-664.
23. Sarychev A. K. et al. Metal-dielectric optical resonance in metasurfaces and SERS effect //Optical and Quantum Electronics. – 2020. – Т. 52. – №. 1. – С. 1-14.
24. Rho J., Pertsch T., Kivshar Y. Nonlinear optics with resonant metasurfaces //MRS Bulletin. – 2020. – Т. 45. – №. 3. – С. 210-220.
25. Evlyukhin A. B. et al. Optical response features of Si-nanoparticle arrays //Physical Review B. – 2010. – Т. 82. – №. 4. – С. 045404.
26. Chang-Hasnain C. J., Yang W. High-contrast gratings for integrated optoelectronics //Advances in Optics and Photonics. – 2012. – Т. 4. – №. 3. – С. 379-440.

27. Ko Y. H., Magnusson R. Wideband dielectric metamaterial reflectors: Mie scattering or leaky Bloch mode resonance? //Optica. – 2018. – Т. 5. – №. 3. – С. 289-294.
28. Han Z., Bozhevolnyi S. I. Chapter 5—Waveguiding with Surface Plasmon Polaritons //Modern Plasmonics; Richardson, N., Holloway, S., Eds. – С. 137-187.
29. Ebbesen T. W. et al. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays //Nature. – 1998. – Т. 391. – №. 6668. – С. 667.
30. Kajtár G., Markoš P. Transmission properties of one-dimensional metallic and left-handed material gratings //Optics Communications. – 2014. – Т. 313. – С. 382-387.
31. Liang Y., Peng W. Theoretical study of transmission characteristics of sub-wavelength nano-structured metallic grating //Applied spectroscopy. – 2013. – Т. 67. – №. 1. – С. 49-53.
32. Kumar K. et al. Printing colour at the optical diffraction limit //Nature nanotechnology. – 2012. – Т. 7. – №. 9. – С. 557.
33. Xiang J. et al. Polarization beam splitters, converters and analyzers based on a metasurface composed of regularly arranged silicon nanospheres with controllable coupling strength //Optics express. – 2016. – Т. 24. – №. 11. – С. 11420-11434.
34. Khorasaninejad M. et al. Metalenses at visible wavelengths: Diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging //Science. – 2016. – Т. 352. – №. 6290. – С. 1190-1194.
35. Genevet P. et al. Ultra-thin plasmonic optical vortex plate based on phase discontinuities //Applied Physics Letters. – 2012. – Т. 100. – №. 1. – С. 013101.
36. Князев Б. А., Сербо В. Г. Пучки фотонов с ненулевой проекцией орбитального момента импульса: новые результаты //Успехи физических наук. – 2018. – Т. 188. – №. 5. – С. 508-539.
37. Shalaev M. I. et al. High-efficiency all-dielectric metasurfaces for ultracompact beam manipulation in transmission mode //Nano letters. – 2015. – Т. 15. – №. 9. – С. 6261-6266.

38. Arbabi A. et al. Planar metasurface retroreflector //Nature Photonics. – 2017. – T. 11. – №. 7. – C. 415.
39. Chai Z. et al. Ultrafast All-Optical Switching //Advanced Optical Materials. – 2017. – T. 5. – №. 7.
40. Nozaki K. et al. Ultralow-energy and high-contrast all-optical switch involving Fano resonance based on coupled photonic crystal nanocavities //Optics express. – 2013. – T. 21. – №. 10. – C. 11877-11888.
41. Waldow M. et al. 25ps all-optical switching in oxygen implanted silicon-on-insulator microring resonator //Optics Express. – 2008. – T. 16. – №. 11. – C. 7693-7702.
42. Mutilin S. V. et al. Growth of ordered arrays of vertical free-standing VO₂ nanowires on nanoimprinted Si //Applied Physics Letters. – 2018. – T. 113. – №. 4. – C. 043101.
43. Prinz V. Y. et al. A new approach to the fabrication of VO₂ nanoswitches with ultra-low energy consumption //Nanoscale. – 2020. – T. 12. – №. 5. – C. 3443-3454.
44. Appavoo K. et al. Ultrafast phase transition via catastrophic phonon collapse driven by plasmonic hot-electron injection //Nano letters. – 2014. – T. 14. – №. 3. – C. 1127-1133.
45. Kruger B. A., Joushaghani A., Poon J. K. S. Design of electrically driven hybrid vanadium dioxide (VO₂) plasmonic switches //Optics Express. – 2012. – T. 20. – №. 21. – C. 23598-23609.
46. Belotelov V. I. et al. Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals //Nature Nanotechnology. – 2011. – T. 6. – №. 6. – C. 370.
47. Li J. et al. 3-μm mid-infrared pulse generation using topological insulator as the saturable absorber //Optics letters. – 2015. – T. 40. – №. 15. – C. 3659-3662.
48. Zhang L. et al. Space-time-coding digital metasurfaces //Nature communications. – 2018. – T. 9. – №. 1. – C. 1-11.
49. Hashemi M. R. M. et al. Electronically-controlled beam-steering through vanadium dioxide metasurfaces //Scientific reports. – 2016. – T. 6. – №. 1. – C. 1-8.

50. Li L., Cui T. J. Information metamaterials—from effective media to real-time information processing systems //Nanophotonics. – 2019. – T. 8. – №. 5. – C. 703-724.
51. Zarei S., Marzban M., Khavasi A. Integrated photonic neural network based on silicon metalines //Optics Express. – 2020. – T. 28. – №. 24. – C. 36668-36684.
52. Bonod N., Neauport J. Diffraction gratings: from principles to applications in high-intensity lasers //Advances in Optics and Photonics. – 2016. – T. 8. – №. 1. – C. 156-199.
53. Kravets V. G. et al. Singular phase nano-optics in plasmonic metamaterials for label-free single-molecule detection //Nature materials. – 2013. – T. 12. – №. 4. – C. 304.
54. Li L. et al. Polarization-independent broadband dielectric bilayer gratings for spectral beam combining system //Optics Communications. – 2017. – T. 385. – C. 97-103.
55. Ye Z. et al. Compact color filter and polarizer of bilayer metallic nanowire grating based on surface plasmon resonances //Plasmonics. – 2013. – T. 8. – №. 2. – C. 555-559.
56. Ye Z. C. et al. Compact transreflective color filters and polarizers by bilayer metallic nanowire gratings on flexible substrates //IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2013. – T. 19. – №. 3. – C. 4800205.
57. Deng L. Y. et al. Extremely high extinction ratio terahertz broadband polarizer using bilayer subwavelength metal wire-grid structure //Applied Physics Letters. – 2012. – T. 101. – №. 1. – C. 011101.
58. Ahn S. H. et al. High-performance wire-grid polarizers using jet and Flash™ imprint lithography //Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS. – 2013. – T. 12. – №. 3. – C. 031104.
59. Snik F. et al. An overview of polarimetric sensing techniques and technology with applications to different research fields //Polarization: measurement, analysis, and remote sensing XI. – International Society for Optics and Photonics, - 2014. – T. 9099. – C. 90990B.

60. Alouini M. et al. Near-infrared active polarimetric and multispectral laboratory demonstrator for target detection //Applied optics. – 2009. – Т. 48. – №. 8. – С. 1610-1618.
61. Tyo J. S. et al. Review of passive imaging polarimetry for remote sensing applications //Applied optics. – 2006. – Т. 45. – №. 22. – С. 5453-5469.
62. Pierangelo A. et al. Ex-vivo characterization of human colon cancer by Mueller polarimetric imaging //Optics express. - 2011. – Т. 19(2). – С. 1582-93
63. Rubin N. A. et al. Polarization state generation and measurement with a single metasurface //Optics express. – 2018. – Т. 26. – №. 17. – С. 21455-21478.
64. A biologically inspired CMOS image sensor. / Sarkar M., Theuwissen A.– Springer, 2012.
65. Christ A. et al. Symmetry breaking in a plasmonic metamaterial at optical wavelength //Nano letters. – 2008. – Т. 8. – №. 8. – С. 2171-2175.
66. Ameling R., Giessen H. Microcavity plasmonics: strong coupling of photonic cavities and plasmons //Laser & photonics reviews. – 2013. – Т. 7. – №. 2. – С. 141-169.
67. Schiff H., Kristensen A. Nanoimprint Lithography–Patterning of resists using molding //Springer Handbook of Nanotechnology. – Springer, Berlin, Heidelberg, 2010. – С. 271-312.
68. Швец В. А., Спесивцев Е. В., Рыхлицкий С. В. Анализ статической схемы эллипсометрических измерений //Оптика и спектроскопия. – 2004. – Т. 97. – №. 3. – С. 514-525.
69. Johnson P. B., Christy R. W. Optical constants of the noble metals //Physical review B. – 1972. – Т. 6. – №. 12. – С. 4370.
70. Leosson K. et al. Ultra-thin gold films on transparent polymers //Nanophotonics. – 2013. – Т. 2. – №. 1. – С. 3-11.
71. Tompkins H., Irene E. A. Handbook of ellipsometry. – William Andrew, 2005.
72. Dobynde M. I. et al. Localized-to-propagating surface plasmon transitions in gold nanoslit gratings //JETP letters. – 2016. – Т. 103. – №. 1. – С. 46-50.

73. Miyata M. et al. Gap plasmon resonance in a suspended plasmonic nanowire coupled to a metallic substrate //Nano letters. – 2015. – T. 15. – №. 8. – C. 5609-5616.
74. Shaltout A. M. et al. Ultrathin and multicolour optical cavities with embedded metasurfaces //Nature communications. – 2018. – T. 9. – №. 1. – C. 1-7.
75. Gayduk, A. E., Prinz, V. Y., Seleznev, V. A., & Rechkunov, S. N. Large-area multilayer infrared nano-wire grid polarizers // Infrared Physics & Technology. – 2016. – N. 75. – C. 77-81.
76. Wang R. et al. The simulation of localized surface plasmon and surface plasmon polariton in wire grid polarizer integrated on InP substrate for InGaAs sensor //Aip Advances. – 2015. – T. 5. – №. 7. – C. 077128.
77. Tali S. A. S., Zhou W. Multiresonant plasmonics with spatial mode overlap: overview and outlook //Nanophotonics. – 2019. – T. 8. – №. 7. – C. 1199-1225.
78. Dana B., Bahabad A. Double Fano resonance in a plasmonic double grating structure //Optics express. – 2016. – T. 24. – №. 20. – C. 22334-22344.
79. Sain B., Meier C., Zentgraf T. Nonlinear optics in all-dielectric nanoantennas and metasurfaces: a review //Advanced Photonics. – 2019. – T. 1. – №. 2. – C. 024002.
80. Gu L. et al. Fano resonance lineshapes in a waveguide-microring structure enabled by an air-hole //APL Photonics. – 2020. – T. 5. – №. 1. – C. 016108.
81. Zhu X. et al. Constructive-interference-enhanced Fano resonance of silver plasmonic heptamers with a substrate mirror: a numerical study //Optics express. – 2017. – T. 25. – №. 9. – C. 9938-9946.
82. Liu N. et al. Planar metamaterial analogue of electromagnetically induced transparency for plasmonic sensing //Nano letters. – 2009. – T. 10. – №. 4. – C. 1103-1107.
83. Limonov M. F. et al. Fano resonances in photonics //Nature Photonics. – 2017. – T. 11. – №. 9. – C. 543.
84. Ren W, Dai Y, Cai H, Ding H, Pan N, Wang X Tailoring the coupling between localized and propagating surface plasmons: realizing Fano-like interference and high-performance sensor. // Opt Express. – 2013. T. 21(8). – C.10251–10258.

85. Kaplan A. F., Xu T., Jay Guo L. High efficiency resonance-based spectrum filters with tunable transmission bandwidth fabricated using nanoimprint lithography //Applied Physics Letters. – 2011. – Т. 99. – №. 14. – С. 143111.
86. Liang Y., Peng W. Theoretical study of transmission characteristics of sub-wavelength nano-structured metallic grating //Applied spectroscopy. – 2013. – Т. 67. – №. 1. – С. 49-53.
87. Maksymov I. S., Hutomo J., Kostylev M. Transverse magneto-optical Kerr effect in subwavelength dielectric gratings //Optics Express. – 2014. – Т. 22. – №. 7. – С. 8720-8725.
88. Chesnitskiy A. V., Gayduk A. E., Prinz V. Y. Transverse magneto-optical Kerr effect in strongly coupled plasmon gratings // Plasmonics. – 2018. – Т. 13. – №. 3. – С. 885-889.
89. Chin J. Y. et al. Nonreciprocal plasmonics enables giant enhancement of thin-film Faraday rotation //Nature communications. – 2013. – Т. 4. – С. 1599.
90. Каценеленбаум Б. З. и др. Киральные электродинамические объекты //Успехи физических наук. – 1997. – Т. 167. – №. 11. – С. 1201-1212.
91. Prinz V. Y. et al. Terahertz metamaterials and systems based on rolled-up 3D elements: designs, technological approaches, and properties //Scientific reports. – 2017. – Т. 7. – С. 43334.
92. Kaschke J. et al. A helical metamaterial for broadband circular polarization conversion //Advanced Optical Materials. – 2015. – Т. 3. – №. 10. – С. 1411-1417.
93. Gansel J. K. et al. Gold helix photonic metamaterial as broadband circular polarizer //Science. – 2009. – Т. 325. – №. 5947. – С. 1513-1515.
94. Valev V. K. et al. Chirality and chiroptical effects in plasmonic nanostructures: fundamentals, recent progress, and outlook //Advanced Materials. – 2013. – Т. 25. – №. 18. – С. 2517-2534.
95. Semchenko I. V. et al. Investigation of electromagnetic properties of a high absorptive, weakly reflective metamaterial—substrate system with compensated chirality //Journal of Applied Physics. – 2017. – Т. 121. – №. 1. – С. 015108.

96. Zhang F. et al. All-Dielectric Metasurfaces for Simultaneous Giant Circular Asymmetric Transmission and Wavefront Shaping Based on Asymmetric Photonic Spin–Orbit Interactions //Advanced Functional Materials. – 2017. – T. 27. – №. 47. – C. 1704295.
97. van Assenbergh P. et al. Nanostructure and microstructure fabrication: from desired properties to suitable processes //Small. – 2018. – T. 14. – №. 20. – C. 1703401.
98. Passaseo A. et al. Materials and 3D designs of helix nanostructures for chirality at optical frequencies //Advanced Optical Materials. – 2017. – T. 5. – №. 16. – C. 1601079.
99. S.V. Golod, D.B. Sultanov, A.F. Buldygin, E.V. Naumova, A.E. Gayduk and V.Ya. Prinz. Chiral metamaterial formed by 3D-printing and shadow vacuum deposition. 24th Int. Symp. “Nanostructures: Physics and Technology”, Saint Petersburg, Russia, June 27 – July 1, 2016
100. Hu J. et al. Broadband circularly polarizing dichroism with high efficient plasmonic helical surface //Optics Express. – 2016. – T. 24. – №. 10. – C. 11023-11032.
101. S.V. Golod, A.E. Gayduk, N.N. Kurus, V.V. Kubarev, V. Ya. Prinz, 3D micro/nanoshaping of metal strip arrays by direct imprinting for chiral metasurfaces. // Nanotechnology. - 2020. - Vol. 31. - No. 43. - id. 435302
102. Huang C. P., Chan C. T. Deep subwavelength Fabry-Perot resonances //EPJ Applied Metamaterials. – 2014. – T. 1. – C. 2.
103. Chen H., Liu J., Hong Z. Guided mode resonance with extremely high Q-factors in terahertz metamaterials //Optics Communications. – 2017. – T. 383. – C. 508-512.