

Федеральное государственное автономное образовательное  
учреждение высшего образования  
«Сибирский федеральный университет»

На правах рукописи



Бикбаев Рашид Гельмединович

ТАММОВСКИЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ  
В РЕЗОНАНСНЫХ ФОТОННОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ  
СТРУКТУРАХ

Специальности:

01.04.05 - оптика

01.04.07 - физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д. ф.-м. н., проф. Ветров С.Я.

Научный руководитель:

д. ф.-м. н. Тимофеев И.В.

Красноярск 2018 г.

# Содержание

<b>ВВЕДЕНИЕ</b> . . . . .	<b>5</b>
<b>1 Литературный обзор</b> . . . . .	<b>15</b>
1.1 Таммовский плазмон-поляритон . . . . .	15
1.1.1 Основные понятия . . . . .	15
1.1.2 Таммовские плазмон-поляритоны в фотоннокристаллических средах . . . . .	18
1.1.3 Устройства на основе таммовских плазмонов . . . . .	21
1.2 Наноконпозиты . . . . .	25
1.2.1 Получение. Применение . . . . .	25
1.2.2 Оптические свойства гетерогенных сред . . . . .	30
<b>2 Таммовские плазмон-поляритоны на границе фотонного кристалла и изотропного наноконпозита</b> . . . . .	<b>40</b>
2.1 Описание исследуемой модели . . . . .	41
2.2 Таммовские плазмон-поляритоны на границе фотонного кристалла и наноконпозита с резонансной дисперсией . . . . .	43
2.2.1 Связанные таммовские плазмон-поляритоны . . . . .	46
2.3 Таммовские плазмон-поляритоны на границе фотонного кристалла и наноконпозита с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью . . . . .	49

2.4	Два типа локализованных состояний в фотонном кристалле, ограниченном наноккомпозитом с близкой к нулю эффективной диэлектрической проницаемостью . . . . .	54
2.5	Выводы . . . . .	67
<b>3</b>	<b>Таммовские плазмон поляритоны на границе фотонного кристалла и анизотропного наноккомпозита . . . . .</b>	<b>68</b>
3.1	Описание модели . . . . .	69
3.2	ТПП на границе ФК, сопряженного с анизотропным слоем наноккомпозита . . . . .	71
3.2.1	Связанные таммовские плазмон-поляритоны в случае частиц эллипсоидальной формы . . . . .	75
3.3	ТПП на границе ФК, сопряженного с сильно анизотропным слоем наноккомпозита . . . . .	78
3.3.1	Связанные ТПП в случае сильной анизотропии. . . . .	85
3.3.2	Влияние размерного эффекта на формирование ТПП на границе фотонного кристалла и анизотропного наноккомпозита . . . . .	87
3.4	Выводы . . . . .	89
<b>4</b>	<b>Широкополосный таммовский плазмон поляритон . . . . .</b>	<b>91</b>
4.1	Описание модели . . . . .	91
4.2	Скорости релаксации и оптимальная связь ТПП . . . . .	93
4.3	Численный расчет энергетических характеристик структуры . . . . .	98
4.4	Изготовление образцов . . . . .	100
4.5	Результаты измерений энергетических характеристик структуры . . . . .	102
4.6	Выводы . . . . .	105
<b>5</b>	<b>Таммовские плазмон поляритоны на границе фотонного кристалла и плазмонных нанопористых материалов . . . . .</b>	<b>107</b>

5.1 Таммовские плазмон-поляритоны на границе фотонного кристалла и пористой нанокомпозитной среды . . . . .	109
5.2 Таммовские плазмон-поляритоны на границе фотонного кристалла и гироидального слоя . . . . .	114
5.3 Выводы . . . . .	122
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>123</b>
<b>Список сокращений и условных обозначений . . . . .</b>	<b>126</b>
<b>Благодарности . . . . .</b>	<b>128</b>
<b>Литература . . . . .</b>	<b>129</b>
<b>А Метод матрицы переноса . . . . .</b>	<b>150</b>
<b>Б Временная теория связанных мод . . . . .</b>	<b>154</b>

# **ВВЕДЕНИЕ**

## **Характеристика работы.**

Диссертационная работа посвящена исследованию таммовского плазмон-поляритона, локализованного на границе фотонного кристалла и материала с частотной резонансной дисперсией. В качестве такого материала могут выступать металл-диэлектрические нанокомпозиты, пористые и гироидальные плазмонные пленки. Рассмотрена возможность эффективного управления оптическими свойствами таммовского плазмон-поляритона, посредством варьирования параметров резонансных сред. Проведенные в работе исследования расширяют представления о возможности использования резонансных материалов для формирования таммовского плазмон-поляритона и создания на их основе устройств для оптики и оптоэлектроники.

## **Актуальность темы.**

Бурное развитие современной техники и технологии способствует формированию совершенно новых отраслей науки, направленных на разработку материалов, альтернативных полупроводниковым. Одним из таких направлений в оптике является фотоника, предусматривающая создание принципиально новых сред передачи и обработки информации, в которых, в отличие от полупроводниковой электроники, носителем информации является фотон, а не электрон. Для создания подобного рода «оптических полупроводников» необходимы материалы, имеющие фотонную запрещённую зону (ФЗЗ) в собственном энергетическом спектре. Такие материалы получили название «фотонные кристаллы»

(ФК). Это материалы, диэлектрическая проницаемость (ДП) которых меняется периодически с характерным масштабом периодичности, соизмеримым с длиной волны света [1–4].

Наряду с изучением объемных возбуждений ФК, активно исследуются поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ). Особым типом поверхностных электромагнитных состояний является оптическое таммовское состояние (ОТС), при котором поле экспоненциально затухает по обе стороны от границы раздела, и может прекращаться перенос энергии вдоль поверхности [5]. ОТС является оптическим аналогом таммовского электронного состояния, в котором электронная плотность локализуется на границе периодического потенциала кристалла. ОТС может возбуждаться между двумя различными фотонными кристаллами, имеющими перекрывающиеся запрещенные зоны или между фотонным кристаллом и средой с отрицательной диэлектрической проницаемостью, например, металлом [6]. В последнем случае его также называют таммовским плазмон-поляритоном (ТПП), поскольку поле излучения связывается с поверхностным плазмонным возбуждением. Экспериментально эти локализованные состояния проявляются в виде узкого резонанса в оптическом спектре пропускания или отражения образца на длинах волн внутри ФЗЗ [7]. Теоретические и экспериментальные исследования свойств ТПП позволили использовать их для создания принципиально нового класса устройств, таких как поглотители [8–11], переключатели [12], органические солнечные элементы [13], тепловые излучатели [14, 15], сенсоры [16, 17], усилители спонтанного излучения [18]. Высокая степень локализации поля на частоте ТПП позволяет снизить порог генерации нелинейных эффектов [19–21] и реализовать механизм экстремально высокого пропускания света через nanoотверстие [22]. Взаимодействие ТПП с другими типами локализованных мод позволяет создать лазеры [23, 24], источники одиночных фотонов [25], электрооптически перестраиваемые таммовские плазмон-экситон-поляритоны [26], белые органические светодиоды [27]. Для формирования таммовских плазмон-поляритонов и устройств на их основе

используются, как правило, планарные металлические пленки, сопряженные с фотонным кристаллом. При этом выбор их материала и толщины исчерпывает возможности оптимизации оптических свойств таких структур за счет изменения параметров пленки.

Новые возможности появляются, если в качестве материала пленки использовать металл-диэлектрические нанокомпозиты (НК) – искусственно сформированные и особым образом структурированные среды. Нанокомпозит представляет собой диэлектрическую матрицу с равномерно распределенными по ее объему металлическими наночастицами и характеризуется резонансной эффективной диэлектрической проницаемостью. При этом оптические характеристики исходных материалов резонансных особенностей не имеют [28, 29]. Положение резонанса в видимой области спектра, а также интервал частот, в пределах которого нанокомпозит подобен металлу, определяются эффективной ДП. Она, в свою очередь, зависит от диэлектрических проницаемостей исходных материалов, концентрации, формы, ориентации и размера нановключений. Также металл-диэлектрические нанокомпозиты могут выступать и в качестве материалов с близкой к нулю эффективной ДП. В последнее время такие материалы вызывают значительный интерес [30]. В силу этого, открываются широкие возможности для оптимизации характеристик таммовского плазмон-поляритона, локализованного на границе раздела нанокомпозит-фотонный кристалл. Однако, в литературе практически отсутствуют теоретические и экспериментальные работы, посвященные исследованию таммовского плазмон-поляритона в подобных структурах. Таким образом, исследование таммовского плазмон-поляритона, локализованного на границе раздела нанокомпозит-фотонный кристалл – актуальная и своевременная задача.

## Цель и задачи диссертационного исследования.

**Целью** настоящей работы является теоретическое и экспериментальное исследование таммовского плазмон-поляритона, локализованного на границе фотонного кристалла и нанокompозитного материала с резонансной дисперсией. Для достижения поставленной цели предлагалось решить следующие задачи:

1. Исследовать таммовский плазмон-поляритон, локализованный на границе фотонного кристалла и нанокompозита с резонансной дисперсией. Определить влияние параметров нанокompозитной среды на спектральные характеристики таммовского плазмона. Изучить связанные таммовские плазмон-поляритоны, локализованные на границах фотонного кристалла, сопряженного с нанокompозитной пленкой с двух сторон.
2. Показать возможность формирования таммовского плазмон-поляритона на границе фотонного кристалла и нанокompозита с близкой к нулю эффективной диэлектрической проницаемостью. Исследовать принцип формирования таммовского плазмон-поляритона при нулевом значении действительной части диэлектрической проницаемости нанокompозита. Изучить особенности локализации поля на частоте ТПП.
3. Изучить спектральные и поляризационные особенности таммовского плазмон-поляритона, локализованного на границе фотонного кристалла и анизотропного нанокompозита. Исследовать расщепление мод, вызванное связью ТПП, локализованных на границах ФК-НК. Изучить влияние размера частиц на формирование ТПП.
4. Исследовать широкополосный таммовский плазмон-поляритон, локализованный на границе пористого фотонного кристалла и тонкого слоя металла. С помощью временной теории связанных мод произвести оценку параметров структуры, при которых будет наблюдаться критическая связь



ТПП с падающим излучением. Сравнить результаты численного счета с экспериментальными данными.

5. Изучить спектральные свойства одномерного фотонного кристалла, ограниченного пленкой пористого плазмонного материала. Показать возможность формирования таммовского плазмон-поляритона в подобных структурах. Исследовать влияние параметров пористых сред на спектральные характеристики ТПП.

## Научная новизна работы.

Новизна диссертационного исследования состоит в следующем:

1. *Впервые* найден таммовский плазмон-поляритон, локализованный на границе одномерного фотонного кристалла и изотропного нанокompозита с резонансной дисперсией.
2. *Установлен* диссипативный характер формирования таммовского плазмон-поляритона, локализованного на границе фотонного кристалла и нанокompозита с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью. *Показано*, что в подобных структурах одновременно возникает ТПП и формируется состояние, подобное резонаторной моде Фабри-Перо, с локализацией поля внутри слоя НК.
3. *Исследовано* образование симметричных и антисимметричных мод в результате связи таммовских плазмон-поляритонов, локализованных на границе ФК и анизотропного нанокompозита. *Показано*, что наибольшее расщепление исходной частоты ТПП наблюдается для поляризации поля параллельной длинной оси наносфероида (оптической оси нанокompозита).
4. *Впервые* исследован широкополосный таммовский плазмон-поляритон, локализованный на границе фотонного кристалла и тонкого металличе-

ского слоя. Выявлено влияние промежуточного нанокompозитного слоя, образованного вблизи металлической пленки, на спектральные характеристики широкополосного ТПП.

5. *Впервые* при сопряжении ФК с нанокompозитными материалами, такими как пористое и гироидальное серебро, получен таммовский плазмон-поляритон. Показано, что в случае сопряжения ФК с пленкой пористого серебра формируется два ТПП. Установлена высокая чувствительность коэффициентов пропускания и отражения на частотах ТПП к изменению показателя преломления заполняющего поры гироида вещества.

## **Положения, выносимые на защиту:**

1. Таммовский плазмон-поляритон локализуется на границе фотонного кристалла и изотропного нанокompозита с резонансной дисперсией.
2. Формирование таммовского плазмон-поляритона происходит при положительных и близких к нулю значениях действительной части эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита.
3. Образование волноводных мод происходит в результате связи таммовских плазмон-поляритонов, локализованных на границе фотонного кристалла и анизотропного нанокompозита.
4. Напыление на фотонный кристалл тонкого слоя хрома приводит к формированию широкополосного таммовского плазмон-поляритона.
5. Найдены таммовские плазмон-поляритоны, локализованные на границе фотонного кристалла и нанопористых плазмонных материалов, на примере пористого и гироидального серебра.

## **Теоретическая и практическая значимость исследований.**

Практическая значимость диссертационных исследований заключается в расширении возможностей контроля оптических свойств таммовских плазмон-поляритонов, посредством замены планарной металлической пленки на слой металл-диэлектрического нанокompозита. В ходе диссертационных исследований разработано программное обеспечение для моделирования и предсказания спектральных свойств фотонно-кристаллических структур, совмещенных с нанокompозитными средами. Таким образом, появляется возможность оптимизации параметров структуры до её экспериментальной реализации. Результаты, полученные в работе, могут быть использованы для создания оптоэлектронных устройств с улучшенными спектральными характеристиками. Показано, что новые возможности контроля оптических свойств ТПП открываются за счет варьирования размера, формы, концентрации и ориентации включений в матрице нанокompозита. Предложенные методы управления ТПП, посредством варьирования параметров НК-слоя, могут лечь в основу сверхчувствительных сенсоров, диодов и фильтров. ФК, сопряженный с тонкой металлической пленкой, может быть использован как широкополосный поглотитель. На основе фотонного кристалла, сопряженного с пленкой нанопористого серебра, может быть получен двухмодовый лазер или светодиод.

## **Достоверность полученных результатов.**

Достоверность полученных результатов определяется корректностью использования математических моделей и методов, правильностью предельных переходов к известным результатам, не противоречащим общим физическим представлениям, а также согласием с экспериментальными данными.

## **Личный вклад автора.**

Ключевые результаты диссертационного исследования получены автором, либо при его непосредственном участии. Лично автором проведена основная часть расчетов, интерпретировано большинство из полученных результатов. Автор участвовал в постановке целей и задач исследований совместно с научным руководителем д. ф.-м. н., проф. С. Я. Ветровым. Реализация алгоритмов расчета и анализа спектральных характеристик фотоннокристаллических структур была осуществлена совместно с д. ф.-м. н. И. В. Тимофеевым. Работа по главе 2 выполнена совместно с к. ф.-м. н. Н. В. Рудаковой и Dr. K. P. Chen. Разработка модели, расчет по главе 4 выполнены автором совместно с к. ф.-м. н. А. М. Вьюнышевым, д. ф.-м. н. В. Г. Архипкиным, к. ф.-м. н. С. А. Мысливцом, к. ф.-м. н. С. Е. Свяховским, к. ф.-м. н. С. А. Евлашиным и с П. С. Панкиным.

## **Апробация работы.**

Ключевые результаты диссертационной работы опубликованы в 6 работах в рецензируемых журналах из списка ВАК: «ЖЭТФ», «Optics Communications», «Journal of Optics», «Journal of the Optical Society of America B», «Ученые записки физического факультета Московского университета» [Б1-Б6].

Также результаты были представлены на международных и всероссийских конференциях, а именно: VII международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика — 2011» (Санкт-Петербург, 2011); VII международная конференция «Фундаментальные проблемы оптики» ФПО — 2012 (Санкт-Петербург, 2012); VIII международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика — 2013» (Санкт-Петербург, 2013); XIV Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» («Волны — 2014») (Москва, 2014) XV Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» имени А.П. Сухорукова («Волны — 2015») (Москва, 2015) IX меж-

дународная конференция «Фундаментальные проблемы оптики» ФПО — 2016 (Санкт-Петербург, 2016); VI Международная конференция «Фотоника и информационная оптика» (Москва, 2017) XVI Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» имени А.П. Сухорукова («Волны — 2017») (Москва, 2017) VI Международная конференция «Фотоника и информационная оптика» (Москва, 2017) VII Международная конференция «Фотоника и информационная оптика» (Москва, 2018).

## **Структура и объем диссертации.**

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 156 страницы, из них 135 страниц текста, включая 69 рисунков. Библиография включает 193 наименования на 21 странице.

## **Список работ, опубликованных автором по теме диссертации.**

- Б1. Ветров С Я, Бикбаев Р Г, Тимофеев И В Оптические таммовские состояния на границе фотонного кристалла и нанокompозита с резонансной дисперсией // ЖЭТФ. 2013. Т. 144, № 6. С. 1129–1139.
- Б2. Бикбаев Р Г, Ветров С Я, Тимофеев И В Оптические таммовские состояния на границе фотонного кристалла и сильно анизотропного нанокompозита // Ученые записки физического факультета МГУ. 2015. Т. 4. С. 154330–154332.
- Б3. Bikbaev R G, Vetrov S Y, Timofeev I V The optical Tamm states at the interface between a photonic crystal and nanoporous silver // J. Opt. (United Kingdom). 2017. Vol. 19, no. 1. P. 015104.

- Б4. Vetrov Stepan Y, Bikbaev Rashid G, Rudakova Natalya V et al. Optical Tamm states at the interface between a photonic crystal and an epsilon-near-zero nanocomposite // J. Opt. (United Kingdom). 2017. Vol. 19, no. 8. P. 085103.
- Б5. Bikbaev Rashid G, Vetrov Stepan Y, Timofeev Ivan V Optical Tamm states at the interface between a photonic crystal and a gyroid layer // Journal of the Optical Society of America B. 2017. Vol. 34, no. 10. P. 2198–2202.
- Б6. Vetrov S Y, Bikbaev R G, Timofeev I V The optical Tamm states at the edges of a photonic crystal bounded by one or two layers of a strongly anisotropic nanocomposite // Optics Communications. 2017. Vol. 395. P. 275–281.

# Глава 1

## Литературный обзор

### 1.1 Таммовский плазмон-поляритон

#### 1.1.1 Основные понятия

Распространение электромагнитных волн внутри фотонного кристалла, ввиду периодичности среды, аналогично распространению электрона под действием периодического потенциала внутри обычного кристалла. Периодичность среды приводит к формированию запрещенных зон – интервалов частот, в пределах которых полностью подавляется распространение электромагнитных волн в среде. Таким образом формирование периодичности во всех трех пространственных направлениях позволяет получить полную фотонную запрещенную зону. В этом случае электромагнитные волны любой поляризации не могут войти или выйти из кристалла ни в одном направлении. Положение ЗЗ, а также её ширина, зависит от свойств и геометрических параметров, входящих в состав ФК-материалов.

Привлекательность теории фотонных кристаллов заключается в том, что описание физических явлений основывается на классических идеях квантовой механики и физики твердого тела. Существующие аналогии между оптическими свойствами электронных и фотонных кристаллов подробно описаны в [1].

Еще одним ярким примером преемственности теорий квантовой механики и электромагнетизма является аналогия между таммовским электронным состоянием и оптическим таммовским состоянием.

Первая работа, посвященная исследованию связанных состояний электронов на поверхности кристалла, была выполнена в 1932 г. Игорем Евгеньевичем Таммом [31]. В основе его работы лежало предположение о том, что связанные состояния электронов возникают не только в области между двумя потенциальными порогами, но и в области, лежащей между потенциальным порогом и периодическим потенциалом  $U(x)$ , рассмотренным в [32] Кронигом и Пенни (рис. 1.1). При определенных значениях энергии удержания электрона  $U_0$  электронная волна может полностью отразиться от потенциальной решетки. При этом электрон окажется запертый между потенциальным порогом и потенциальной решеткой, а волновая функция будет иметь максимальное значение на границе раздела и экспоненциально спадать в обе стороны от неё.

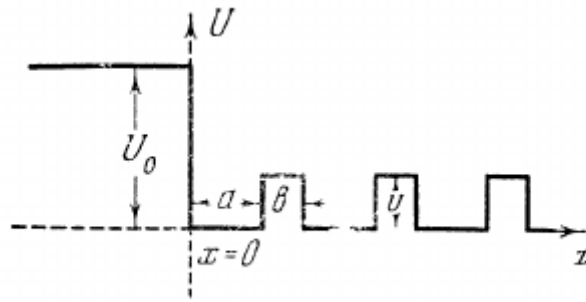


Рисунок 1.1: Схематичное изображение потенциального порога на границе области с периодическим потенциалом [31].

Движение электрона, имеющего энергию  $W$ , будет описываться волновым уравнение вида:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \Psi + \kappa^2 [W - U(x)] \Psi = 0, \quad \kappa^2 = \frac{8\pi^2 m}{h^2}, \quad (1.1)$$

где  $m$  – масса электрона,  $\Psi$  – волновая функция,  $h$  – постоянная Планка.

Решение данного уравнения имеет вид:

$$\Psi = e^{i\alpha_1 x} u_1(x) + e^{i\alpha_2 x} u_2(x), \quad (1.2)$$



где  $u_1(x)$  и  $u_2(x)$  – периодические функции с периодом  $d = a + b$ , а постоянные  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  – функции энергии  $W$ .

Введем обозначения  $k = \kappa\sqrt{W}$  и  $k' = \kappa\sqrt{W - U_1}$ . В данном случае общее решение уравнения (1.1) будет иметь вид:

$$\cos(\alpha d) = \cos(ka) \cos(k'b) - \frac{k^2 k'^2}{2kk'} \sin(ka) \sin(k'b). \quad (1.3)$$

В случае, когда  $|\cos(\alpha d)| > 1$ ,  $W$  лежит в запрещенной зоне энергетического спектра, а если  $|\cos(\alpha d)| < 1$  – в разрешенной энергетической зоне. Таким образом, для того, чтобы электронная волна отразилась от потенциальной решетки, необходимо, чтобы правая часть уравнения (1.3) по абсолютному значению была больше единицы. Однако для формирования связанного состояния электронов этого недостаточно, так как должно быть дополнительное условие для волновой функции, описывающее убывание поля вглубь потенциальной стенки. Это условие можно записать следующим образом:

$$\Psi = Ae^{\kappa\sqrt{U_0 - W}}. \quad (1.4)$$

Произведя сшивку уравнений (1.2) и (1.4) на границе  $x = 0$ , получим искомого решение, описывающее поверхностные электронные состояния, локализованные на границе раздела сред и экспоненциально убывающие при отдалении от неё. В последствии данные состояния были названы таммовскими.

Аналогичной является задача о падении электромагнитной волны на границу раздела металл-фотонный кристалл. В данном случае в роли потенциальной стенки выступает материал с отрицательной диэлектрической проницаемостью (ОДП), а в роли периодического потенциала – одномерный фотонный кристалл [5]. Уравнение Максвелла в данном случае сводится к уравнению Гельмгольца

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_y + k_0^2 \varepsilon E_y = 0, \quad (1.5)$$

которое является точным аналогом одноэлектронного уравнения Шредингера (1.2) для полубесконечного кристалла. В силу этого электромагнитный аналог таммовского электронного состояния называется оптическим таммовским состоянием (ОТС). При нормальном падении света решением уравнения (1.5) является стоячая волна, не переносящая энергию. Световое поле локализуется на границе между ФК и ОДП слоем, оно спадает экспоненциально вглубь сверхрешетки и металла. Фактически, свет оказывается между двумя зеркалами – брэгговским и металлическим, так как длина волны ОТС попадает в запрещенную зону фотонного кристалла, а также находится в области отрицательных значений действительной части ДП металла.

### 1.1.2 Таммовские плазмон-поляритоны в фотоннокристаллических средах

Одними из первых, предложивших идею поиска локализованных состояний на границе двух периодических диэлектрических зеркал являются А.В. Кавокин с соавторами в [33]. Авторы показали, что такие локализованные состояния могут быть сформированы на границе двух периодических диэлектрических структур, имеющих разные периоды, при условии, что их запрещенные зоны частично или полностью перекрываются. В результате в спектрах отражения, внутри комбинированной запрещенной зоны, формируется узкий провал, соответствующий ОТС. При этом амплитуда поля, локализованного на частоте ОТС, экспоненциально спадает в обе стороны при удалении от границы раздела двух зеркал. Так же была изучена зависимость частоты таммовского состояния от угла падения внешнего излучения. Оно показало, что увеличение угла падения приводит к смещению частоты локализованного состояния к середине запрещенной зоны.

Позже А.П. Виноградов с соавторами в [19] показали возможность формирования таммовских состояний на границе между двумя ФК, один из которых

является магнитным, в области частот, в которой перекрываются запрещенные зоны. Такая система характеризуется вращением плоскости поляризации прошедших и отраженных волн в 20-30 раз большим, чем у магнитной среды с такой же толщиной, как магнитная компонента ФК. В частности, было показано, что в подобных структурах угол поворота плоскости поляризации прошедшего излучения может достигать 74 градусов. Расчет проводился для спектрального диапазона, в котором оптические и магнитооптические потери незначительны. Также ОТС в одномерных магнетофотонных структурах изучались в [34]. Поиск таммовских состояний осуществлялся на границе двух фотонных кристаллов. Первый ФК состоял из 5 периодов  $Ta_2O_5$  и  $SiO_2$ . Второй ФК был сформирован поверх первого, путем чередования пленок висмут-замещенного иттриевого граната ( $Bi : YIG$ ) и  $SiO_2$ . Исследование спектров пропускания образца показал, что перекрытие 33 фотонных кристаллов приводит к формированию ОТС, распределение поля на частоте которого имеет максимальное значение на границе двух ФК. При этом максимумы амплитуды поля расположены в пределах слоя висмут-замещенного иттриевого граната, что обеспечивает сильную оптическую связь и повышает магнитно-оптический отклик среды. Впоследствии таммовские состояния в магнетофотонных структурах были рассмотрены в работах [35, 36].

Обычные поверхностные плазмоны имеют волновой вектор, превышающий скорость света в вакууме, и, следовательно, не могут быть возбуждены светом, который просто падает на поверхность. Тем не менее, в работе [6], было сделано предположение о том, что плазмон-поляритон, который имеет нулевое волновое число вдоль поверхности, может быть сформирован на границе между металлом и диэлектрическим зеркалом Брэгга (БЗ) путем прямого оптического возбуждения. По аналогии с электронными состояниями на поверхности кристалла, авторы называли эти возбуждения таммовскими плазмон-поляритонами (ТПП) и предсказали, что они могут существовать в обеих поляризациях (ТЕ и ТМ) и характеризоваться параболическими дисперсионными соотношениями.

Для подтверждения своей теории авторы рассмотрели модель, представляющую собой брэгговское зеркало, состоящее из чередующихся слоев  $GaAs/AlAs$ , сопряженное с полубесконечным и 30 нанометровым слоями золота. Формирование таммовского плазмон-поляритона было подтверждено распределением поля, локализованным на границе раздела сред. Так же был проведен численный расчет, при котором исследовалась возможность формирования ТПП для волн ТЕ и ТМ-типа при различных углах падения излучения на структуру. Было установлено, что дисперсия таммовского плазмон-поляритона лежит внутри светового конуса. Таким образом, он может быть возбужден без помощи призм или решетками.

В 2008 году М. Е. Sasin с соавторами в [7] продемонстрировали экспериментальную возможность реализации ТПП. Авторами были изучены образцы, содержащие 19 периодов  $GaAs/Ga_{0.1}Al_{0.9}As$ , с верхним слоем  $GaAs$ , покрытым пленкой золота. Важным условием формирования таммовского плазмон-поляритона в подобной структуре является то, что первый слой брэгговского зеркала, прилегающий к металлу, должен иметь больший показатель преломления, чем второй слой. Спектры отражения и пропускания исследуемых образцов были измерены при нормальном и наклонном падении света, при комнатной температуре и температуре жидкого азота (77 К). Так же был проведен численный расчет энергетических спектров методом трансфер-матрицы. Анализ полученных данных показал, что внутри запрещенной зоны на частоте ТПП формируется пик пропускания, положение которого зависит от толщины металлического слоя и температуры окружающей среды. Было установлено, что снижение температуры приводит к уменьшению показателя преломления, образующего брэгговское зеркало материала, что в свою очередь приводит к уменьшению оптических длин волн и смещению частоты ТПП в высокочастотную область. Так же была исследована зависимость частоты ТПП от толщины прилегающего к металлу слоя. Экспериментальные данные говорят о том, что уменьшение толщины первого слоя приводит к смещению частоты ТПП в высо-

кочастотную область. Использование пленки  $GaAs$  толщиной 20 нм приводит к формированию таммовского плазмон-поляритона на частоте, соответствующей центру запрещенной зоны БЗ.

Такое обилие структур с возможностью реализацией в них ТПП привело к формированию нового направления, нацеленного на исследование гибридных состояний. Под гибридными подразумеваются состояния полученные в результате взаимодействия ТПП и других локализованных состояний, таких как экситон [37, 38], резонаторная мода [39–42], магнон [43] и поверхностным плазмон поляритоном [44–47]. Некоторые типы гибридных мод будут более детально будут рассмотрены в следующей главе.

### 1.1.3 Устройства на основе таммовских плазмонов

Высокая степень локализации поля на частоте ТПП, а также возможность её перестройки, позволяет использовать этот тип поверхностных состояний для формирования принципиально нового класса устройств. Так в [12] был предложен оптический переключатель на основе ТПП (рис. 1.2).

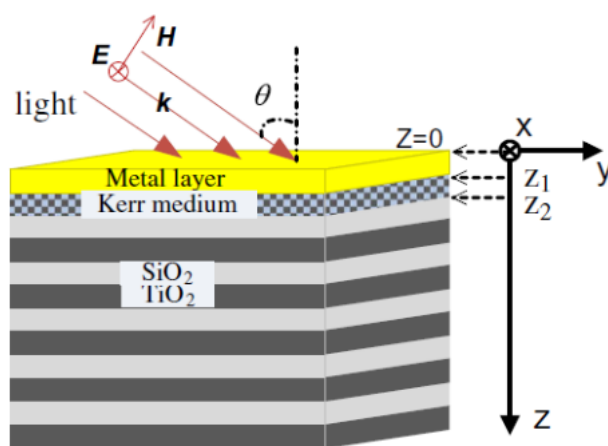


Рисунок 1.2: Схема оптического переключателя представленного в [12].

Скорость переключения предложенной структуры зависит от времени отклика Керровской среды и достигает порядка пикосекунды. Таким образом, переключатели такого типа гораздо быстрее, чем на основе резонатора Фабри-

Перо, время переключения в которых составляет порядка наносекунды. Кроме того, интенсивность поля сильно увеличиваются за счет образования ТПП, это приводит к снижению порога переключения. Стоит также отметить, что, по сравнению со структурой, в которой среда с керровской нелинейностью помещена между двумя брэгговскими зеркалами, эта модель проще, так как необходима только одна свёрхрешетка. Привлекательность данной системе добавляет то, что ТПП могут быть возбуждены как ТЕ, так и ТМ поляризованными волнами. Wei Li Zhang и соавторы в [48] предложили схему оптического переключателя на ТПП, который формировался в асимметричном брэгговском отражателе с встроенным слоем с керровской нелинейностью. При такой конструкции переключателя формируется два ТПП, на частотах которых можно осуществить низко-пороговое переключение. Использование таммовского плазмон-поляритона в нелинейных структурах также было рассмотрено в работах [49, 50].

Идея использования ТПП для создания идеального поглотителя была предложена в [9]. Авторы представили устройство на основе двумерного металл-диэлектрик-металлического волновода с тонким металлическим слоем и диэлектрическим фотонным кристаллом в центре. Устройство работает в видимом и ближнем ИК частотном диапазоне. Спектры поглощения и распределения поля на частотах ТПП были исследованы методом трансфер-матрицы и метод конечных разностей во временной области (FDTD). Предложенная авторами структура, без отражения и пропускания на частоте ТПП, поглощает 99% падающего излучения, что может оказаться полезным при конструировании оптических интегральных фотонных схем.

В [8] также, как и в [9], была предложена модель идеального поглотителя на таммовского плазмон-поляритона. Однако вместо обычного фотонного кристалла был использован фотонный кристалл, сформированный на основе последовательности Фибоначчи. Использование такого многослойного зеркала позволяет получить большее количество запрещенных зон. При совмещении

такого ФК с металлической пленкой существует возможность формирования ТПП в каждой ЗЗ, и как следствие – большому количеству полос поглощения.

Первой работой, посвященная исследованию гибридных таммовских плазмон-экситон-поляритонов была выполнена в 2009 г. С. Symonds с соавторами в [38]. Исследование было посвящено наблюдению сильной связи между таммовским плазмон-поляритоном и экситоном, возбужденным неорганической квантовой точкой. Образец был сформирован из серебряной пленки, нанесенной на брэгговское зеркало, состоящий из чередующихся слоев  $AlAs$  и  $GaAlAs$ . Квантовые точки -  $InGaAs$  были расположены в слоях с высоким показателем преломления. Экспериментальные данные полностью совпали с результатами численного расчета.

Теоретическое исследование возможности формирования таммовского плазмон-экситон-поляритона было проведено в работе [51]. Впоследствии был сделан вывод о том, что такие гибридные состояния являются перспективными для реализации источников единичных фотонов [25, 52], управления спонтанным излучением [53] и создания поляритонного лазера [23, 24, 54]. На последних работах хотелось бы остановиться чуть по подробней.

В [24] авторы показали, что лазерная генерация может быть получена с помощью таммовского плазмона, возникающего на границе раздела многослойной диэлектрической структуры и пленки серебра. Исследуемый образец состоял из БЗ, образованного 40 периодами  $AlAs$  и  $Ga_{0,95}Al_{0,05}As$ , из которых 15 верхних были  $Ga_{0,9}In_{0,07}As$  с квантовыми точками, выполняющими роль активной среды (рис. 1.3).

Накачка осуществлялась через слой серебра, поэтому только 0,25% падающего излучения было поглощено квантовыми точками. Исследование зависимости генерации от мощности накачки показало, что при малых мощностях (50 мкВт-165 мкВт) генерация происходит только на частоте экситона. Дальнейшее увеличение мощности накачки (до 470 мкВт) приводит к генерации на частоте таммовского плазмон-экситон-поляритона. Авторы отмечают, что ги-

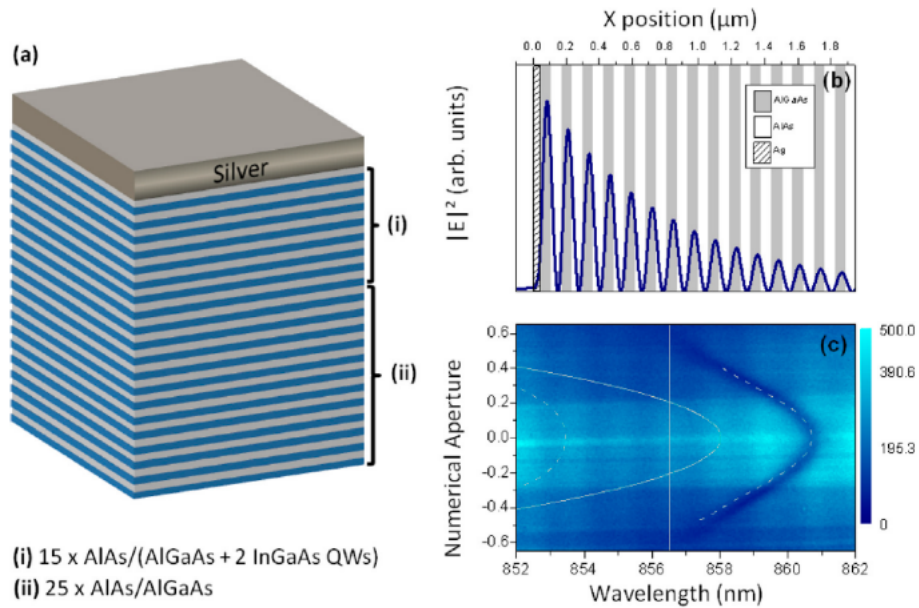


Рисунок 1.3: Схематичное изображение образца рассмотренная в [24].

бридный характер этих мод открывает путь к реализации микролазеров нового типа, которые могут быть возбуждены электрическим путем, роль электрода в которых будет выполнять верхний металлический слой.

Продолжение данной тематика нашла в работе [23], в которой единственным отличием от предыдущей стало то, что вместо планарного металлического слоя использовались металлические диски, пространство между которыми было заполнено полиметилметакрилатом. Это было сделано для поглощения доли падающего излучения, не попадающего на диски. Таммовский плазмон формировался в областях соприкосновения металлического диска с многослойным диэлектрическим зеркалом. Привлекательность данной модели по сравнению с предшествующей является то, что параметры генерации лазерного излучения можно дополнительно контролировать, меняя диаметр дисков. Лазер на ТП с возможностью управления поляризацией генерируемого излучения был предложен в [54]. Так же гибридные таммовские плазмон экситон-поляритоны нашли применение и в электрооптических переключателях излучения от квантовых точек [26].



Тонкопленочные органические солнечные элементы с использованием фотонного кристалла были предложены в [13]. Посредством возбуждения ТПП, предложенная фотонно-кристаллическая структура, на основе органических элементов, демонстрируют усиление поглощения в широком диапазоне частот в связи с аномальным показателем преломления активного слоя. Общая абсорбционная способность такого солнечного элемента была увеличена на 35% по сравнению с обычными органическими солнечными элементами. Привлекательность этого устройства так же заключается в том, что усиление поглощения достигается как для ТЕ, так и ТМ-волн.

Авторы развили данную тематику в [27] где были предложены органические светодиоды, излучающие белый свет. Конструирование светодиода только на резонаторной моде невозможно. Это объясняется тем, что мода приводит к увеличению излучения исключительно на одной длине волны. Для «белого» светодиода нужны, по крайней мере, два цвета, балансирование интенсивности которых позволит получить необходимую цветопередачу. Решить данную проблему можно использовав гибридные моды – результат взаимодействия ТПП и резонаторных мод. Экспериментальные и теоретические результаты продемонстрировали, что предложенная схема гибридизации может проложить путь к реализации «белого» органического светодиода, с улучшенными визуальными характеристиками и эффективностью электролюминесценции. Устройства такого типа являются перспективными для создания на их основе энергоэффективных твердотельных источников света и полноцветных плоских дисплеев.

## 1.2 Наноконпозиты

### 1.2.1 Получение. Применение

Композит представляет собой многофазный твердый материал, содержащий матрицу и диспергированную фазу (фазы). При таком понимании композитных

материалов, наноккомпозит (НК) может быть определен как материал, в котором, по меньшей мере, одна из фаз имеет размер в диапазоне от 1 до 100 нм, то есть нанофазу. Префикс «*nano*» был получен от греческого *nanos*, что означает «карлик», то есть «очень маленький размер». Классификация НК может быть выполнена по материалу матрицы. По этому признаку разделяют три основных вида НК: полимерные, керамические и металлические. Диспергированная фаза может быть либо аморфной, либо кристаллической. Остановимся более подробно на металл-диэлектрических наноккомпозитах – подклассе керамических НК.

Металл-диэлектрические наноккомпозиты (МДНК) состоят из стеклянной матрицы с диспергированными в ней наночастицами серебра (*Ag*), золота (*Au*), меди (*Cu*), платины (*Pt*), палладия (*Pd*) и других материалов. При этом металлические наночастицы могут быть инкапсулированы в некристаллизованную и кристаллизованную стеклянную матрицу. Стекло является отличным оптическим материалом, благодаря широкому диапазону прозрачности от 0.2 до 20 мкм. Кроме того, оно защищает наночастицы от окисления, агрегации и реакции с окружающей средой.

Один из старейших известных металл-диэлектрических наноккомпозитов можно найти в римской чаше, известной как Кубок Ликурга, изготовленной около 400 г.н.э. (рис. 1.4) Окраска кубка дихроична по своей природе. В отраженном свете она является прозрачно-зеленой, тогда как рубиново-красной – в проходящем свете. Этот эффект объясняется наличием в стекле небольшого количества наноразмерных (20–70 нм) частиц золота и серебра [55]. Кубок Ликурга – отличный пример наноккомпозитного материала, который использовался ремесленниками на протяжении веков для своих уникальных работ.

До шестнадцатого века в этом направлении не было значительных достижений. Однако, в 1659 году химик Иоганн Рудольф Глаубер получил коллоидное золото фиолетового цвета. Иоганн Кункель использовал это фиолетовое золото для своих стеклянных работ в Потсдаме в 1679–1689 годах. В 1857 году Майкл Фарадей приготовил рубиново-красное чистое коллоидное золото. Он



Рисунок 1.4: Фотография кубка Ликурга.

установил, что цвет был обусловлен наличием в стекле наноразмерных частиц. В 1897 году Ричард Адольф Зигмонди с помощью своего ультрамикроскопа подтвердил этот результат. В знак признания его необычайного вклада в науку и технологию коллоидов он был удостоен Нобелевской премии по химии в 1925 году.

В настоящее время существует множество методов получения нанокompозитных пленок, такие как термическое [56, 57] и вакуумное [58, 59] испарение, электроосаждение [60], соно- и фотохимические подходы [61], электрохимические методы [62], радиочастотное распыление [63], погружное покрытие [64], спиновое покрытие [65] и другие. Спиновое покрытие является одним из наиболее привлекательных методов осаждения из-за его простой и дешевой реализации, его совместимости с другими процессами изготовления и возможностью получения равномерной толщины нанокompозитной пленки [66]. Многие из этих методов основаны на золь-гелевой технологии, которая является универсаль-

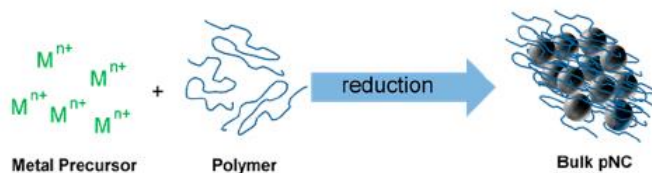
ным и недорогим методом для производства широкого спектра материалов из оксида металла. Кроме того, золь-гелевая технология использует более низкие температуры обработки, чем те, которые используются в традиционных технологиях изготовления стекла. Следует отметить, что золь-гель-методы, для получения нанокompозитных материалов, требуют строгого контроля за условиями окружающей среды. К тому же эти методы достаточно медленные, так как изготовление образцов может занимать несколько дней [67–69].

Существует два основных подхода для включения наночастиц в стеклянную матрицу. Первый основан на влажно-химическом синтезе наночастиц и их последующее включение в матрицу [65, 70, 71]. Второй – на формировании наночастиц внутри матрицы путем восстановления солей металлов, присутствующих в тонкой стеклянной пленке [72–78] (рис.1.5а). При этом подходе образование наночастиц происходит путем твердофазного восстановления [79–81], использования высокоэнергетических источников [82–84] или химического восстановления с использованием  $NaBH_4$ ,  $H_2$ , гидразина или реакцией с полимерной матрицей [85–91]. Размер и форму металлических наночастиц, образующихся в матрице, можно контролировать с помощью температуры или интенсивности облучения образцов. Матрица, в этом случае, выступая в качестве шаблона для зарождения и роста наночастиц. На некоторых методах остановится подробнее.

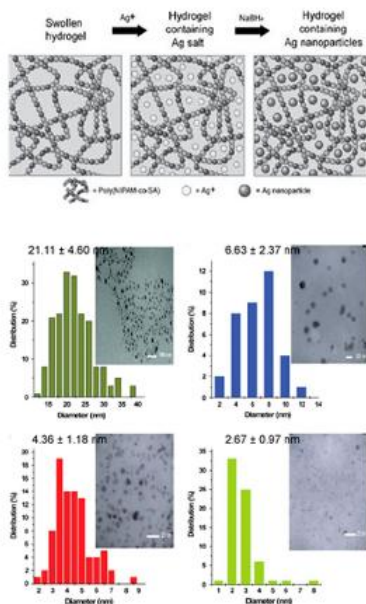
В [91] описан простой и легкий подход к изготовлению диспергированных наночастиц серебра в полигидридах. Полученные серебряные наночастицы имеют сферическую форму с узким распределением по размерам в гидрогелевой сетке. Авторами показано, что структура гидрогелевой сетки определяет размер и форму наночастиц и является их стабилизатором (рис.1.5b).

Метод синтеза нанокompозитов методом УФ-литографии подробно описан в [81]. В фоточувствительной полимерной матрице находились соли  $Ag^{(I)}$  и  $Au^{(III)}$ . Формирование наночастиц происходило посредством ультрафиолетового облучения полимерной структуры. Исследование энергетических спектров полученных образцов показал наличие полос поглощения, связанный с плаз-

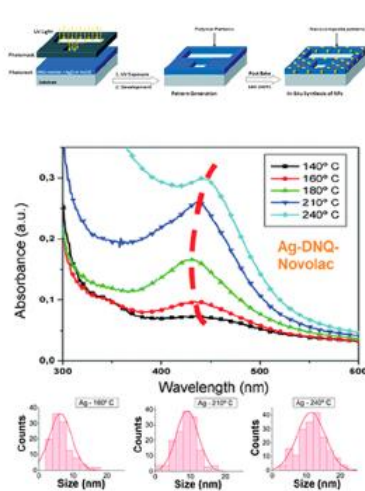
### a) *in situ* synthesis of pNCs



### b) Hydrogel matrix



### c) Photoresist matrix



### d) BCP matrix

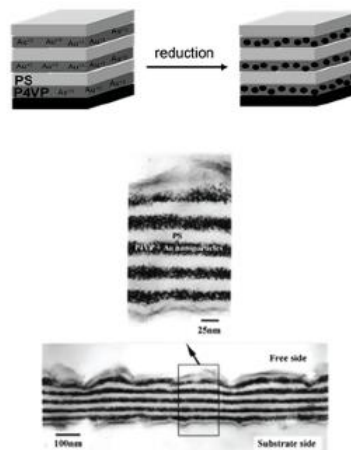


Рисунок 1.5: Методы формирования нанокompозитных сред, рассмотренные в [92].

монным резонансом на наночастицах. Этот метод представляет собой быстрый, простой и недорогой подход к формированию полимерных структур с внедренными серебряными или золотыми наночастицами (рис.1.5с).

Изготовление многослойной наноструктуры, состоящей из чередующихся слоев чистого и, содержащего золотые наночастицы, самосборного полимера продемонстрировано в [89]. Золотые наночастицы были синтезированы в слоях *P4VP* без изменения геометрии структуры. Привлекательность этого метода в том, что использование самосборных полимеров позволяет получать многослойные нанокompозитные структуры в один этап. Это значительно ускоряет и упрощает процесс формирования НК структур (рис.1.5d).

В [93] был предложен новый способ быстрого изготовления, содержащих золотые наночастицы, тонких пленок *SiO<sub>2</sub>* и *TiO<sub>2</sub>* методами спин-покрытия.

Этот метод основан на синтезе одновременном синтезе и матрицы нанокompозита, и металлических включений, путем относительно низкотемпературного процесса выпечки. Преимуществом этого метода является возможность формирования однородных нанокompозитных пленок с более высокой концентрацией наночастиц и возможностью его контролирования в процессе формирования НК. Таким образом возникает возможность настраивать оптические свойства нанокompозита в широких пределах.

Подобные материалы, основанные на золотых и серебряных наночастицах, имеют многочисленные приложения в разных областях нанотехнологий, таких как нелинейная оптика [94–96], катализ [97, 98] и сенсоры [65, 99].

### 1.2.2 Оптические свойства гетерогенных сред

Определение оптических свойств гетерогенных сред – давняя и очень сложная задача, для решение которой было предложено множество идей и связанных с ними теорий [100–102]. Наиболее известная и широко используемая – модель эффективной среды. Суть модели заключается в том, что ансамбль наночастиц, равномерно диспергированных в матрице, можно описать как новую среду, характеризующуюся эффективной диэлектрической проницаемостью. Достоинством данной модели является то, что нет необходимости искать решение уравнений Максвелла в каждой точке пространства, а достаточно воспользоваться усредненными по объему значениями параметров среды для определения её оптических свойств.

В модели эффективной среды используют электростатическое приближение, при котором расстояние между частицами, а также размер самих частиц, намного меньше по сравнению с длиной волны в среде [103]. В противном случае необходимо учитывать рассеяние на наночастицах и интерференцию на рассеянных волнах.

Определение эффективных параметров среды сводится к определению оптических параметров каждой компоненты их формы и объемной концентрации. Для этого надо связать электрическую индукцию  $\langle D \rangle$ , усредненную по объему  $V$ , размеры которого намного больше неоднородностей диэлектрической проницаемости,

$$\langle D \rangle = \frac{1}{V} \int_V D(r) dr = \frac{1}{V} \int_V \varepsilon(r) E(r) dr, \quad (1.6)$$

с величиной внешнего поля  $E_0$ . Здесь  $D(r)$ ,  $E(r)$  и  $\varepsilon(r)$  – локальные значения параметров среды. Эта связь определяет эффективную диэлектрическую проницаемость среды как:

$$\varepsilon_{eff} = \langle D \rangle / E_0. \quad (1.7)$$

Локальное поле  $E(r)$  зависит от формы и размера наночастиц. Определение усредненной индукции в выражение (1.6) затруднительно. Точное определение  $\varepsilon_{eff}$  возможно не во всех случаях. Поэтому для большинства задач рассматриваются различные приближения, принимающие во внимание локальное поле, определяемое из решения задач электростатики. Одними из самых распространенных моделей эффективной среды являются модели Максвелл-Гарнетта [104] и Бруггемана [105], что обусловлено их физической наглядностью. Так же эти модели объединяет то, что они основаны на решении уравнений электростатики о локальном поле в шаре с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_1$ , помещенным в среду с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_2$ . В этом случае, локальное поле  $E_1$  является суммой внешнего поля  $E_0$  и поля поляризованной сферы  $E_d = -(4\pi/3)P$ :

$$E_1 = E_0 + E_d = E_0 - \frac{4\pi P}{3} = \frac{3\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2} E_0, \quad (1.8)$$

а вектор поляризации  $P$  среды в шаре определяется выражением:

$$P = \chi_0 E_0 = \frac{3}{4\pi} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2} E_0, \quad (1.9)$$

где  $\chi_0$  – поляризуемость сферы.

### Модель Максвелл-Гарнетта

Рассмотрим объем  $V$ , образованный средой с проницаемостью  $\varepsilon_2$  с редкими сферическими включениями с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_1$ . Поляризация каждого сферического включения дает вклад общую поляризацию объема  $V$ , который определяется выражением:

$$\chi = \frac{1}{V} \sum_i V_i \chi_0 = f_1 \frac{3}{4\pi} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2}, \quad (1.10)$$

где  $V_i$  – объем  $i$ -ой частицы,  $f_1 = (1/V) \sum_i V_i$  – объемный фактор заполнения.

Этот объем будет характеризоваться эффективной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_{eff}$ . При выборе сферической области окруженной средой с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_2$ , поляризуемость такого объема будет равна:

$$\chi = \frac{3}{4\pi} \frac{\varepsilon_{eff} - \varepsilon_2}{\varepsilon_{eff} + 2\varepsilon_2}. \quad (1.11)$$

Из (1.10) и (1.11) следует формула Максвелл-Гарнетта [104, 106]:

$$\frac{\varepsilon_{eff} - \varepsilon_2}{\varepsilon_{eff} + 2\varepsilon_2} = f_1 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2}. \quad (1.12)$$

Модель Максвелл-Гарнетта справедлива в случае, когда один материал выступает в качестве матрицы, а другой в качестве диспергированных включений с малой объемной долей. Таким образом предел применимости этой модели лежит в интервале  $(0.01 > f_1 > 0.3)$  [107, 108]. В работах [109–119] продемонстрировано согласие экспериментальных и расчетных данных, полученных с помощью модели Максвелл-Гарнетта. Таким образом, эта, на первый взгляд, простая модель способна с высокой точностью предсказать оптические свойства гетерогенных структур. Однако, она не применима при описании эффективной



диэлектрической проницаемости статистических сред, в которых объёмная доля включений велика на столько, что нельзя отличить матрицу от диспергированной фазы. Для описания свойств таких сред используют модель Бруггемана, упомянутая выше.

Также следует отметить, что выражение (1.12), при малых значениях  $f_1$ , полностью совпадает с выражением для эффективной диэлектрической проницаемости смеси (1.13),

$$\varepsilon_{\text{см}} = \varepsilon_2 + f_1 \frac{3(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2}, \quad (1.13)$$

полученным Л.Д. Ландау и Е.М. Лившицем в [120].

### Обобщение модели Максвелл-Гарнетта на случай анизотропных включений

Определение эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозитной среды, в случае включений сфероидальной формы, с помощью выражения (1.12) не представляется возможным. Для этого нужно произвести обобщение выражения (1.12) на случай анизотропии формы включений путем решения задачи электростатики о локальном поле в эллипсоиде.

Как и в случае шара, уменьшение поля внутри эллипсоида обусловлено поляризацией диэлектрической матрицы. Компоненты поля внутри эллипсоида можно представить в следующем виде [121]:

$$\begin{aligned} E_{1x} &= E_{0x} - 4\pi L_x P_{1x}, \\ E_{1y} &= E_{0y} - 4\pi L_y P_{1y}, \\ E_{1z} &= E_{0z} - 4\pi L_z P_{1z}, \end{aligned} \quad (1.14)$$

где  $L$  – фактор деполяризации.

Величину  $L$  можно найти, решив уравнение Лапласа в эллиптических координатах. Как видно из выражения (1.14), разным осям соответствуют разные

величины  $L$ , которые связаны между собой соотношением:

$$L_x + L_y + L_z = 1. \quad (1.15)$$

Для эллипсоида вращения (ось вращения совпадает с осью  $z$ ) величины  $L_x$  и  $L_y$  совпадают. Введем обозначение  $L_{\parallel}$  для фактора деполяризации для поля вдоль оси вращения и  $L_{\perp}$  для фактора деполяризации для поля перпендикулярно оси вращения эллипсоида. Величина  $\xi$  определяется отношением длин полярной и экваториальной полуосей эллипсоида [122]:

$$L_{\parallel} = \frac{1}{1-\xi^2} \left( 1 - \xi \frac{\arcsin(\sqrt{1-\xi^2})}{\sqrt{1-\xi^2}} \right), \quad (1.16)$$

$$L_{\parallel} + 2L_{\perp} = 1; \xi = a/b.$$

Случай  $a/b < 1$  соответствует сплюснутому эллипсоиду вращения,  $a/b > 1$  – вытянутому,  $a/b = 1$  – шару.

Подставляя выражения (1.16) в (1.14), можно определить значения локального поля внутри эллипсоида. Воспользовавшись теми же выкладками что и в случае сферических частиц, можем получить обобщенное выражение для эффективной диэлектрической проницаемости нанокомпозитной среды на случай включений сфероидальной формы, который имеет вид [108, 123]:

$$\frac{\varepsilon_{eff} - \varepsilon_2}{L(\varepsilon_{eff} - \varepsilon_2) + \varepsilon_2} = f_1 \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + L(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}. \quad (1.17)$$

Следует отметить, что в случае включений сферической формы  $L = 1/3$  и выражение (1.17) переходит в выражение (1.12).

## Модель Максвелл-Гарнетта с учетом дисперсии металлов

В случае распределения в объеме матрицы металлических наноразмерных включений, выражение для эффективной диэлектрической проницаемости ге-

терогенной среды, с учетом дисперсии металла и 1.17, примет вид:

$$\frac{\varepsilon_{eff}(\omega) - \varepsilon_2}{L(\varepsilon_{eff}(\omega) - \varepsilon_2) + \varepsilon_2} = f_1 \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_m(\omega)}{\varepsilon_2 + L(\varepsilon_m(\omega) - \varepsilon_2)}, \quad (1.18)$$

где  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_m(\omega)$  – диэлектрические проницаемости матрицы и металлических включений соответственно.

Оптические свойства металлов могут быть объяснены с помощью плазменной модели или модели свободных электронов [124], в которой газ свободных электронов с концентрацией  $n_0$  движется относительно положительно заряженной кристаллической решетки. В модели свободных электронов неоднородности решеточного потенциала и электронно-электронные взаимодействия не принимаются во внимание, и все влияние зонной теории сводится к введению эффективной массы электрона  $m^*$  вместо массы свободного электрона. Во внешнем электромагнитном поле  $E$  уравнение движения электрона имеет вид:

$$m^* \ddot{x} + m^* \gamma \dot{x} = -eE, \quad (1.19)$$

где  $\gamma = 1/\tau$  – частота столкновений электронов.

Величина  $\tau = 1/\gamma$  называется временем релаксации свободного электронного газа и по порядку величины равна  $10^{-14}$  с при комнатной температуре.

В случае монохроматического внешнего поля,  $E(t) = E_0 e^{-i\omega t}$ , решение уравнения (1.19) имеет вид:

$$x(t) = \frac{e}{m^* (\omega^2 + i\omega\gamma)} E(t). \quad (1.20)$$

Смещение электронов приводит к возникновению дипольного момента макроскопической поляризации

$$P = -n_0 e x = -\frac{e^2}{m^* (\omega^2 + i\omega\gamma)} E. \quad (1.21)$$

Из 1.21 видно, что восприимчивость  $\aleph$  металла определяется соотношением

$$\aleph = -\frac{n_0 e^2}{m^* (\omega^2 + i\omega\gamma)}. \quad (1.22)$$

Соответственно диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon = 1 + 4\pi\aleph$  принимает вид:

$$\varepsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\omega\gamma)}, \quad (1.23)$$

где  $\omega_p^2 = 4\pi n_0 e^2 / m$  – так называемая плазменная частота свободного электронного газа.

Однако для благородных металлов (*Au*, *Ag*, *Cu*) оказывается существенным вклад ионной решетки, и выражение для диэлектрической проницаемости этих металлов имеет вид

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma}. \quad (1.24)$$

Вклад ионного остова описывается посредством  $\varepsilon_\infty$  (обычно  $1 < \varepsilon_\infty < 10$ ). Сравнение экспериментальных и численных данных, при использовании выражения (1.24), изображено на рисунке (1.6).

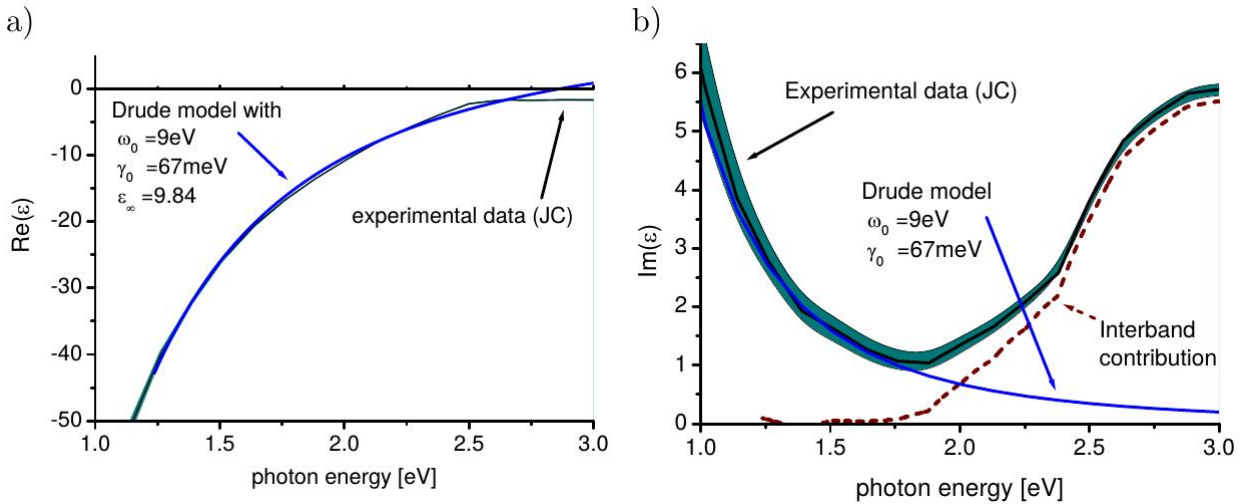


Рисунок 1.6: Зависимость действительной (а) и мнимой (б) частей диэлектрической проницаемости золота от частоты, определенная в [125].

Из рисунка видно, что в области высоких частот модель свободных электронов плохо описывает свойства реальных металлов. Различие между моделями (1.23) и (1.24) заключается в том, что в модели свободных электронов не учитываются переходы из валентной зоны в зону проводимости.

Выражение 1.18, с учетом 1.24, может быть записано в виде:

$$\varepsilon_{eff}(\omega) = \Re\varepsilon_{eff}(\omega) + \Im\varepsilon_{eff}(\omega). \quad (1.25)$$

Здесь  $\Re\varepsilon_{eff}(\omega)$  и  $\Im\varepsilon_{eff}(\omega)$  - действительная и мнимая часть эффективной диэлектрической проницаемости гетерогенной среды, которые определяются выражениями:

$$\begin{aligned} \Re\varepsilon_{eff}(\omega) &= \\ &= (\varepsilon_2 c + \varepsilon_2 f((\varepsilon_\infty - \varepsilon_2)\omega^2 - \omega_p^2))((1 - f)L((\varepsilon_\infty - \varepsilon_2)\omega^2 - \omega_p^2) + \varepsilon_2 \omega^2) + \\ &+ (\varepsilon_2(d + f\omega\gamma(\varepsilon_\infty - \varepsilon_2)))(\omega\gamma((1 - f)L(\varepsilon_\infty - \varepsilon_2) + \varepsilon_2))/(c^2 + d^2); \\ \Im\varepsilon_{eff}(\omega) &= \\ &= (\varepsilon_2(d + f\omega\gamma(\varepsilon_\infty - \varepsilon_2))((1 - f)L((\varepsilon_\infty - \varepsilon_2)\omega^2 - \omega_p^2) + \varepsilon_2 \omega^2) - \\ &- (\varepsilon_2 c + \varepsilon_2 f((\varepsilon_\infty - \varepsilon_2)\omega^2 - \omega_p^2))(\omega\gamma((1 - f)L(\varepsilon_\infty - \varepsilon_2) + \varepsilon_2)))/(c^2 + d^2), \end{aligned} \quad (1.26)$$

где  $c = (1 - f)L((\varepsilon_\infty - \varepsilon_2)\omega^2 - \omega_p^2) + \varepsilon_2 \omega^2$  и  $d = \omega\gamma((1 - f)L(\varepsilon_\infty - \varepsilon_2) + \varepsilon_2)$ .

Однако, для описания оптических свойств гетерогенных сред в высокочастотной области спектра, нужно учесть межзонные переходы. Для этого необходимо добавить к уравнению движения электронов во внешнем поле (1.19) уравнения для смещения  $y$  ионов

$$m_0(\ddot{y} + \gamma\dot{y} + \omega_0^2 y) = eE, \quad (1.27)$$

где  $\omega_0$  – частота, характеризующая межзонные переходы,  $\omega_0 = \Delta E 2\pi/h$ .

При этом диэлектрическая проницаемость металлических включений примет вид:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} - \frac{A_0}{\omega^2 + i\omega\gamma_0 - \omega_0^2} - \dots \quad (1.28)$$

Данное выражение позволяет сделать предположение о том, что поляризация среды определяется не только вкладом свободных электронов, но и вкладом электронов связанных (ионным остовом).

### **Учет размерных эффектов при описании эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозитных сред**

Представленные выше параметры Друде и экспериментальные значения диэлектрической проницаемости были определены для макроскопически больших образцов. Для малых частиц нельзя пренебрегать зависимостью их ДП от размера, которая обусловлена ограничением длины свободного пробега электронов проводимости. Столкновения электронов с поверхностью наночастицы учтем введением добавки к скорости релаксации, обратно пропорциональной соответственно полярной или экваториальной полуоси [121, 126–129]:

$$\gamma_{size} = \gamma + A \frac{v_F}{r}, \quad (1.29)$$

где  $\gamma$  – величина, обратная времени релаксации электронов,  $A$  – безразмерная величина,  $v_F$  – средняя скорость электронов на поверхности Ферми, для серебра  $v_F = 1.4 * 10^6$  м/с. Типичное значение параметра  $A$  для серебра лежит в пределах  $0.1 < A < 0.7$  [130–132]. Однако, эти значения считаются слегка завышенными, так как измерения проводились на ансамбле наночастиц, где велико неоднородное уширение ширины линии. Тем не менее, уменьшение размера частицы приводит к увеличению мнимой части диэлектрической проницаемости и соответственно к увеличению потерь на отдельной частице. С учетом этих

поправок макроскопическое описание наночастиц будет справедливо вплоть до размеров порядка 2 нм. При дальнейшем уменьшении размеров наночастиц становятся существенными эффекты размерного квантования [133], когда длина волны де Бройля электронов становится сравнимой с размерами частицы.

## Глава 2

### Таммовские плазмон-поляритоны на границе фотонного кристалла и изотропного нанокompозита

Как показал обзор литературы, исследование оптических свойств таммовских плазмон-поляритонов представляет большой интерес с точки зрения создания на их основе принципиально нового класса устройств. При этом подробно изучена возможность реализации локализованных состояний на границе периодических структур и планарных металлических пленок. Однако, изучение таммовских плазмон-поляритонов, локализованных на границе фотонного кристалла и материалов с резонансной дисперсией, не проводилось. Перспективность исследований в этой области обосновывается возможностью более эффективно управления оптическими свойствами ТПП, за счет варьирования параметров среды с резонансной дисперсией: материала матрицы и диспергированной фазы, объемной концентрации, размера и формы включений. Более того, использование нанокompозитных пленок позволяет в нужном интервале частот получить близкую к нулю диэлектрическую проницаемость, огромный интерес к которой связан с возможностью наблюдения в таких средах качественно новых эффектов. Материалы, обладающие подобными свойствами, используются для управления формой волнового фронта [134], усиления пропускания света через субволновое отверстие [135], усиления нелинейных эффектов [136, 137] и генерации третьей гармоники [138]. На их основе могут быть созданы поглотителей [139], фотонные провода [140], изоляторы [141].



Таким образом **Глава 2** посвящена исследованию таммовского плазмон-поляритона, локализованного на границе фотонного кристалла, ограниченно-го нанокompозитом. Нанокompозит состоит из диспергированных в прозрачной матрице металлических наноразмерных включений сферической формы, и характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью. Решена задача расчета спектров пропускания, отражения и поглощения волн продольной и поперечной поляризацй подобных структур при нормальном падении света. Установлена существенная зависимость характеристик локализованных на краю фотонного кристалла состояний от объемной концентрации металлических частиц в пленке нанокompозита и от ее толщины. Исследованы моды, образованные двумя связанными таммовскими плазмон-поляритонами, локализованными на границах фотонного кристалла, сопряженного с двумя слоями нанокompозита. Изучено спектральное проявление ТПП, обусловленное наличием отрицательных и близких к нулю значений вещественной части эффективной диэлектрической проницаемости для частот видимой области спектра. Показано, что формирование таммовского плазмон-поляритона происходит при положительных и близких к нулю значениях действительной части эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита.

## 2.1 Описание исследуемой модели

Рассмотрим ФК-структуру представляющую собой слоистую среду, ограниченную конечными слоями нанокompозита [142] (рис. 2.1). Элементарная ячейка фотонного кристалла сформирована из материалов  $a$  и  $b$  с толщинами слоев и ДП соответственно  $d_a$ ,  $\varepsilon_a$  и  $d_b$ ,  $\varepsilon_b$ .

Слой нанокompозита толщиной  $d_{eff}$  состоит из сферических металлических наночастиц, равномерно распределенных в диэлектрической матрице.

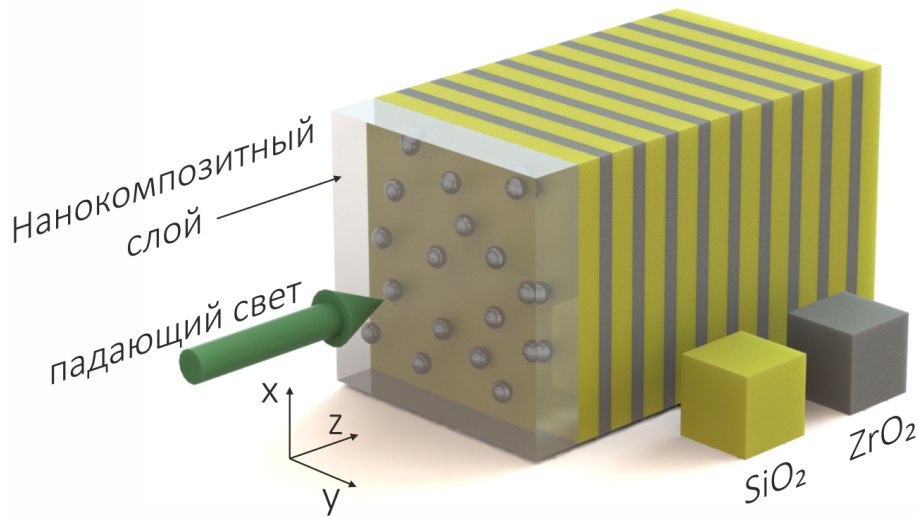


Рисунок 2.1: Схематическое представление одномерного ФК, сопряженного с слоем нанокompозита.

Далее будем считать, что среда, в которую помещена ФК-структура является вакуумом.

Эффективная ДП нанокompозита определяется формулой Максвелл-Гарнетта (см. Глава 1, уравнение 1.12):

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_d \left[ 1 + \frac{f (\varepsilon_m(\omega) - \varepsilon_d)}{\varepsilon_d + (1 - f) (\varepsilon_m(\omega) - \varepsilon_d) 1/3} \right], \quad (2.1)$$

где  $f$  – фактор заполнения, то есть, доля наночастиц в матрице;

$\varepsilon_d$  и  $\varepsilon_m(\omega)$  – диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы;  $\omega$  – частота излучения.

Модель Максвелл-Гарнетта предполагает квазистатическое приближение. Ее главные особенности следующие: нанокompозитный слой является электродинамически изотропным; размер включений и расстояние между ними намного меньше длины волны оптического диапазона в рассматриваемой эффективной среде. Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, используя приближение Друде (см. Глава 1, уравнение 1.24).

Для определенности, в качестве материалов чередующихся слоев ФК, рассмотрим двуокись кремния ( $SiO_2$ ) с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_a = 2.10$  и двуокись циркония ( $ZrO_2$ ) с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_b = 4.16$ . Толщины слоев соответственно  $d_a = 74$  нм и  $d_b = 50$  нм, число слоев  $N = 21$ . Параметры Друде для серебра  $\varepsilon_0 = 5$ ,  $\omega_p = 9$  эВ,  $\gamma = 0,02$  эВ [125, 143], для стекла  $\varepsilon_d = 2.56$ .

## 2.2 Таммовские плазмон-поляритоны на границе фотонного кристалла и нанокompозита с резонансной дисперсией

Исследуем ТПП, которые реализуются в виде стоячих поверхностных волн локализованных на границе ФК и изотропного слоя НК. Нанокompозит характеризуется эффективной комплексной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_{eff}(\omega)$  (см. Глава 1, уравнение 1.25 и 1.26):

$$\varepsilon_{eff}(\omega) = \Re\varepsilon_{eff}(\omega) + \Im\varepsilon_{eff}(\omega). \quad (2.2)$$

Из 2.1, при  $f \neq 0$ , пренебрегая малым фактором  $\gamma_2$ , найдем положение частот  $\omega_0$  и  $\omega_1$ . В точке  $\omega_0 = \omega_p \sqrt{\frac{1-f}{3\varepsilon_d + (1-f)(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}}$  функция  $\Re\varepsilon_{eff}(\omega)$  обращается в нуль, а  $\Im\varepsilon_{eff}(\omega)$  принимает максимальное значение. Функция  $\Re\varepsilon_{eff}(\omega)$  также обращается в нуль и в точке  $\omega_1 = \omega_p \sqrt{\frac{1+2f}{\varepsilon_0 + 2\varepsilon_d + 2f(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}}$ . На промежутке  $[\omega_0, \omega_1]$   $\Re\varepsilon_{eff}(\omega) < 0$ , то есть в этой области частот нанокompозит подобен металлу. В этом случае, убывание поля, локализованной на границе таммовской моды, в глубь НК обусловлено  $\Re\varepsilon_{eff}(\omega) < 0$ , а убывание поля по направлению в глубь ФК связано с брэгговским отражением на границе с периодической слоистой средой.

Частотные зависимости  $\Re\varepsilon_{eff}(\omega)$  и  $\Im\varepsilon_{eff}(\omega)$ , показывают, что с ростом объемной концентрации металла полуширина резонансной кривой  $\Im\varepsilon_{eff}(\omega)$  изменяет-

ся незначительно. Однако, существенно модифицируется кривая  $\Re\epsilon_{eff}(\omega)$ , увеличивается интервал с  $\Re\epsilon_{eff}(\omega) < 0$ . На рисунке 2.2 приведены, для примера, зависимости  $\Re\epsilon_{eff}(\omega)$  и  $\Im\epsilon_{eff}(\omega)$  от частоты при факторе заполнения  $f = 0.2$ .

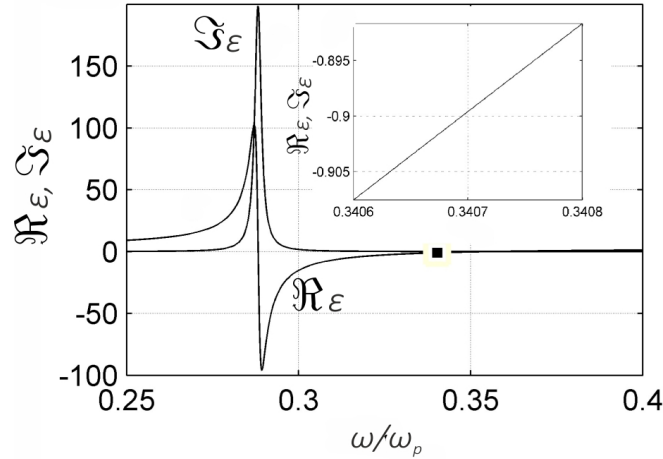


Рисунок 2.2: Зависимости действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости от частоты. Фактор заполнения  $f = 0.2$ . На вставке приведены, в увеличенном масштабе, значения  $\Re\epsilon_{eff}(\omega)$  в окрестности частоты ТПП.

Спектры пропускания фотонного кристалла, нанокомпозита и ФК сопряженный со слоем НК, при нормальном падении света, представлены на рисунке 2.3. Результаты получены с помощью метода трансфер-матрицы [144] (Приложение А).

Из рисунка видно, что область частот с ОДП нанокомпозита перекрывается с ЗЗ ФК. Кроме того, из рисунка видно, что вблизи высокочастотной границы ЗЗ фотонного кристалла возникает полоса пропускания, соответствующая таммовскому плазмон-поляритону, локализованному на границе фотонного кристалла и нанокомпозита. Распределение интенсивности электрического поля для соответствующей частоты ТПП изображено на рисунке 2.4.

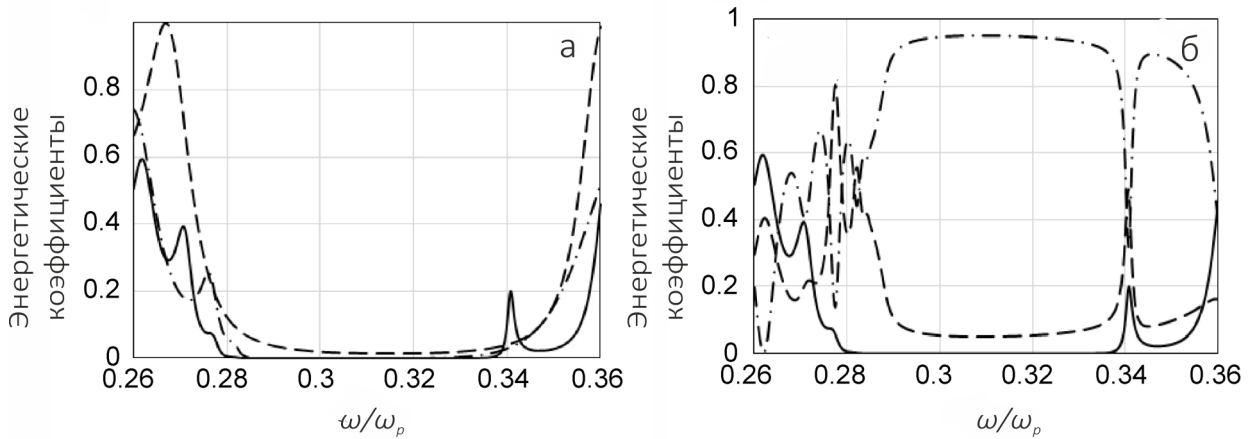


Рисунок 2.3: (а) Спектр пропускания исходного ФК (штриховая линия), нанокompозита (штрихпунктирная линия) и ФК ограниченного с одной стороны слоем нанокompозита (сплошная линия) и (б) спектры отражения (штрихпунктирная линия), поглощения (пунктирная линия) и пропускания (сплошная линия) для ФК сопряженного с одной стороны слоем нанокompозита. Толщина слоя НК  $d_{eff} = 150$  нм,  $f = 0.2$ .

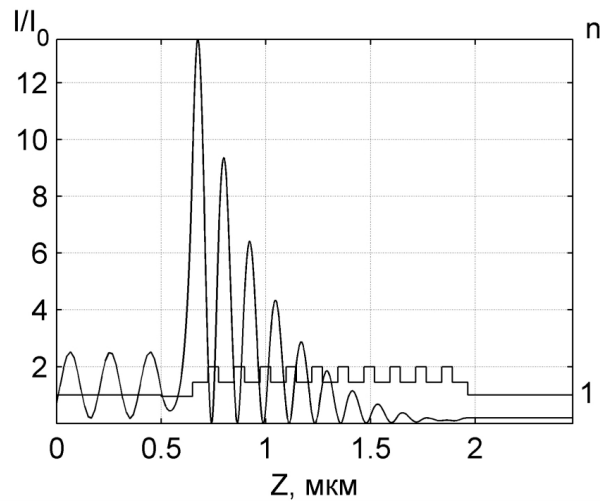


Рисунок 2.4: Схематичное представление одномерного ФК, сопряженного с слоем нанокompозита и распределение поля на частоте ТПП, нормированная на входную интенсивность, при нормальном падении света на ФК. Толщина слоя  $d_{eff} = 150$  нм,  $f = 0.2$ .

Спектр пропускания исследуемой структуры весьма чувствителен к изменению фактора заполнения нанокompозита. Увеличение объемной доли наночастиц приводит к уширению интервала, в котором НК подобен металлу и увеличе-

нию максимального отрицательного значения вещественной части ДП  $\Re \varepsilon_{eff}(\omega)$ . На рисунке 2.5 представлен спектр пропускания ФК-структуры при заданной толщине НК слоя и различных значениях фактора  $f$ .

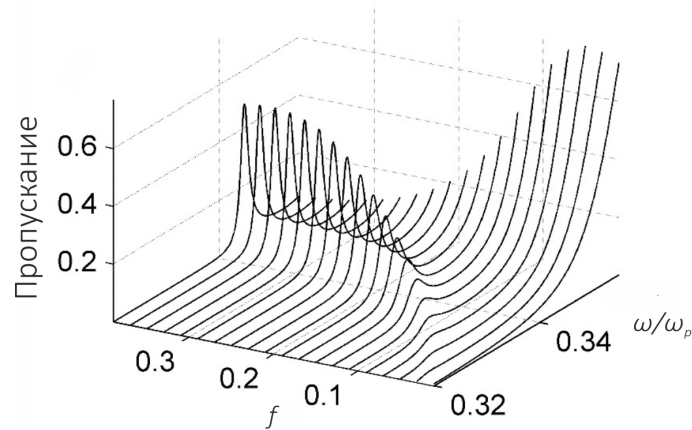


Рисунок 2.5: Спектры пропускания структуры при различных значениях фактора заполнения НК. Толщина слоя НК  $d_{eff} = 150$  нм.

Из рисунка видно, что увеличение концентрации металлических наночастиц приводит к смещению пика пропускания, соответствующего ТПП в высокочастотную область. Это объясняется аналогичным поведением частоты  $\omega_1$  при увеличении фактора заполнения НК.

### 2.2.1 Связанные таммовские плазмон-поляритоны

В случае фотонного кристалла, ограниченного с обеих сторон нанокompозитными средами, в спектре пропускания наблюдаются две полосы прозрачности в запрещенной зоне фотонного кристалла.

На рисунке 2.6 представлен спектр пропускания фотонно-кристаллической структуры для случаев, когда пленка нанокompозита расположена с одной или с двух сторон сверхрешетки. В случае контакта пленок с обеих сторон ФК, локализованные на границах раздела таммовские плазмон-поляритоны перекрываются, что и приводит к снятию вырождения, а в спектре пропускания возникают две полосы пропускания в запрещенной зоне ФК.

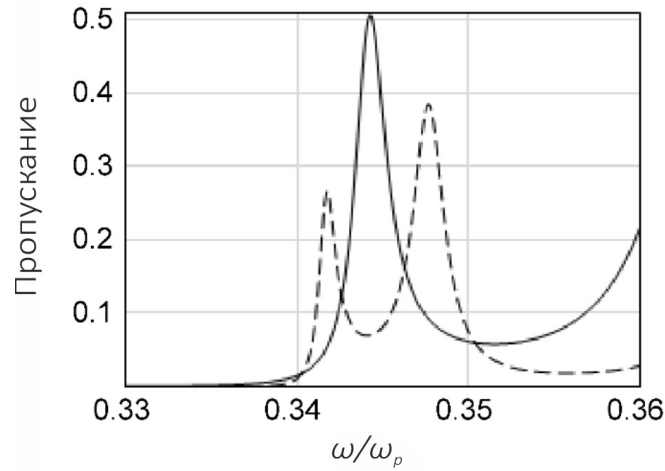


Рисунок 2.6: Спектры пропускания ФК, ограниченного с одной стороны (сплошная линия) и с обеих сторон (штриховая линия) нанокompозитными средами. Толщина НК  $d_{eff} = 100$  нм,  $f = 0.3$ .

Расщепление частоты для случаев ограничения ФК нанокompозитными пленками равно 6, 7 нм.

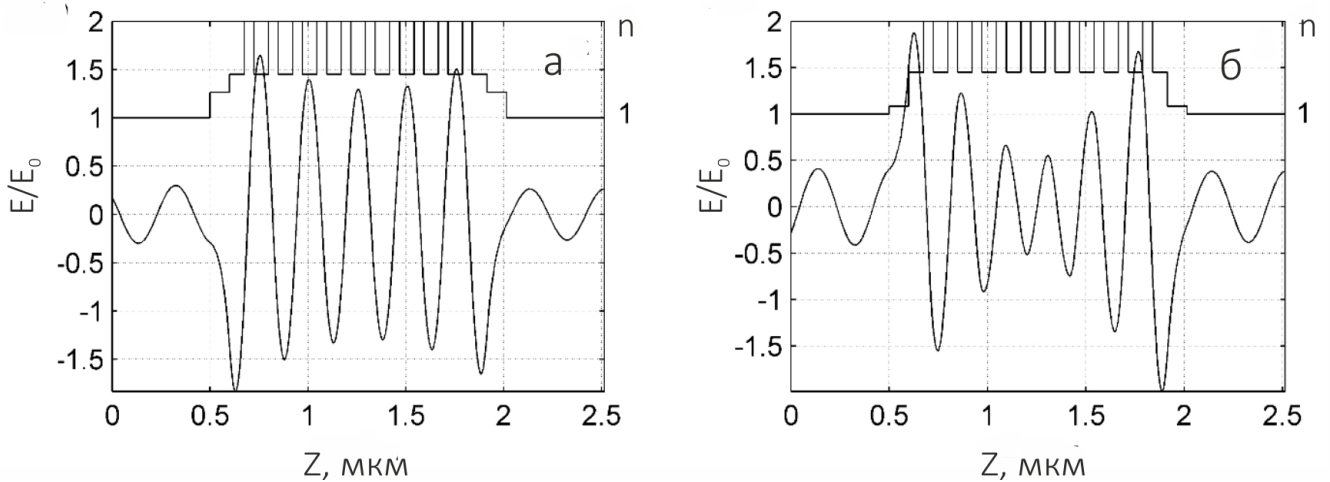


Рисунок 2.7: Пространственное распределение показателя преломления и напряженности электрического поля, нормированной на входную напряженность поля, для случая низкочастотной симметричной (а) и высокочастотной антисимметричной (б) плазмон-поляритонных мод структуры. Толщина слоя НК  $d_{eff} = 100$  нм,  $f = 0.3$ .

Распределение поля для случая, когда нанокompозитная пленка расположена по обе стороны от ФК, иллюстрируется на рисунке 2.7 для высокочастотного

и низкочастотного пиков пропускания, представленных на рисунке 2.6а. Из рисунка видно, что результатом связи таммовских плазмонов, локализованных на границах ФК-НК, является образование симметричных и антисимметричных волноводных мод.

Спектр пропускания структуры при различных значениях  $f$ , в случае, когда нанокомпозит располагается с обеих сторон ФК, приведен на рисунке 2.8. Из рисунка видно, что взаимодействие таммовских плазмон-поляритонов, локализованных на границах, приводит к расщеплению мод. В результате возникают симметричные и антисимметричные моды.

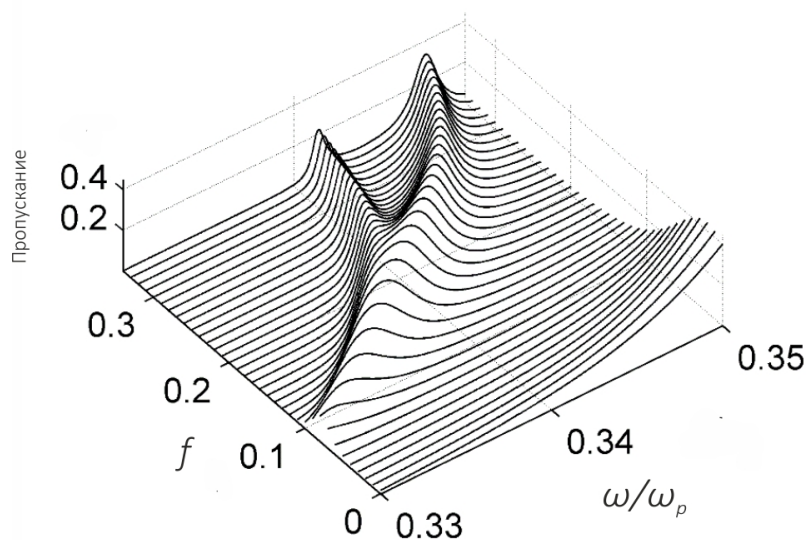


Рисунок 2.8: Спектр пропускания системы для различных величин фактора заполнения при фиксированной толщине нанокомпозитного слоя для структуры НК-ФК-НК. Толщина слоя нанокомпозита  $d_{eff} = 100$  нм.

На основе полученных результатов можно утверждать, что для реализации ТПП использование контакта нанокомпозитных пленок с ФК предпочтительнее, по сравнению с серебряными пленками, так как с их помощью удастся не только получить локализованное состояние, но и осуществлять частотную перестройку пиков пропускания, варьируя фактор заполнения нанокомпозита  $f$ . Кроме того, степень локализации поля на частотах соответствующих таммовским плазмонам для структуры НК-ФК гораздо больше, чем степень локализа-



ция поля для структуры ФК в контакте с серебрянной пленкой той же толщины, что и слой нанокompозита.

## 2.3 Таммовские плазмон-поляритоны на границе фотонного кристалла и нанокompозита с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью

Ранее было отмечено, что действительная часть эффективной диэлектрической проницаемости принимает нулевое значение на частотах:

$$\begin{aligned}\omega_0 &= \omega_p \sqrt{\frac{1-f}{3\varepsilon_d + (1-f)(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}}, \\ \omega_1 &= \omega_p \sqrt{\frac{1+2f}{(\varepsilon_0 + 2\varepsilon_d + 2f(\varepsilon_0 - \varepsilon_d))}}.\end{aligned}\tag{2.3}$$

В точке  $\omega = \omega_0$  функция  $\Re\varepsilon_{eff}(\omega)$  обращается в нуль, а  $\Im\varepsilon_{eff}(\omega)$  принимает максимальное значение, поэтому получить локализованное состояние на границе раздела НК-ФК не представляется возможным. Поиск ТПП будет осуществляться в окрестности точки  $\omega = \omega_1$ , так как функция  $\Re\varepsilon_{eff}(\omega)$  в ней так же обращается в нуль, а  $\Im\varepsilon_{eff}(\omega) \ll 1$ .

На промежутке  $[\omega_0, \omega_1]$   $\Re\varepsilon_{eff}(\omega) \ll 0$ , то есть в этой области частот нанокompозит подобен металлу. На частотах  $\omega < \omega_0$  и  $\omega > \omega_1$   $\Re\varepsilon_{eff}(\omega) \gg 0$  (рис. 2.9а).

Частотные зависимости вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости вычисленные по формуле (2.1), показывают, что при объёмных концентрациях лежащих в интервале  $0.11 < f < 0.12$  вещественная часть эффективной диэлектрической проницаемости принимает как отрицательные, так и положительные значения вблизи точки  $\omega = \omega_1$  (рис.2.9б) [145]. Использование нанокompозитной пленки с объёмной концентрацией наночастиц вне этого

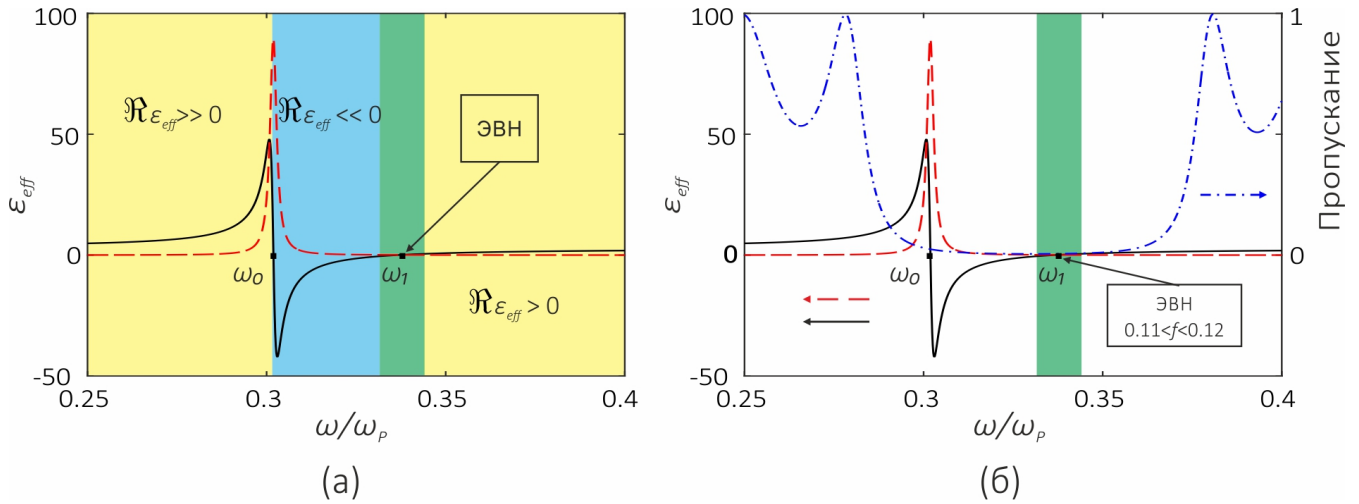


Рисунок 2.9: Зависимости мнимой  $\Im \varepsilon_{eff}(\omega)$  (штриховая линия) и действительной  $\Re \varepsilon_{eff}(\omega)$  (сплошная линия) частей эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{eff}(\omega)$  от нормированной частоты  $\omega/\omega_p$ . Штрихпунктирной линией изображен спектр пропускания исходного фотонного кристалла. Фактор заполнения  $f = 0.11$ .

интервала, приводит к смещению частоты ТПП в область с большими по модулю значениями  $\Re \varepsilon_{eff}$  (см. Раздел 2.2). На рисунке 2.9 приведены, для примера, зависимости  $\Im \varepsilon_{eff}(\omega)$  и  $\Re \varepsilon_{eff}(\omega)$  для случая  $f = 0.11$ . Кроме того, на рис. 2.9б приведен спектр затравочного фотонного кристалла, включающий область запрещенной зоны.

Из рисунка видно, что область частот, в которых вещественная часть эффективной диэлектрической проницаемости принимает близкие к нулю значения, находится внутри запрещенной зоны исходного фотонного кристалла. Соответствующая частоте  $\omega_1$  длина волны  $\lambda(\omega_1) = 405.8$  нм.

Спектры пропускания, отражения и поглощения, при нормальном падении света на ФК, сопряженный со слоем НК с  $f = 0.11$  и  $f = 0.12$ , представлены на рисунке 2.10. Из рисунка видно, что вблизи высокочастотной границы запрещенной зоны фотонного кристалла возникает полоса поглощения, соответствующая таммовскому плазмон-поляритону, локализованному на границе раздела НК-ФК.

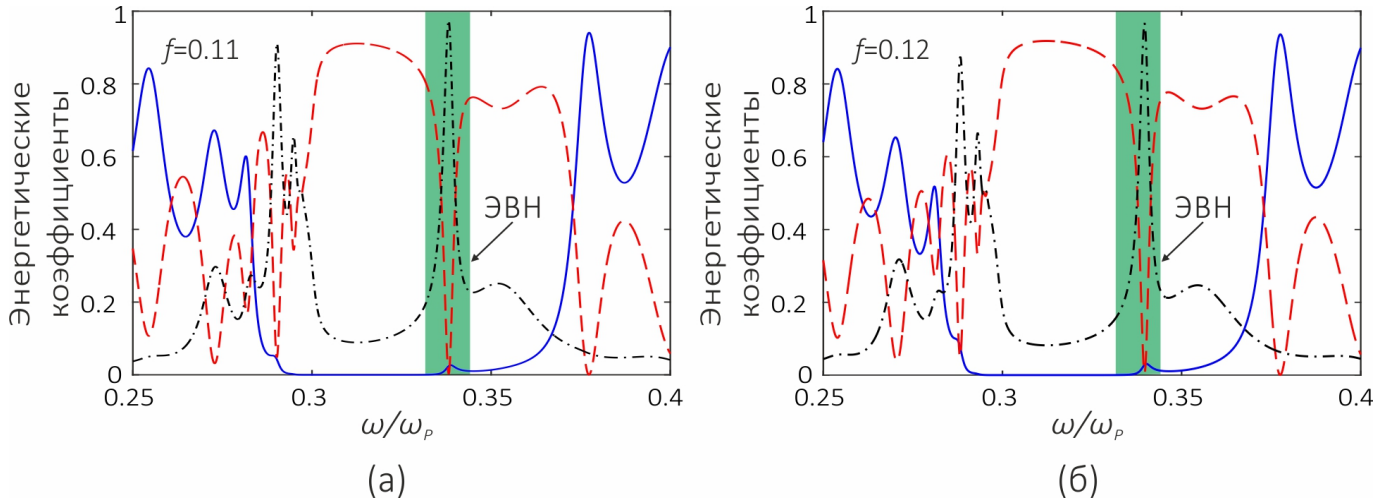


Рисунок 2.10: Спектры пропускания (сплошная линия), отражение (штриховая линия) и поглощения (штрихпунктирная линия) для ФК сопряженного с слоем нанокompозита с  $f = 0.11$  (а) и  $f = 0.12$  (б). Толщина слоя НК  $d_{eff} = 200$  нм.

Найденный ТПП существуют в очень узком частотном интервале, в котором вещественная часть эффективной диэлектрической проницаемости близка к нулю. Так на частотах ТПП при факторах заполнения  $f = 0.11$  и  $f = 0.12$  эффективная диэлектрическая проницаемость принимает значения  $\varepsilon_{eff}(\omega) = 0.023 + 0.085i$  и  $\varepsilon_{eff}(\omega) = -0.007 + 0.081i$  соответственно.

Сравнение спектров отражения и распределение интенсивности электрического поля для соответствующих частот таммовских плазмонов при контакте ФК с нанокompозитной пленкой иллюстрируется на рисунке 2.11.

Из рисунка видно, что локализация поля на частотах ТПП в случае  $\Re\varepsilon_{eff}(\omega) > 0$  и  $\Re\varepsilon_{eff}(\omega) < 0$  практически одинакова. В обоих случаях световое поле в ТПП локализовано в области, соизмеримой с длиной волны. Длины волн, соответствующие минимумам отражения, отличаются на 1.8 нм.

Следует отметить, что ТПП формируется не только при отрицательных значениях действительной части эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита, но и положительных. Убывание поля, локализованной на границе электромагнитной моды, в глубь НК обусловлено отрицательной диэлектрической проницаемостью нанокompозита  $\Re\varepsilon_{eff}(\omega) \ll 0$ , при которой НК подобен металлу, а убывание поля по направлению в глубь ФК связано с за-

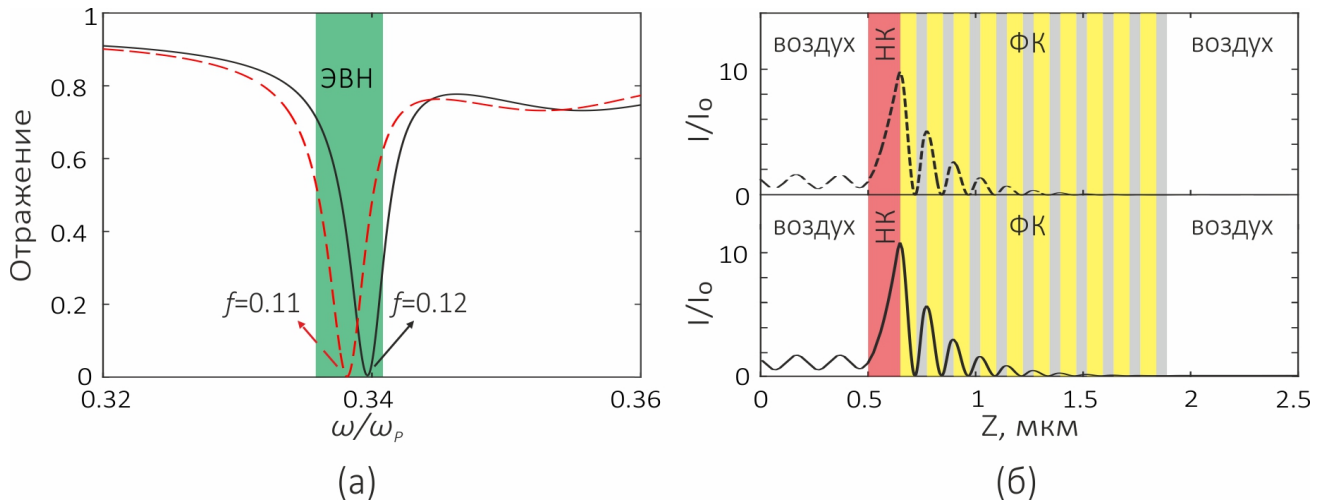


Рисунок 2.11: (а) Спектры отражения структуры НК-ФК при нормальном падении света на образец. (б) Схематичное представление одномерного ФК, сопряженного со слоем нанокompозита и распределение интенсивности поля на частоте ТПП, нормированной на входную интенсивность. Толщина слоя НК  $d_{eff} = 200$  нм,  $f = 0.11$  (штриховая линия) и  $f = 0.12$  (сплошная линия).

туханием блоховской волны на частоте запрещенной зоны, или, иначе, связано с брэгговским отражением на границе с периодической слоистой средой. Поясним причину формирования ТПП в случае положительной диэлектрической проницаемости нанокompозита. На рис. 2.12 показана рассчитанная зависимость френелевского отражения от  $\Re \epsilon_{eff}(\omega)$ , если свет падает нормально со стороны полугораниченной среды – диоксида кремния, граничащего с нанокompозитом.

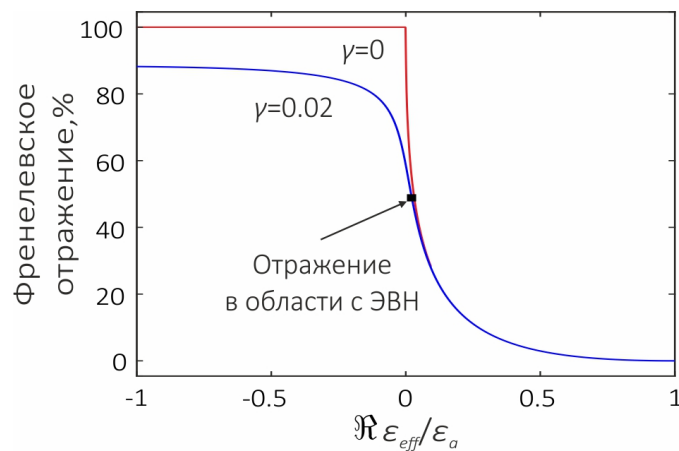


Рисунок 2.12: Френелевское отражение на границе раздела нанокompозит – диоксид кремния. Фактор заполнения нанокompозита  $f = 0.11$ .

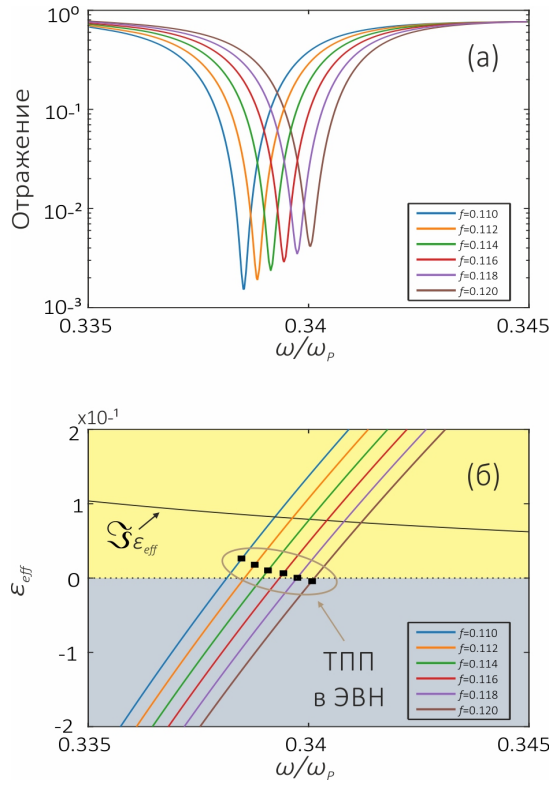


Рисунок 2.13: (а) Спектры отражения структуры НК-ФК. (б) Зависимости мнимой  $\Im\epsilon_{eff}(\omega)$  и действительной  $\Re\epsilon_{eff}(\omega)$  частей эффективной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{eff}(\omega)$  от нормированной частоты  $\omega/\omega_p$  при различных величинах фактора заполнения  $f$ . Точками на рисунке (б) обозначены значения вещественной части эффективной диэлектрической проницаемости на частотах ТПП. Толщина слоя НК  $d_{eff} = 200$  нм.

Из рисунка видно, что при малых положительных и малых отрицательных  $\Re\epsilon_{eff}(\omega)$ , френелевское отражение от нанокompозита достигает 50%, что и способствует формированию в обоих случаях локализованного состояния на границе раздела НК-ФК. В силу сказанного можно ожидать, что при близких к нулю значениях  $\Re\epsilon_{eff}(\omega) > 0$  и  $\Re\epsilon_{eff}(\omega) < 0$ , локализация поля на частотах ТПП будет практически одинакова. Такое заключение подтверждено расчетом (см. рис. 2.11б).

Из (2.3) видно, что положение частоты  $\omega_1$  чувствительно к изменению фактора заполнения нанокompозита. На рисунке 2.13а представлены спектры отражения ФК-структуры при заданной толщине НК слоя и различных значениях фактора  $f$ .

Увеличение объемной доли наночастиц от 11% до 12% приводит к смещению частоты ТПП в высокочастотную область. При этом  $\Re \varepsilon_{eff}(\omega) > 0$  вплоть до значений  $f = 0.116$  ( $\omega = 0.3396\omega_p$ ), при которой  $\varepsilon_{eff}(\omega) = 0.006 + 0.082i$ . Переход к области  $\Re \varepsilon_{eff}(\omega) < 0$  осуществляется при  $f > 0.118$ . При объемной концентрации  $f = 0.118$  ( $\omega = 0.3399\omega_p$ )  $\Re \varepsilon_{eff}(\omega) = 0$ , а эффективная диэлектрическая проницаемость на этой частоте равна  $\varepsilon_{eff}(\omega) = 0 + 0.082i$  (рис. 2.13б).

Исследование локализации поля на частоте ТПП, при нулевой вещественной части эффективной диэлектрической проницаемости, показало, что интенсивность поля, нормированная на входную интенсивность, принимает значения такие же, как и на рисунке 2.11б. Следует отметить слабую зависимость  $\Im \varepsilon_{eff}(\omega)$  от объемной концентрации наночастиц в исследуемом интервале частот (рис. 2.13б). Это обусловлено тем, что поглощение нанокompозита, в области частот с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью, практически не зависит от фактора заполнения, и составляет порядка 97%.

## 2.4 Два типа локализованных состояний в фотонном кристалле, ограниченном нанокompозитом с близкой к нулю эффективной диэлектрической проницаемостью

В разделе 2.2 были исследованы свойства ТПП в интервале  $[\omega_0, \omega_1]$ , в 2.3 – в окрестности точки  $\omega_1$ . Однако область, в которой  $\omega > \omega_1$ , также вызывает огромный интерес. В данном случае нанокompозит выступает в роли диэлектрического слоя с  $\Re \varepsilon_{eff}(\omega) > 0$  и  $\Im \varepsilon_{eff}(\omega) \ll 1$ , и наряду с ТПП возможно формирование локализованной (дефектной) моды с максимумом интенсивности электрического поля внутри слоя. Одновременное формирование двух локализованных состояний становится возможным при напылении на ФК нано-

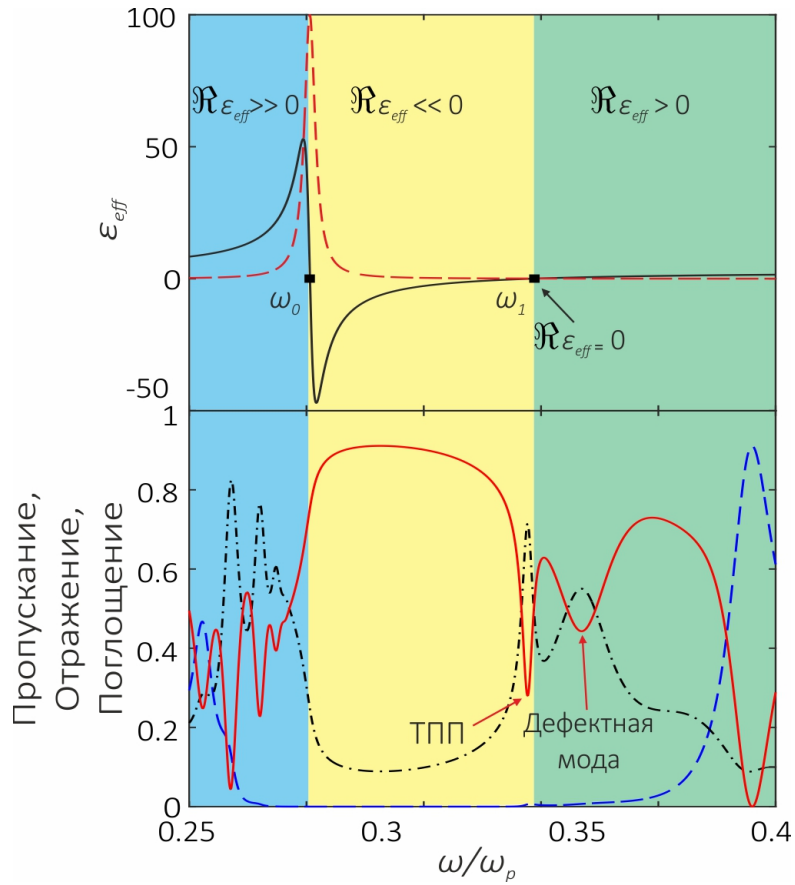


Рисунок 2.14: (сверху) – Зависимости мнимой  $\Im\epsilon_{eff}(\omega)$  (штриховая линия) и действительной  $\Re\epsilon_{eff}(\omega)$  (сплошная линия) частей эффективной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{eff}(\omega)$  от нормированной частоты  $\omega/\omega_p$ , (снизу) – спектры пропускания (штриховая линия), отражения (сплошная линия), поглощения (штрихпунктирная линия) системы НК-ФК при нормальном падении излучения на структуру (рис. 2.1). Толщина слоя НК,  $d_{eff} = 300$  нм,  $f = 0.11$ .

композитной пленки толщиной  $d_{eff} = 300$  нм. На рисунке 2.14 приведены, для примера, зависимости  $\Im\epsilon_{eff}(\omega)$  и  $\Re\epsilon_{eff}(\omega)$  для случая  $f = 0.11$ . Кроме того, на рисунке 2.14 приведены спектры отражения, пропускания и поглощения фотонного кристалла, сопряженного с нанокompозитной пленкой. Запрещенная зона ФК ограничена областью частот  $0.26 \omega/\omega_p < \omega < 0.39 \omega/\omega_p$ .

Из рисунка видно, что вблизи высокочастотной границы запрещенной зоны ФК возникают полосы поглощения, соответствующие локализованным состояниям, образованным на границе раздела НК-ФК. Низкочастотное состояние ( $\lambda = 406.5$  нм) формируется в области с  $\Re\epsilon_{eff}(\omega) < 0$  (таммовский плазмон-

поляритон), а высокочастотное ( $\lambda = 395.6$  нм) – в области с  $\Re \varepsilon_{eff}(\omega) > 0$  (дефектная мода). На частоте ТПП эффективная диэлектрическая проницаемость принимает значения  $\varepsilon_{eff}(\omega) = -0.0485 + 0.0892i$ , а на частоте дефектной моды –  $\varepsilon_{eff}(\omega) = 0.5474 + 0.0570i$ .

Распределение интенсивности электрического поля для соответствующих частот локализованных состояний при контакте ФК с нанокompозитной пленкой иллюстрируется на рисунке 2.15.

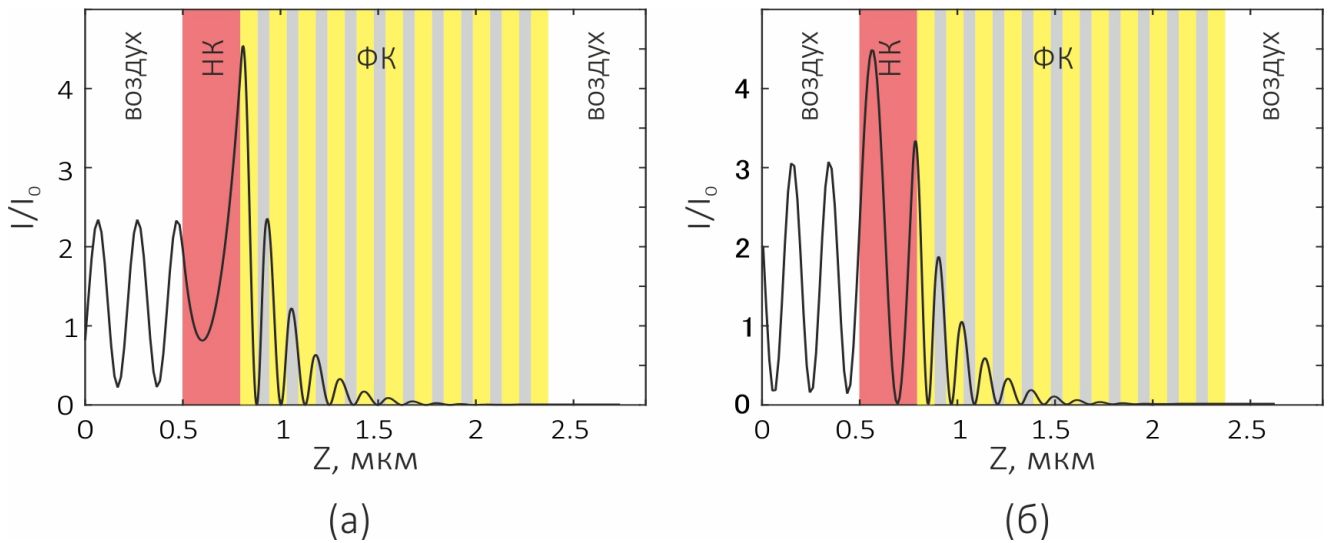


Рисунок 2.15: Схематичное представление одномерного ФК, сопряженного со слоем нанокompозита, и распределение интенсивности поля на частотах ТПП (а) и дефектной моды (б), нормированной на входную интенсивность. Толщина слоя НК  $d_{eff} = 300$  нм,  $f = 0.11$ .

Из рисунка видно, что для ТПП поле локализовано на границе раздела НК-ФК, а для дефектной моды – в объеме нанокompозитного слоя. При этом величина локализации практически одинакова. В обоих случаях световое поле в состояниях локализовано в области, соизмеримой с длиной волны.

Изменение фактора заполнения нанокompозита является эффективным инструментом для частотной перестройки спектра. Спектры отражения исследуемой структуры, рассчитанные при различных значениях фактора заполнения нанокompозита, изображены на рисунке 2.16.



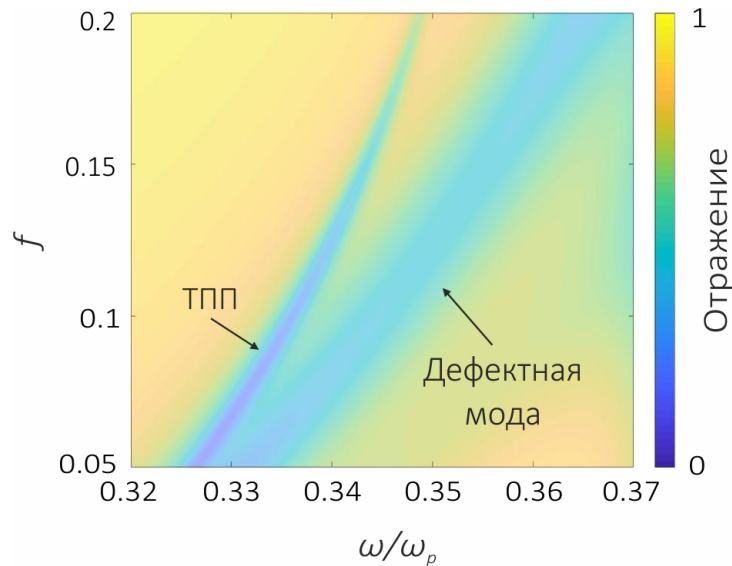


Рисунок 2.16: Спектры отражения структуры НК-ФК при нормальном падении света на образец при различных величинах фактора заполнения нанокompозитного слоя. Толщина НК  $d_{eff} = 300$  нм.

Из рисунка видно, что увеличение объемной концентрации металлических включений в объеме нанокompозита приводит к смещению локализованных состояний в высокочастотную область. При этом частотный интервал между минимумами отражения для ТПП и дефектной моды также увеличивается. Отметим, что при увеличении фактора заполнения коэффициент отражения на длине волны ТПП увеличивается. По закону сохранения энергии, отсюда следует уменьшение поглощения в НК слое, величиной которого можно управлять, варьируя толщину слоя.

Исследование спектров отражения системы НК-ФК при различных толщинах нанокompозитной пленки иллюстрируется на рисунке 2.17. Изменение толщины нанокompозитного слоя приводит в существенному изменению спектров отражения в области частот с  $\epsilon$  вблизи нуля. Так для НК пленки толщиной до 250 нм формируется только ТПП. Причем минимум отражения наблюдается при толщине  $d_{eff} = 200$  нм (рис.2.17а). Следует отметить, что дефектная мода проявляется только при достаточно больших толщинах нанокompозитного слоя. Это подтверждается численным расчетом, согласно которому использование НК пленок с толщинами большими 250 нм приводит к формиро-

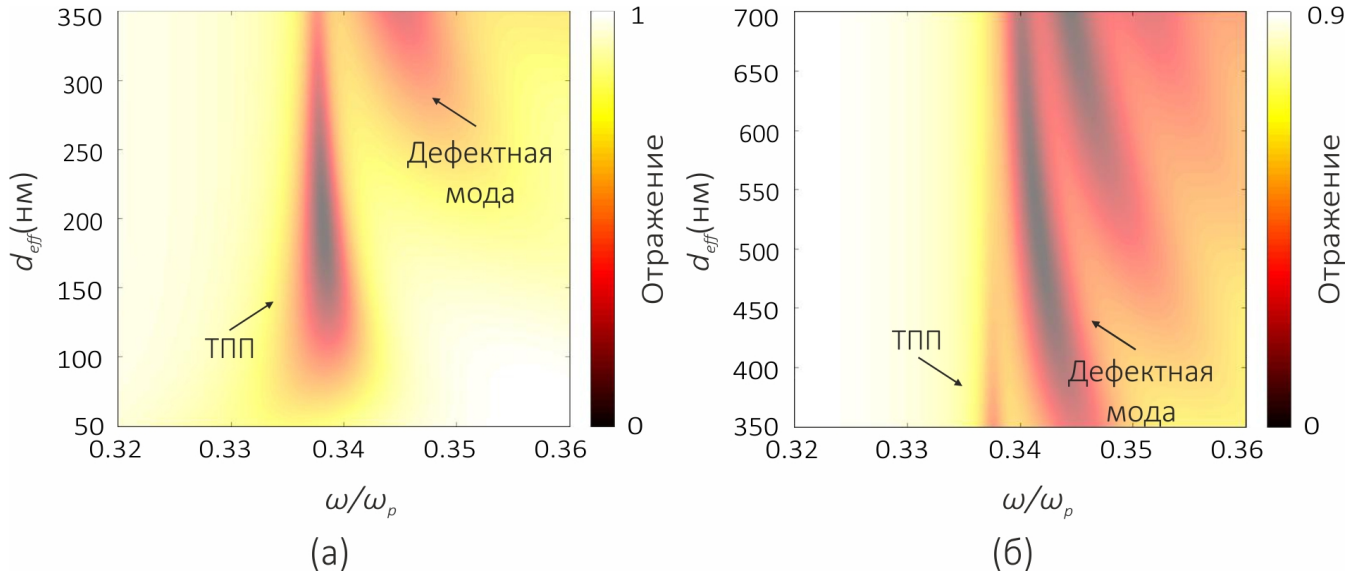


Рисунок 2.17: Спектры отражения структуры НК-ФК при нормальном падении света на образец при различных толщинах слоя НК  $50 \text{ нм} < d_{eff} < 350 \text{ нм}$  (а) и  $350 \text{ нм} < d_{eff} < 700 \text{ нм}$  (б). Фактор заполнения  $f = 0.11$ .

ванию дефектной моды, минимум отражения на частоте которой при толщине  $d_{eff} = 520 \text{ нм}$ . Следует отметить, что при  $d_{eff} > 400 \text{ нм}$  ТПП не формируется (рис. 2.17б).

Поясним природу формирования локализованных состояний, в случае малых отрицательных и положительных значений диэлектрической проницаемости нанокompозита. Рассчитаем величину френелевского отражения от нанокompозитной пленки конечной толщины [146].

Коэффициенты отражения на первой и второй границе пленки имеют вид:

$$r_{12} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}, r_{23} = \frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3}, \quad (2.4)$$

где  $n_1$  и  $n_3$  – показатели преломления сред, окружающих нанокompозитную пленку.

Полный коэффициент отражения определяется как отношение квадратов модулей амплитуд отраженной волны  $E_1$  к амплитуде падающей волны  $E_0$ :

$$R = \frac{|E_1|^2}{|E_0|^2} = \left| \frac{r_{12} + r_{23}e^{2i\beta}}{1 + r_{12}r_{23}e^{2i\beta}} \right|^2 = \frac{r_{12}^2 + r_{23}^2 + 2r_{12}r_{23} \cos(2\beta)}{1 + r_{12}^2 r_{23}^2 + 2r_{12}r_{23} \cos(2\beta)}, \quad (2.5)$$

где  $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0 n_2 d_{eff}}$ ,  $n_2 = \sqrt{\varepsilon_{eff}}$ ,  $d_{eff}$  – толщина нанокompозитной пленки.

На рисунке 2.18 показана рассчитанная зависимость френелевского отражения от толщины нанокompозитного слоя  $d_{eff}$ , при нормальном падении света на нанокompозит.

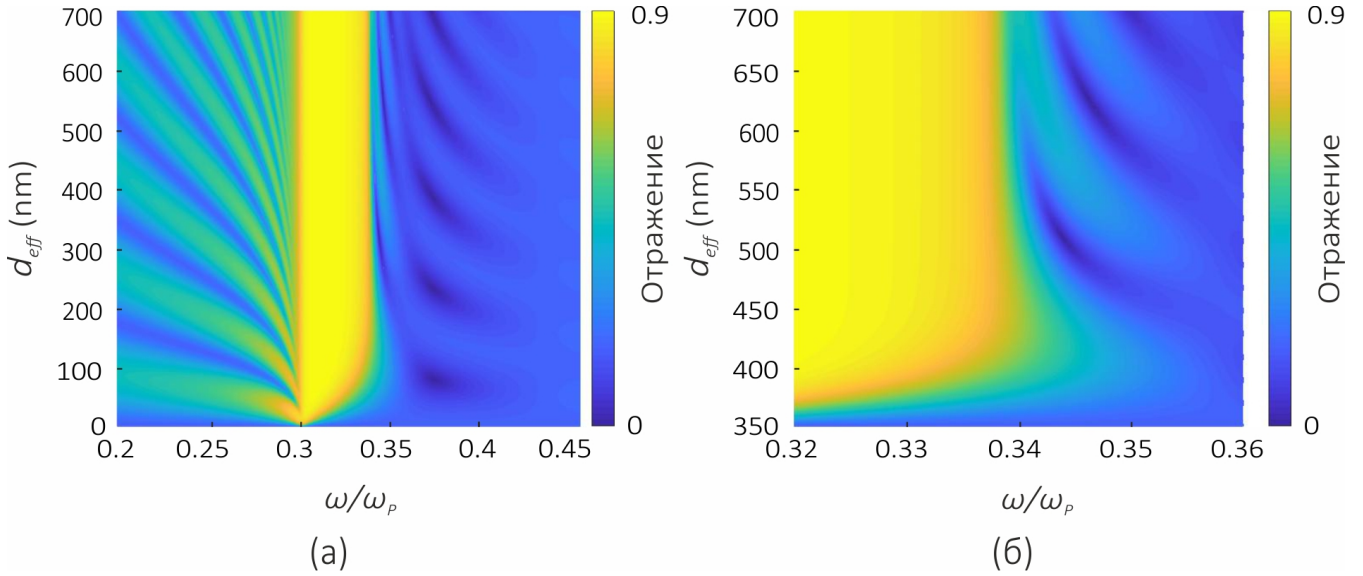


Рисунок 2.18: Френелевское отражение на границе раздела нанокompозит – диоксид кремния. Фактор заполнения нанокompозита  $f = 0.11$ .

Из рисунка 2.18а видно, что при толщине нанокompозитной пленки в 300 нм на частоте ТПП ( $\omega = 0.3378\omega_p$ ) величина френелевского отражения от нанокompозита достигает 58%, что и способствует формированию локализованного состояния на границе раздела НК-ФК. При той же толщине нанокompозитной пленки на частоте дефектной моды  $\omega = 0.3472\omega_p$ , коэффициент отражения составляет порядка 5%.

Как показывают расчеты, дефектная мода является собственной модой диэлектрического резонатора Фабри-Перо, роль которого выполняет НК, заключенный между зеркалами в виде ФК и вакуума. Для такого резонатора можно записать:

$$n_{eff}d_{eff} = N\lambda/2, \quad (2.6)$$

где  $N$  – номер моды.

На частоте  $\omega = 0.3472\omega_p$  при ДП  $\varepsilon_{eff}(\omega) = 0.5474 + 0.0570i$  длина волны  $\lambda = 444.5$  нм в вакууме и, согласно (2.6)  $\lambda_{eff} = \lambda/n_{eff} = 600$  нм в НК-слое, поэтому толщина  $d_{eff} = 300$  нм соответствует полуволновому условию (2.6).

Принцип формирования дефектной моды можно объяснить с помощью теории связанных мод (Приложение Б). Из неё следует, что в формирование дефектной моды вносят вклад три энергетических канала, каждый из которых характеризуется скоростью релаксации  $\gamma$ , равной отношению мощности релаксации энергии в канал, к накопленной в дефектной моде энергии. Обозначим через  $\gamma_{Fresnel}$ ,  $\gamma_A$  и  $\gamma_{PhC}$  скорости релаксации энергии в каналы пропускания и поглощения нанокompозитной пленки, пропускания фотонного кристалла соответственно. Запасенная в дефектном слое энергия одинакова для определения скорости релаксации в каждый канал. Поэтому отношение скоростей релаксации определяется отношением мощностей утечки в каналы, и может быть связано с энергетическими коэффициентами структуры следующей пропорцией [15]:

$$\gamma_{Fresnel} : \gamma_A : \gamma_{PhC} \Leftrightarrow (1 - r_{12}^2) : A : T_{PhC}. \quad (2.7)$$

При этом энергия, накопленная в дефектной моде, будет максимальной при условии критической связи:

$$\gamma_{Fresnel} = \gamma_A + \gamma_{PhC} \Leftrightarrow (1 - r_{12}^2) = A + T_{PhC}, \quad (2.8)$$

либо более точном условии ( $R = 0$ ). Это условие может быть выполнено только при

$$\begin{aligned}
r_{12}^2 + r_{23}^2 + 2r_{12}r_{23} \cos(2\beta) &= 0 \\
\Downarrow \\
\cos(2\beta) &= -\frac{r_{12}^2 + r_{23}^2}{2r_{12}r_{23}} \\
\Downarrow \\
\cos\left(\frac{3\pi}{\lambda_0} n_2 d_{eff}\right) &= \frac{(n_1 - n_2)^2(n_2 + n_3)^2 + (n_2 - n_3)^2(n_1 + n_2)^2}{2(n_1 - n_2)(n_2 + n_3)(n_2 - n_3)(n_1 + n_2)}, \quad (2.9)
\end{aligned}$$

которое следует из (2.5).

Из (2.9) можно выразить  $d_{eff}(\lambda_0, n_{1,2,3})$  – это комплексная величина, которая будет иметь вид:

$$d_{eff}(\lambda_0, n_{1,3}, n_2(\lambda_0)) = \arccos\left(\frac{(n_1 - n_2)^2(n_2 + n_3)^2 + (n_2 - n_3)^2(n_1 + n_2)^2}{2(n_1 - n_2)(n_2 + n_3)(n_2 - n_3)(n_1 + n_2)}\right) \frac{\lambda_0}{3\pi n_2}. \quad (2.10)$$

Выражение (2.10) может быть построено численно или графически, при это число варьируемых параметров возрастает до 3, так как помимо изменения длины волны падающего излучения и толщины нанокompозитного слоя, можно менять фактор заполнения нанокompозита. Это позволяет получить решение (2.10) для нуля отражения (2.5) на частотах, на которых эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозита близка к нулю. Было установлено что это условие выполняется при  $f = 0.25\%$  (Рис. 2.19).

Из рисунка 2.19а видно, что в исследуемом интервале толщин нанокompозитного слоя есть два решения на частотах  $\omega_1 = 0.3713\omega_p$  и  $\omega_2 = 0.3747\omega_p$ . При этом  $d_{eff} = 341$  нм и  $d_{eff} = 576$  нм соответственно. Следует отметить, что условие (2.6) в этом случае также выполняется, так как на частоте  $\omega_1 = 0.3713\omega_p$  при  $\varepsilon_{eff}(\omega_1) = 0.2897 + 0.03867i$  длина волны  $\lambda = 369$  нм в вакууме и  $\lambda_{eff} = 685$  нм в НК-слое, поэтому толщина  $d_{eff} = 341$  нм практически

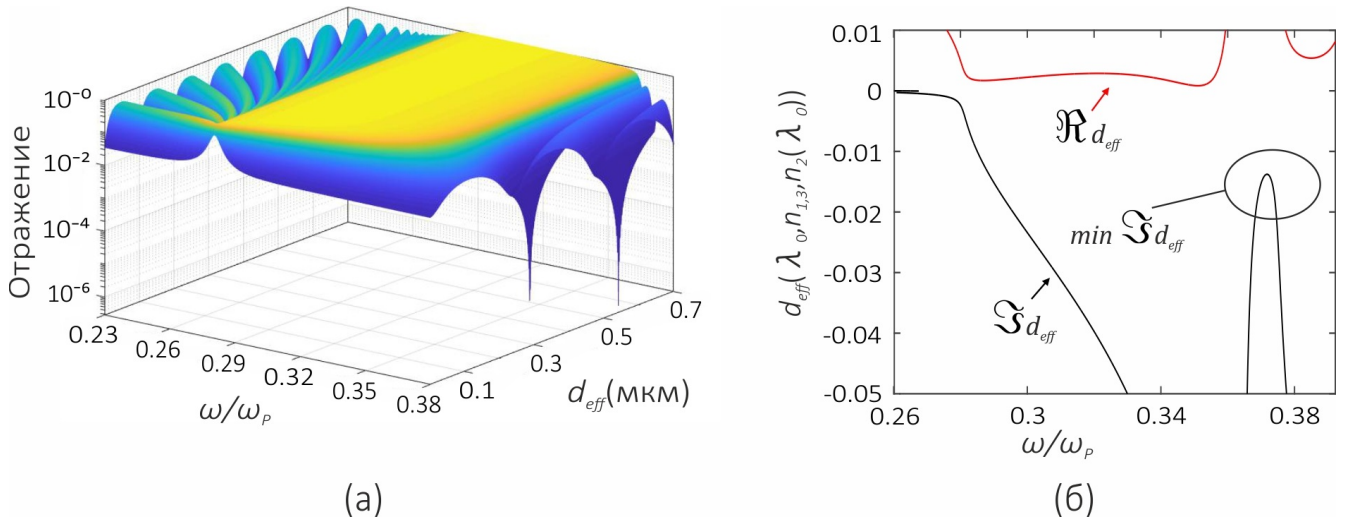


Рисунок 2.19: Графическое решение уравнения (2.5) (а) и (2.10) (б) при факторе заполнения нанокompозита  $f = 0.25$ .

соответствует полуволновому условию ( $N = 1$  в уравнении (2.6)). На частоте  $\omega_2 = 0.3747\omega_p$  при  $\varepsilon_{eff}(\omega_2) = 0.4024 + 0.03582i$  длина волны  $\lambda = 366$  нм в вакууме и  $\lambda_{eff} = 577$  нм в НК-слое, таким образом толщина  $d_{eff} = 576$  нм практически сопоставима с длиной волны в среде ( $N = 2$  в уравнении (2.6)).

Графический анализ выражения (2.10) показал, что в интервале частот с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью точного решения нет. Однако в этом интервале мнимая часть  $d_{eff}$  принимает минимальные значения (рис. 2.19б). Таким образом решения (2.6) и (2.10) коррелируют.

Графическая проверка выполнения условий критической связи (2.8) при толщинах нанокompозитного слоя  $d_{eff} = 341$  нм и  $d_{eff} = 576$  нм изображена на рисунке 2.20. Отметим, что для длины волны  $d_{eff} = 341$  нм условие (2.8) выполняется, а для  $d_{eff} = 576$  нм – нет. Это объясняется низкой добротностью резонаторной моды при  $d_{eff} = 576$  нм. В этом случае теория связанных мод позволяет получить только качественное, а не количественное, описание процесса [1].

Для проверки выполнения условия критической связи для ТПП, в случае падения излучения на структуру со стороны НК толщиной 341 нм, запишем

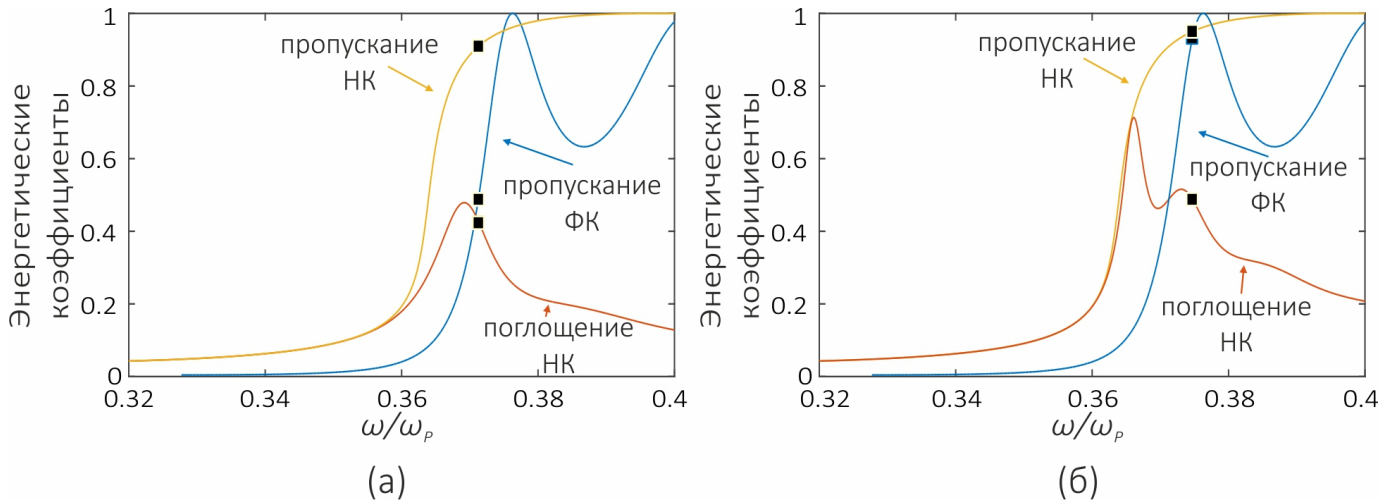


Рисунок 2.20: Графическое решение условия критической связи (2.8) при толщине НК слоя 341 нм (а) и 576 нм (б). Фактор заполнения НК  $f = 0.25$ .

выражение аналогичное (2.8):

$$\gamma_{NC} = \gamma_A; \gamma_{PhC} = 0 \Leftrightarrow T_{NC} = A_{NC}; T_{PhC} = 0. \quad (2.11)$$

Анализ энергетических спектров структуры показал, что в случае возбуждения ТПП со стороны нанокompозитной пленки, условие (2.15) не выполняется, ввиду слабой связи падающего излучения с ТПП (рис. 2.21).

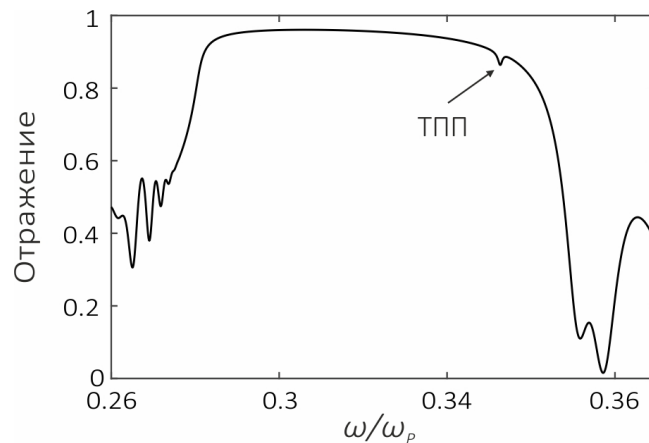


Рисунок 2.21: Спектры отражения структуры при  $d_{eff} = 341$  нм и  $f = 0.25$ .

Однако, с помощью теории связанных мод можно оценить величину отражения (относительно фонового излучения) на длине волны ТПП в случае его

возбуждения со стороны НК (2.12):

$$r_{NC-PhC} = (\rho_{NC-PhC})^2 = \left( -1 + \frac{2\gamma_{NC}}{\sum_i \gamma_i} \right)^2. \quad (2.12)$$

Результаты, полученные с помощью матрицы переноса и теории связанных мод, представлены в таблице 2.1.

Таблица 2.1: Коэффициенты отражения на длине волны ТПП

Метод	Величина отражения
Матрица переноса	0.9694
TSM	0.9693

Результаты полученные двумя разными методами совпадают. Таким образом TSM способна производить количественную оценку энергетических характеристик структуры с точностью, не уступающей численному счету.

На рисунке 2.22 изображены спектры отражения структуры в зависимости от толщины  $d_{first}$  первого слоя фотонного кристалла. Вариация толщины обеспечивается, если слой изготовить в виде достаточно острого клина [40]. Незначительное нарушение плоскопараллельности слоев в данном случае можно компенсировать правильным выбором ширины оптического пучка.

Из рисунка видно, что частотное положение локализованных состояний и расстояние между ними существенным образом изменяются при изменении толщины  $d_{first}$  первого слоя. Увеличение величины  $d_{first}$  приводит к смещению частот ТПП и дефектной моды в длинноволновую область. При этом осуществляется своего рода переключение между таммовским плазмон-поляритоном и дефектной модой. Из рисунка видно, что дефектная мода формируется, когда толщина первого слоя больше 85 нм, при этом ТПП перестает формироваться.

Подобное переключение от ТПП к дефектной моде, при изменении толщины первого слоя ФК, позволяет использовать подобные структуры для создания перестраиваемых фильтров и сенсоров.



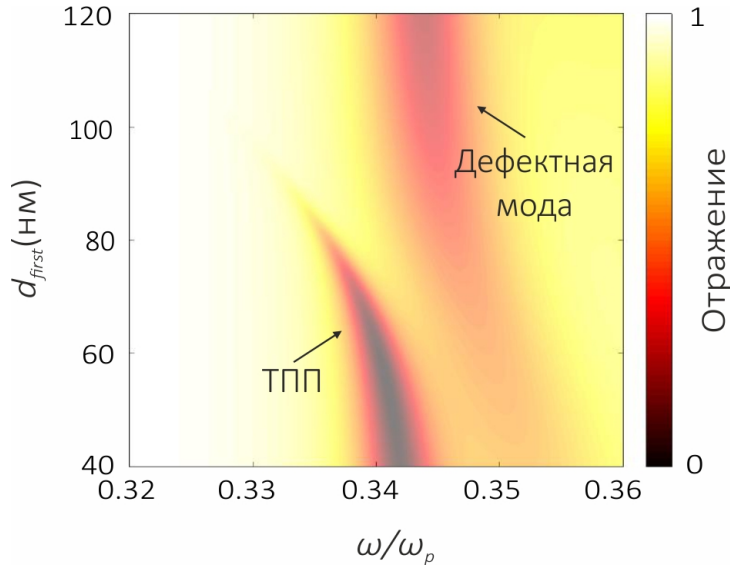


Рисунок 2.22: Спектры отражения структуры НК-ФК при нормальном падении света на образец при различных величинах толщины первого слоя фотонного кристалла. Фактор заполнения  $f = 0.11$ ,  $d_{eff} = 300$  нм.

Кроме вышперечисленного, одним из эффективных способов управления энергетическими спектрами является изменение угла падения излучения на образец. Исследование спектров отражения показало, что для волн ТЕ-типа увеличение угла падения приводит к уширению запрещенной зоны исходного ФК и смещению её в высокочастотную область (рис.2.23). Следует отметить, что перекрывание области с  $\Re\epsilon_{eff}(\omega) < 0$  и запрещенной зоны осуществляется во всем интервале исследованных углов. Однако, ТПП перестает формироваться при углах больших 30 градусов. Это связано с тем, что увеличение угла падения приводит к смещению ТПП в высокочастотную область, пересечению точки  $\omega = \omega_1$ .

Для волн ТМ-типа картина иная. Увеличение угла падения приводит к более сильному смещению запрещенной зоны фотонного кристалла в высокочастотную область, чем для волн ТМ-типа. При углах больших 40 градусов область с  $\Re\epsilon_{eff}(\omega) < 0$  и запрещенная зона ФК перестают перекрываться. При этом ТПП, так же, как и для волн ТЕ-типа, при углах больше 30 градусов не формируется.

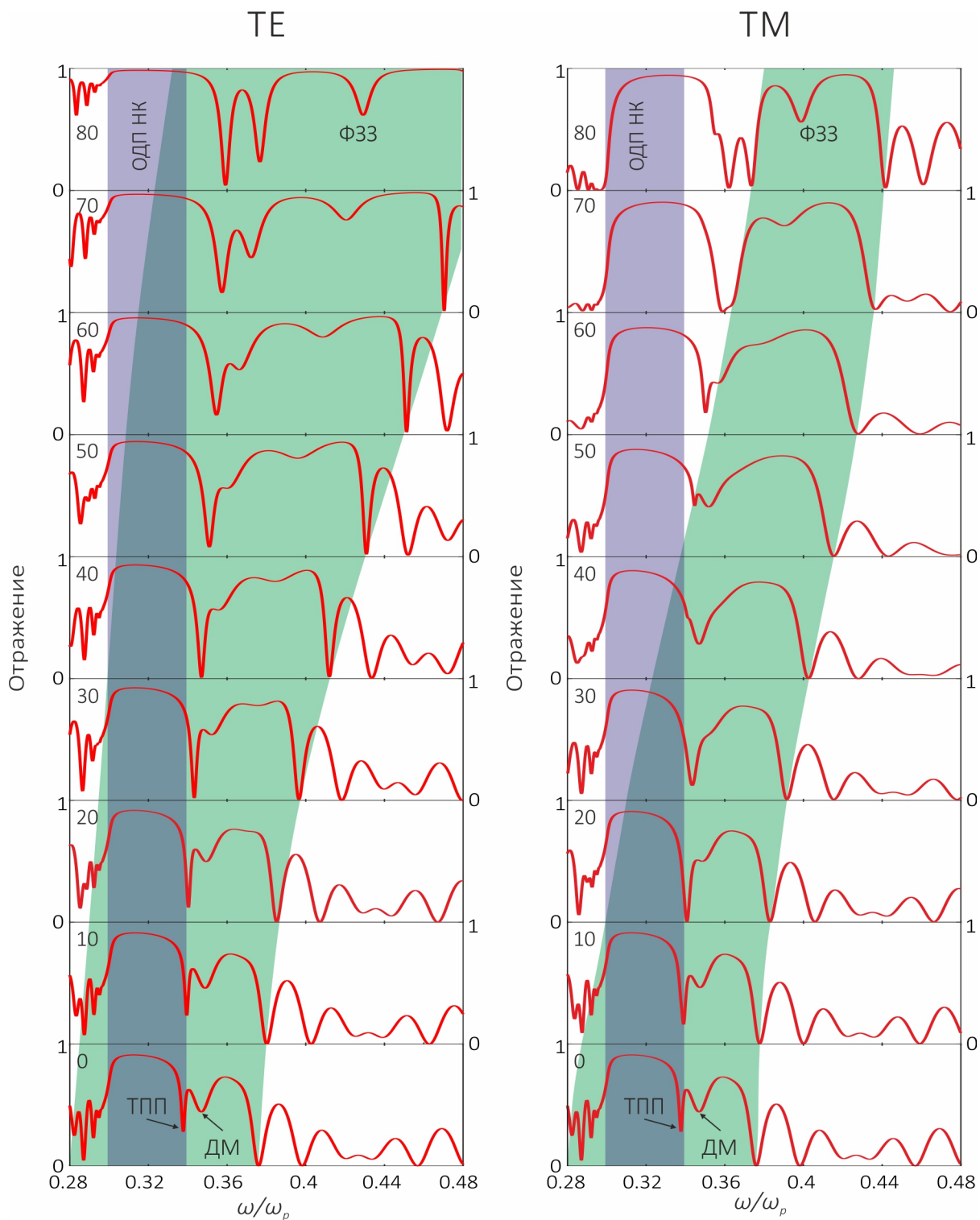


Рисунок 2.23: Угловая и частотная зависимость спектров отражения структуры НК-ФК для волн ТЕ и ТМ-типа. Фактор заполнения  $f = 0.11$ ,  $d_{eff} = 300$  нм.

## 2.5 Выводы

В **Главе 2** выполнены исследования спектральных свойств одномерного ФК, ограниченного резонансно поглощающим слоем нанокompозита, который состоит из серебряных наночастиц сферической формы, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Результаты получены с помощью метода трансфер-матрицы и теории связанных мод.

Выявлено спектральное проявление таммовского плазмон-поляритона, обусловленное наличием в видимой области частотного интервала отрицательных значений эффективной диэлектрической проницаемости. Установлено, что при нормальном падении света на ФК, сопряженный с НК, в спектре пропускания наблюдается пик внутри ФЗЗ, соответствующий возбуждению ТПП. Показано, что посредством изменения объемной доли наночастиц в пленке НК, толщины нанокompозитного слоя, можно эффективно управлять частотой и степенью локализации таммовских плазмонов. Проведенные расчеты показали, что в результате связи таммовских плазмонов, локализованных на границе ФК и НК, образуются симметричные и антисимметричные волноводные моды.

Показана возможность формирования ТПП при конечных отрицательных и положительных значениях действительной части диэлектрической проницаемости, а также в случае, когда вещественная часть диэлектрической проницаемости принимает нулевое значение. Установлено, что в области частот, в которой эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозита принимает близкие к нулю значения, нанокompозит обладает свойствами как металла, так и диссипативного диэлектрика. В результате, на границе фотонного кристалла и нанокompозита формируется и таммовский плазмон-поляритон, и мода, подобная резонаторной моде Фабри-Перо. Показано, что эффективное управление частотным положением мод можно осуществлять, варьируя толщину слоя ФК, прилегающего к нанокompозиту, а также варьируя фактор заполнения нанокompозита.

## Глава 3

### Таммовские плазмон поляритоны на границе фотонного кристалла и анизотропного нанокompозита

Помимо изотропных нанокompозитов, огромный интерес вызывают анизотропные металл-диэлектрические нанокompозиты. Оптическая анизотропия, в данном случае, достигается за счет внедрения в матрицу наностержней [147–150], дисков [151], треугольных нанопризм [152, 153], нанокубов [154]. Известна технология изготовления подобных материалов методом самосборки [155–160]. Важно отметить, что этот метод позволяет ориентировать наночастицы только в одном пространственном направлении, выбор которого определяет оптические свойства получаемых нанокompозитов. Большой интерес представляет возможность использования подобных анизотропных нанокompозитных сред для формирования таммовского плазмон-поляритона и эффективного управления его оптическими свойствами.

В связи с этим, **Глава 3** посвящена исследованию таммовского плазмон-поляритона, локализованного на краю фотонного кристалла, ограниченного с одной или с обеих сторон анизотропным нанокompозитом. Нанокompозит состоит из диспергированных в прозрачной матрице металлических наноразмерных включений ориентационно упорядоченной сфероидальной формы. Изучены особенности спектрального проявления ТПП в зависимости от степени вытянутости сфероидальных наночастиц. Показано расщепление частоты из-за

снятия вырождения ТПП, локализованных на границах фотонного кристалла и нанокompозита, зависящее от объемной доли сфероидов в нанокompозите и отношения полярной и экваториальной полуосей сфероида. Установлено, что каждой из двух ортогональных поляризаций падающей волны отвечает свой характер зависимости расщепления от концентрации наночастиц, что делает спектры пропускания поляризационно чувствительными.

### 3.1 Описание модели

Рассматриваемая нами ФК-структура представляет собой слоистую среду, ограниченную с одной или с обеих сторон конечными нанокompозитными средами (рис. 3.1). Элементарная ячейка фотонного кристалла сформирована из двуокиси кремния ( $SiO_2$ ) с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_a = 2.10$  и двуокись циркония ( $ZrO_2$ ) с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_b = 4.16$ . Толщины слоев соответственно  $d_a = 74$  нм и  $d_b = 50$  нм, число слоев  $N = 21$ .

Слой нанокompозита толщиной  $d_{eff} = 150$  нм состоит из металлических наночастиц в форме эллипсоидов вращения (сфероидов), равномерно распределенных в диэлектрической матрице и ориентированных вдоль оси вращения, совпадающей с осью  $x$ . Далее будем считать, что среда, в которую помещена ФК-структура, является вакуумом.

Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозита, со свойствами одноосного вещества, в главных осях представляется в виде диагонального тензора:

$$\hat{\varepsilon}_{eff} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\parallel} \cos^2(\theta) + \varepsilon_{\perp} \sin^2(\theta) & 0 & \frac{1}{2} \sin(2\theta) \Delta\varepsilon \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ \frac{1}{2} \sin(2\theta) \Delta\varepsilon & 0 & \varepsilon_{\parallel} \cos^2(\theta) + \varepsilon_{\perp} \sin^2(\theta) \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

где  $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ .

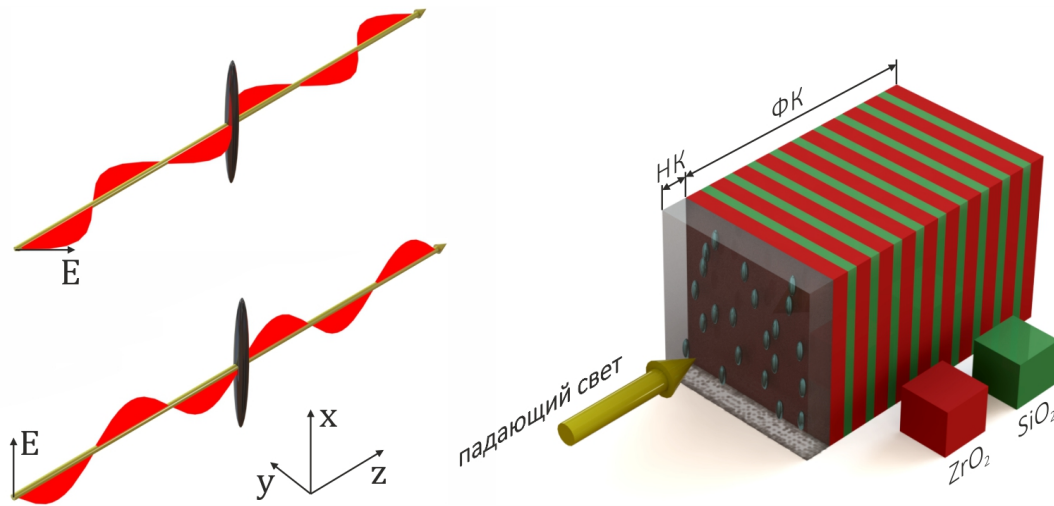


Рисунок 3.1: Схематическое представление одномерного ФК, сопряженного с анизотропным слоем нанокompозита.

Компоненты  $\varepsilon_{\parallel}$  и  $\varepsilon_{\perp}$  определяются с помощью модели Максвелл Гарнетта (см. Глава 1, уравнение 1.12)

$$\varepsilon_{\perp, \parallel} = \varepsilon_d \left[ 1 + \frac{f (\varepsilon_m(\omega) - \varepsilon_d)}{\varepsilon_d + (1 - f) (\varepsilon_m(\omega) - \varepsilon_d) L_{\perp, \parallel}} \right], \quad (3.2)$$

где  $f$  — фактор заполнения, то есть, доля наночастиц в матрице,  $\varepsilon_d$  и  $\varepsilon_m(\omega)$  — диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы;  $\omega$  — частота излучения. Факторы деполяризации  $L_{\perp, \parallel}$  в 3.2 зависят от отношения длин полярной  $a$  и экваториальной  $b$  полуосей сфероида, а также от направления поля. Для поля, направленного вдоль оси вращения сфероида, фактор  $L_{\parallel}$  определяется выражением:

$$L_{\parallel} = \frac{1}{1 - \xi^2} \left( 1 - \xi \frac{\arcsin \sqrt{1 - \xi^2}}{\sqrt{1 - \xi^2}} \right) \quad (3.3)$$

и для поля, направленного перпендикулярно к оси вращения сфероида,

$$L_{\perp} = (1 - L_{\parallel}) / 2, \quad (3.4)$$

где  $\xi = a/b$ . Случай  $\xi < 1$  соответствует сплюснутому сфероиду,  $\xi > 1$  — вытянутому сфероиду. Случай  $\xi = 1$ , для которого  $L_{\perp} = L_{\parallel} = 1/3$  и  $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{eff}$ , соответствует шару.

Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, используя приближение Друде (см. Глава 1, уравнение 1.24).

Параметры Друде для серебра  $\varepsilon_0 = 5$ ,  $\omega_p = 9$  эВ,  $\gamma = 0.02$  эВ. Диэлектрическая проницаемость матрицы нанокompозита  $\varepsilon_d = 2,56$ .

## 3.2 ТПП на границе ФК, сопряженного с анизотропным слоем нанокompозита

На рисунке 3.2 приведены частотные зависимости вещественной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости анизотропной нанокompозитной среды, вычисленные по формуле 3.2. Из рисунка видно, что частоты резонансов зависят от направления электрического поля относительно оси вращения сфероида и отношения длин полярной и экваториальной полуосей наночастиц. Различие резонансных частот компонент диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{\perp}$  и  $\varepsilon_{\parallel}$  приводит к зависимости оптических свойств НК от поляризации падающей волны.

Поляризационная чувствительность спектра пропускания, полученная методом трансфер-матрицы [144] (Приложение А), иллюстрируется на рисунке 3.3. Видно, что, в зависимости от поляризации падающего света, положение пиков ТПП в запрещенной зоне разнесено и составляет 5.4 нм и 4.5 нм соответственно для случаев диспергированных в НК наночастиц сплюснутой (рис. 3.3а) или вытянутой (рис. 3.3б) эллипсоидальной формы.

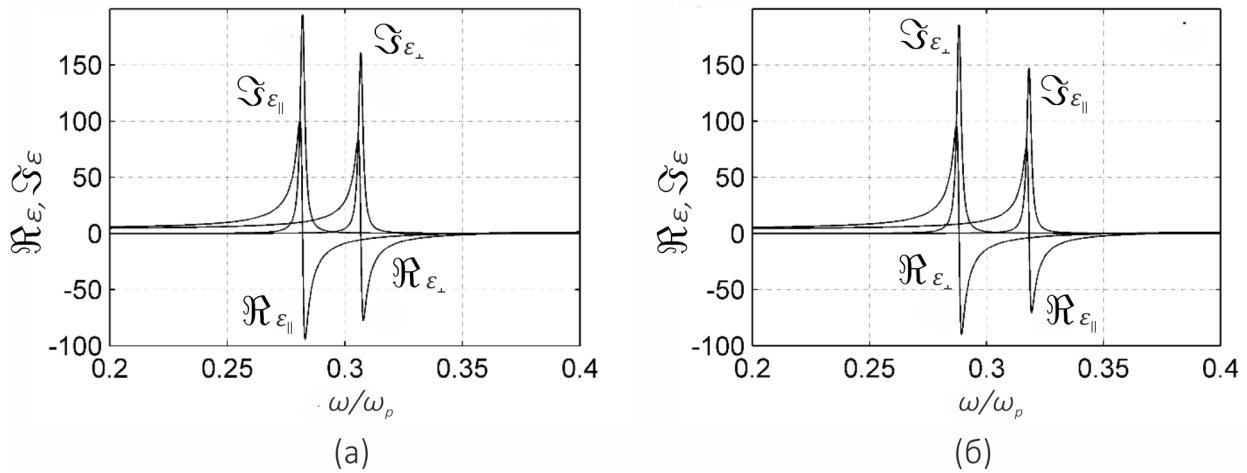


Рисунок 3.2: Частотные зависимости действительных  $\Re\epsilon_{\perp}$ ,  $\Re\epsilon_{\parallel}$  и мнимых  $\Im\epsilon_{\perp}$ ,  $\Im\epsilon_{\parallel}$  частей эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита. Фактор заполнения  $f = 0.2$ , отношение длин полярной и экваториальной полуосей наночастицы  $\xi = 1.2$  (а) и  $\xi = 0.8$  (б).

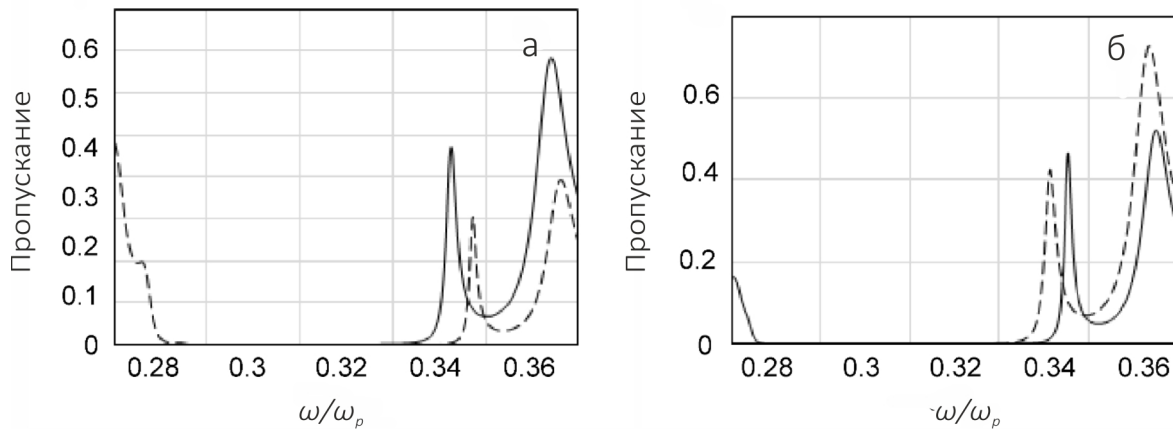


Рисунок 3.3: Спектры пропускания системы для перпендикулярной (сплошная линия) и параллельной (штриховая линия) (по отношению к оптической оси НК) поляризации света при  $\xi = 0.8$  (а) и  $\xi = 1.2$  (б);  $f = 0.3$ ,  $d_{eff} = 100$  нм.

Характерно, что не зависимо от того, сплюснутые или вытянутые наночастицы эллипсоидальной формы взвешены в НК, степень локализации плазмон-поляритонов на границе ФК-НК тем больше, чем меньше коэффициент пропускания. В случае сплюснутых наночастиц пространственное распределение интенсивности светового поля в таммовских модах показано на рисунке 3.4 для волн продольной и поперечной поляризаций.



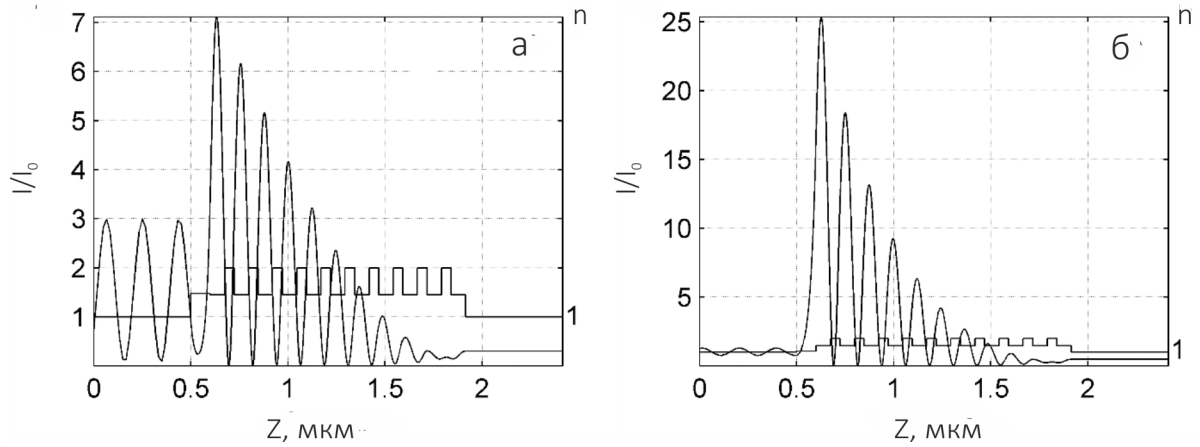


Рисунок 3.4: Пространственное распределение показателя преломления и интенсивности поля для перпендикулярной (а) и параллельной (б) поляризаций света.  $\xi = 0.8$ ,  $f = 0.3$ ,  $d_{eff} = 100$  нм.

Интенсивность в максимуме локализованной моды для волн  $p$ -поляризаций (рис. 3.4б) в 3.6 раза больше интенсивности волн поперечной поляризации (рис. 3.4а). Различие в интенсивностях в случае вытянутых эллипсоидов в два раза меньше в силу близости коэффициентов пропускания для волн разной поляризации.

Одним из интенсивных способов спектральной перестройки является изменение толщины нанокompозитного слоя с частицами эллипсоидальной формы. Ниже приведены спектры пропускания структуры НК-ФК при различных толщинах нанокompозитного слоя, для случая сплюснутых (рис. 3.5) и для вытянутых (рис. 3.6) частиц.

На основании полученных результатов, можно сделать вывод о том, что оптимальная толщина нанокompозитного слоя составляет 100 нм. Использование нанокompозитной пленки меньшей толщины приводит к неверным результатам, в силу неприменимости исходной модели.

Для того, чтоб иметь полное представление о поляризационной чувствительности спектра пропускания, обратимся к рисунку 3.7, на котором представлены спектры для частиц сплюснутой и вытянутой форм.

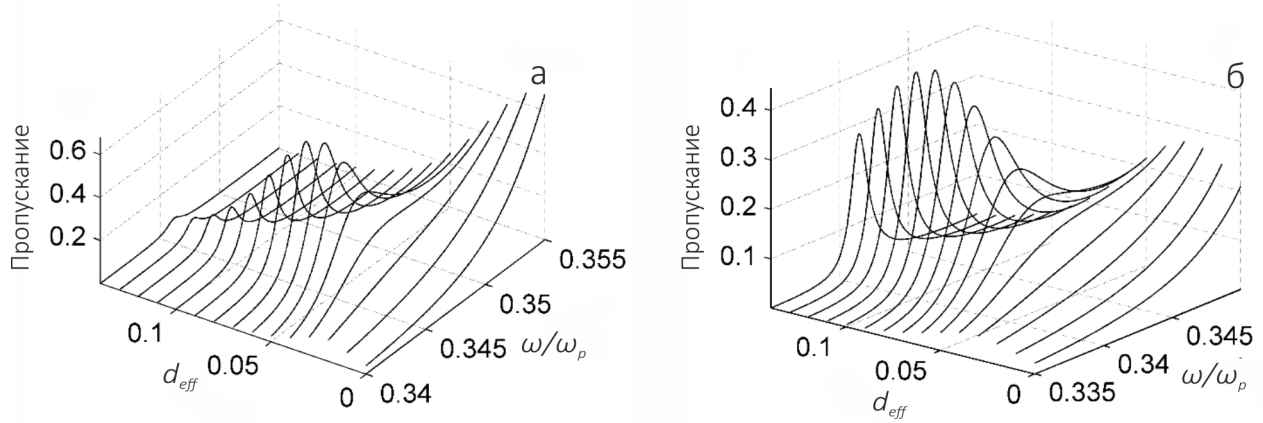


Рисунок 3.5: Спектры пропускания структуры НК-ФК при различных значениях толщины нанокompозитного слоя  $d_{eff}$  для параллельной (а) и перпендикулярной (б) составляющих диэлектрической проницаемости.  $f = 0.3$ ,  $\xi = 0.8$ .

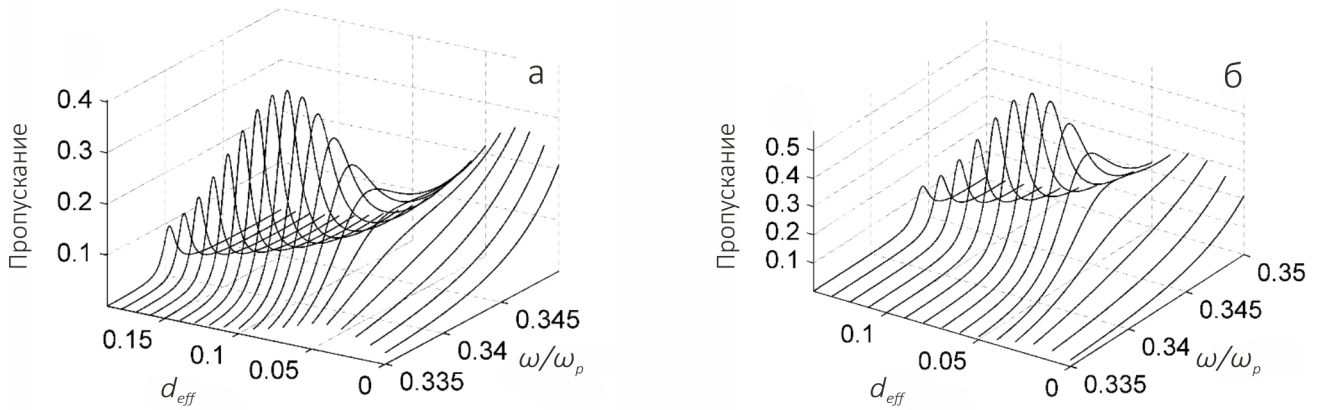


Рисунок 3.7: Спектры пропускания структуры НК-ФК для параллельной (а) и перпендикулярной (б) составляющих диэлектрической проницаемости, в случае сплюснутых ( $\xi < 1$ ) и вытянутых ( $\xi > 1$ ) наночастиц.  $f = 0.3$ ,  $d_{eff} = 100\text{нм}$ .

Использование светового потока разной поляризации приводит не только к формированию ТПП разной интенсивности, но и появлению этих пиков в разной области спектра. Изменение формы наночастиц в комбинации с изменением поляризации падающего светового потока позволяют осуществить полную частотную перестройку спектра, что способствует созданию узкополосных светофильтров с перестраивающимися полосами пропускания.

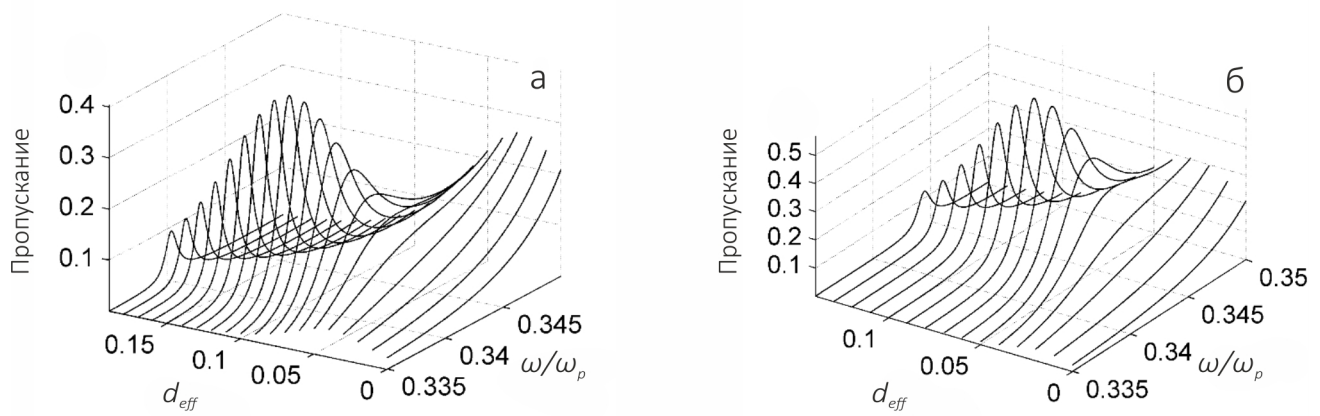


Рисунок 3.6: Спектры пропускания структуры НК-ФК при различных значениях толщины нанокompозитного слоя  $d_{eff}$  для параллельной (а) и перпендикулярной (б) составляющих диэлектрической проницаемости.  $f = 0.3$ ,  $\xi = 1.2$ .

### 3.2.1 Связанные таммовские плазмон-поляритоны в случае частиц эллипсоидальной формы

Как отмечалось выше, изменение фактора заполнения нанокompозитной пленки, является мощным инструментом при частотной перестройке спектра. Наложение анизотропной нанокompозитной пленки с обеих сторон на сверхрешетку и изменение объемной концентрации наночастиц позволяет добиться появлению в спектре четырех полос пропускания для падающего излучения различной поляризации (рис. 3.8, 3.9).

Как и в случае изотропной пленки, локализованные на границах раздела таммовские плазмон-поляритоны перекрываются, что и приводит к снятию вырождения, а в спектре пропускания возникают по две полосы пропускания в запрещенной зоне ФК для поперечной и продольной поляризации.

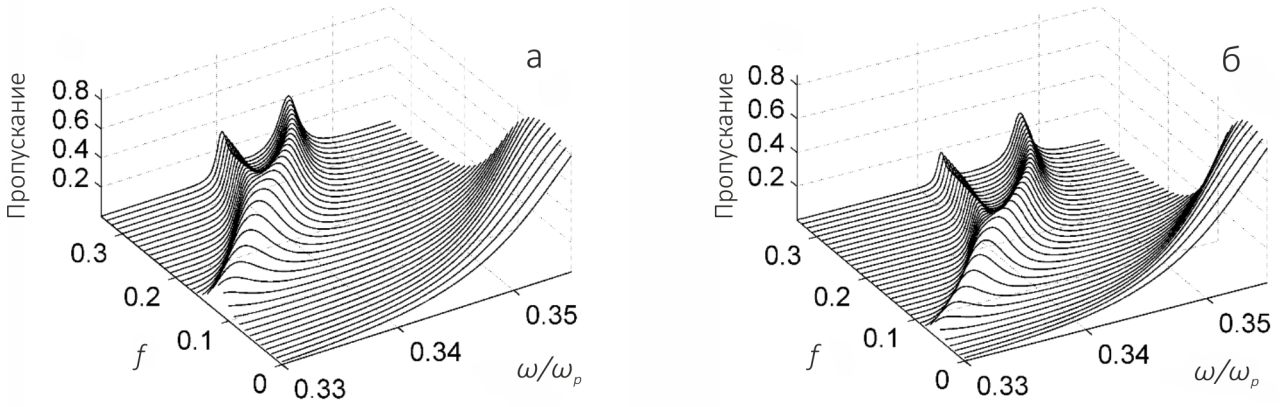


Рисунок 3.8: Спектры пропускания структуры НК-ФК при различных значениях фактора заполнения для перпендикулярной составляющей диэлектрической проницаемости.  $d_{eff} = 100$  нм,  $\xi = 0.8$  (а),  $\xi = 1.2$  (б).

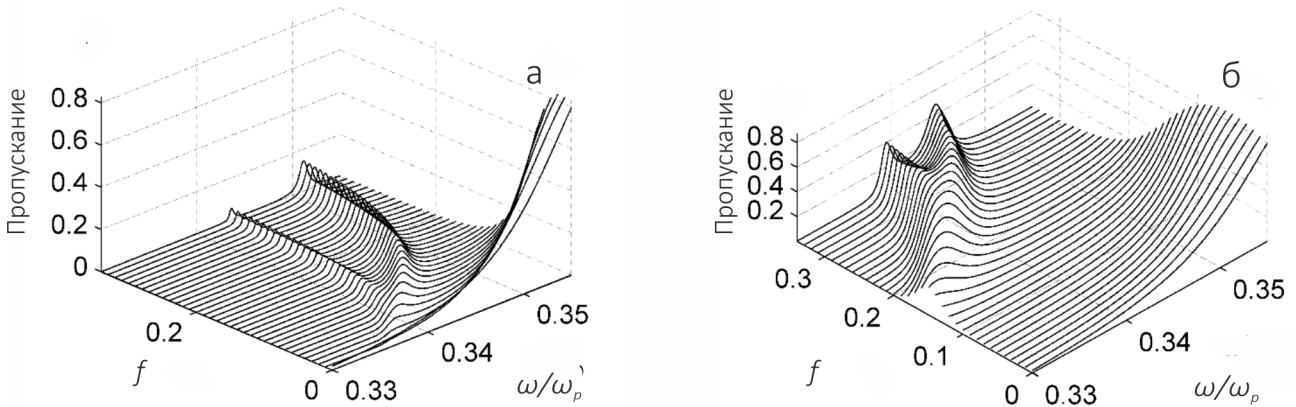


Рисунок 3.9: Спектры пропускания структуры НК-ФК при различных значениях фактора заполнения для параллельной составляющей диэлектрической проницаемости.  $d_{eff} = 100$  нм,  $\xi = 0.8$  (а),  $\xi = 1.2$  (б).

Для структуры НК-ФК-НК изменение не только фактора заполнения приводит к взаимодействию таммовских мод, но и изменение величины  $\xi$  — отношения полуосей эллипсоида (рис. 3.10).

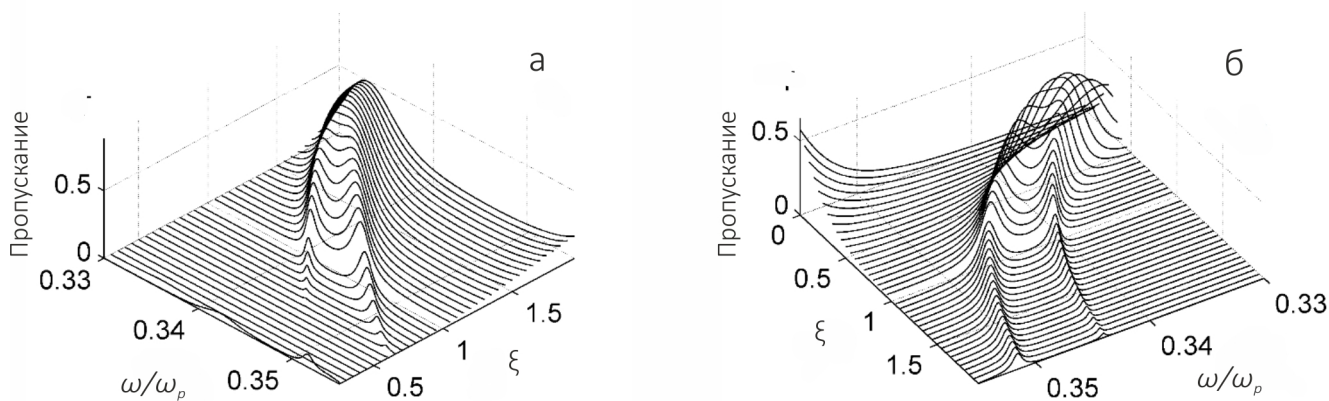


Рисунок 3.10: Спектры пропускания структуры НК-ФК-НК для параллельной (а) и перпендикулярной (б) составляющих диэлектрической проницаемости, в случае сплюснутых ( $\xi < 1$ ) и вытянутых ( $\xi > 1$ ) наночастиц.  $f = 0.3$ ,  $d_{eff} = 100$  нм.

Из рисунка видно, что с увеличением величины  $\xi$  характер взаимодействия ТПП для волн разной поляризации не одинаков. Так для параллельной составляющей диэлектрической проницаемости, при увеличении отношения полуосей, интенсивность взаимодействия ослабевает, что приводит к слиянию ТПП, в то время как для перпендикулярной составляющей диэлектрической проницаемости наблюдается обратный процесс, приводящий к усилению взаимодействия и последующему формированию двух полос пропускания в запрещенной зоне фотонного кристалла.

На основании полученных результатов, можно сказать, что использование наночастиц эллипсоидальной формы, дает нам больше возможностей для осуществления частотной перестройки спектра, чем использование аналогичных частиц формы сферической. На ряду с изменением объемной концентрации наночастиц в матрице, изменение отношения полуосей эллипсоидов, позволяет получать полосы пропускания в запрещенной зоне ФК в тех областях, где формирование пиков пропускания при изменении лишь одного фактора заполнения  $f$  не возможно.

### 3.3 ТПП на границе ФК, сопряженного с сильно анизотропным слоем нанокompозита

Частотные зависимости вещественных и мнимых частей диэлектрической проницаемости для частиц сферической и сфероидальной форм, вычисленных по формуле (3.2), показывают, что с увеличением отношения длин полярной и экваториальной полуосей и неизменной объемной концентрации вытянутых сфероидов, положение резонансной кривой, по сравнению со сферическими частицами, существенно изменяется. При этом полуширина резонансной кривой  $\Im\epsilon_{eff}(\omega)$  изменяется незначительно, существенно модифицируется кривая  $\Re\epsilon_{eff}(\omega)$ , увеличивается область частот, для которых  $\Re\epsilon_{eff}(\omega) < 0$ . На рисунке 3.11а приведены зависимости  $\Re\epsilon_{eff}(\omega)$  и  $\Im\epsilon_{eff}(\omega)$  от нормированной частоты при неизменном факторе заполнения  $f = 0.2$  сферическими наночастицами ( $\xi = 1$ ). Наблюдаемый резонанс для сфер на частоте  $\omega = 0.2882\omega_p$  (рис.3.11а), с соответствующей длиной волны  $\lambda = 451.5$  нм, связан с плазмонным резонансом наночастиц.

В случае сильной анизотропии НК ( $\xi \gg 1$ ), плазмонные резонансы для поля, направленного вдоль оси сфероида, оказываются за пределами видимой области спектра. Так, в случае  $\xi = 10$  резонансы для параллельной и перпендикулярной составляющих ДП проявляются соответственно на частотах  $\omega = 0.0789\omega_p$  и  $\omega = 0.3338\omega_p$ . (рис. 3.11б).

Положение пика в спектре пропускания системы НК-ФК при  $\xi = 1$  (рис. 3.14) соответствует частоте ТПП. Найденный ТПП существует в частотном интервале, в котором нанокompозит подобен металлу (см. вставку на рис. 3.11а). На частоте ТПП диэлектрическая проницаемость НК  $\epsilon_{eff}(\omega) = -0.3021 + 0.0646i$ . На этой же частоте диэлектрическая проницаемость пленки серебра, в приближении Друде, определяется выражением  $\epsilon_m(\omega) = -3.6146 + 0.0562i$ .

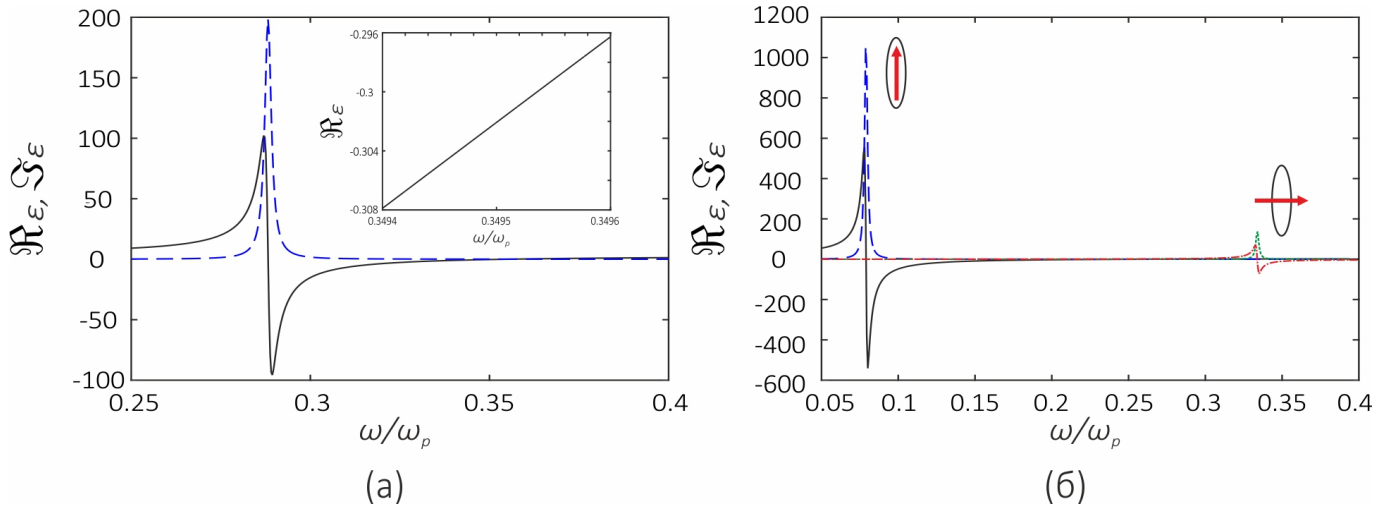


Рисунок 3.11: Зависимости действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{eff}(\omega)$  от нормированной частоты  $\omega/\omega_p$  для частиц сферической формы  $\xi = 1$  ( $\Re\varepsilon_{eff}(\omega)$  — сплошная линия,  $\Im\varepsilon_{eff}(\omega)$  — штриховая линия) (а) и сфероидальной формы при  $\xi = 10$  (б). На вставке приведены, в увеличенном масштабе, значения  $\varepsilon_{eff}(\omega)$  в окрестности частоты, соответствующей таммовскому состоянию (см. рис. 3.14). На рисунке 3.11б левый пик соответствует параллельной составляющей эффективной диэлектрической проницаемости  $\Re\varepsilon_{eff}(\omega)$  — сплошная линия,  $\Im\varepsilon_{eff}(\omega)$  — штриховая линия), правый — перпендикулярной составляющей  $\Re\varepsilon_{eff}(\omega)$  — штрихпунктирная линия,  $\Im\varepsilon_{eff}(\omega)$  — пунктирная линия). Фактор заполнения  $f = 0.2$ .

Для понимания природы таммовского состояния, рассмотрим дисперсионное уравнение для ПЭВ ТМ-типа на границе полубесконечных ФК и нанокомпозита, которое имеет вид [2]:

$$\begin{aligned}
 & (\varepsilon_{eff}^2 q_1^2 + \alpha^2 \varepsilon_1^2 F^2) \cos(q_1 d_1) \sin(q_2 d_2) + \\
 & F(\varepsilon_{eff}^2 q_1^2 + \alpha^2 \varepsilon_1^2) \sin(q_1 d_1) \cos(q_2 d_2) + \\
 & (1 - F^2) \varepsilon_{eff} \varepsilon_1 \alpha q_1 \sin(q_1 d_1) \sin(q_2 d_2) = 0,
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

где

$$F = q_1 \varepsilon_2 / q_2 \varepsilon_2, \tag{3.6}$$

где  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$  и  $d_1$ ,  $d_2$  соответственно диэлектрические проницаемости и толщины чередующихся слоев фотонного кристалла, а  $\alpha$  и  $q_i$  определяются следующим образом:

$$\alpha = \sqrt{k_x^2 - \frac{\omega^2 \varepsilon_{eff}}{c^2}}, \quad q_i = \sqrt{\frac{\omega^2 \varepsilon_i}{c^2} - k_x^2}, \quad i = 1, 2. \quad (3.7)$$

Здесь  $k_x$  – проекция волнового вектора на границу раздела сред,  $\omega$  – частота излучения,  $c$  – скорость света.

Дисперсионную зависимость между  $\omega$ ,  $k$  и блоховским волновым числом  $k_B$  неограниченной слоистой среды дает уравнение:

$$\cos(k_B d) = \cos(q_1 d_1) \cos(q_2 d_2) - 1/2(F + F^{-1}) \sin(q_1 d_1) \sin(q_2 d_2), \quad (3.8)$$

где период решетки  $d = d_1 + d_2$ .

Дисперсионное уравнение (3.8) определяет блоховское волновое число  $k_B$  вдоль направления оси  $z$  (рис. 3.1) для блоховской волны с частотой  $\omega$ , а также  $x$  составляющую  $y$   $k$  волнового вектора. Эту дисперсионную зависимость можно представить в виде поверхности в трехмерном пространстве  $(k_B, k_x, \omega)$ . Сечения этой поверхности плоскостью  $k_B = m\pi/d$  (где  $m$  – целое число) представляет собой кривые, которые определяют границы зоны. В нашем случае частного рассмотрения (нормальное падение света на ФК),  $k_x = 0$ , а выражения для  $\alpha$  и  $q_i$  принимают вид:

$$\alpha = i \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{eff}}, \quad q_i = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_i}, \quad i = 1, 2. \quad (3.9)$$

Аналогичным образом может быть найдена зонная структура двумерного ФК. В этом случае используется разложение собственных функций по плоским волнам [161].

Дисперсионные зависимости  $\omega(k_B)$  для объемных и поверхностных электромагнитных мод, в случае нормального падения, изображены на рисунке 3.12.



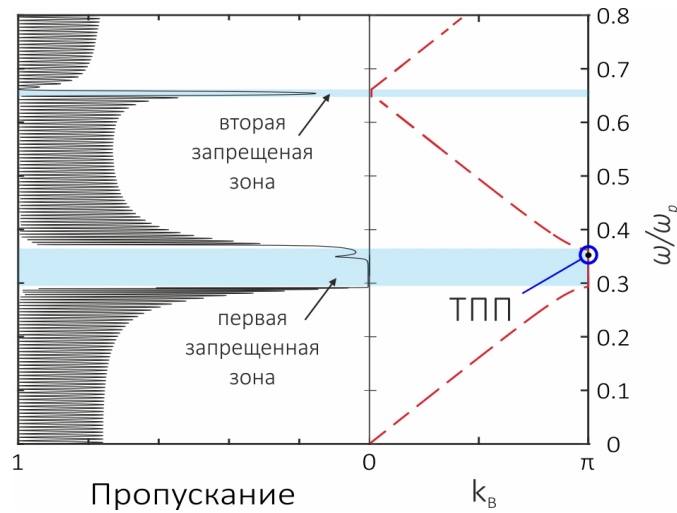


Рисунок 3.12: (слева) – Спектр пропускания конечного исходного ФК, сопряженного с НК, полученный методом трансфер-матрицы, (справа) – численно полученная дисперсионная зависимость  $\omega(k_B)$  для объемных (штриховая линия) и поверхностной электромагнитной моды (обозначена точкой), в случае нормального падения света на ФК.

Из рисунка видно, что результаты, полученные двумя разными способами, полностью совпадают, а именно: положение фотонных запрещенных зон, их ширина и положение ТПП у высокочастотной границы первой ЗЗ ФК.

На рисунке 3.13 представлена зонная структура спектра для электромагнитных волн ТМ-типа и решение дисперсионного уравнения для ПЭВ, которое определяет положение ТПП в ЗЗ ФК в зависимости от угла падения.

Также обнаружить ТПП можно измеряя коэффициент пропускания конечной сверхрешетки, сопряженный со слоем нанокompозита. На частоте, соответствующей ТПП, наблюдается пик пропускания внутри запрещенной зоны ФК, связанный с туннелированием света через ТПП. Данное явление мы наблюдаем на рисунке 3.14 при  $\xi = 1$ .

Зависимость частотного спектра пропускания от  $\xi$  для поля, направленного перпендикулярно оптической оси нанокompозита, представлена на рис. 3.14.

Когда вектор электрического поля нормален оптической оси нанокompозита, смещение резонанса нанокompозита в высокочастотную область не приводит к существенной частотной перестройке спектра, поскольку полоса непрозрачно-

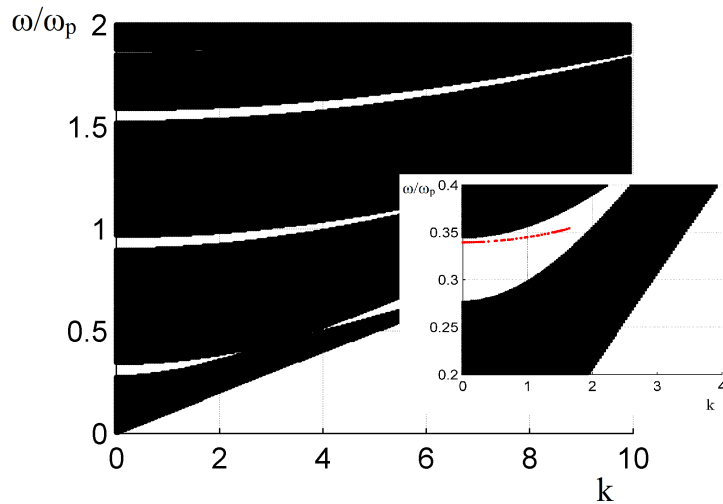


Рисунок 3.13: Зонная структура объемных мод в плоскости  $\omega$ - $k$ ,  $\omega$  – нормирована на плазменную частоту,  $k$  – в единицах  $1/(d_a + d_b)$ . Сплошная заливка соответствует разрешенным зонам. На вставке приведена дисперсионная зависимость ПЭВ с частотами в запрещенной зоне для  $f = 0.2$  и  $\xi = 1$ .

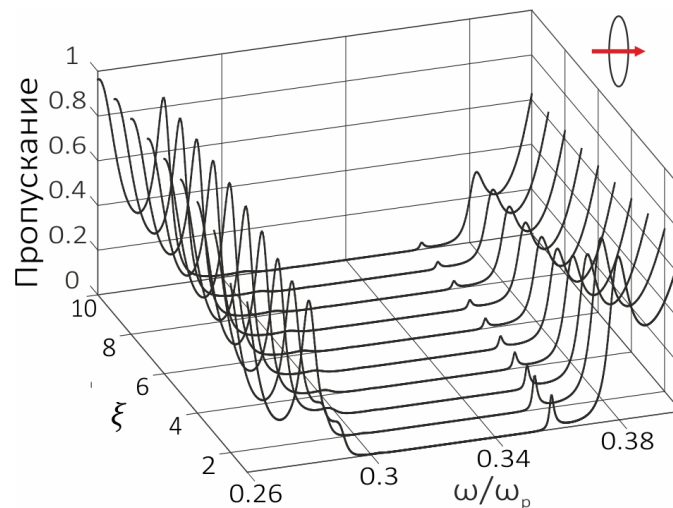


Рисунок 3.14: Спектры пропускания при нормальном падении света на ФК, сопряженный со слоем НК с диспергированными сферическими ( $\xi = 1$ ) и вытянутыми наночастицами, для поля, поляризованного нормально оптической оси нанокompозита. Фактор заполнения  $f = 0.2$  и толщина нанокompозитного слоя  $d_{eff} = 150$  нм.

сти нанокompозита не покидает пределы запрещенной зоны исходного кристалла. Для параллельной составляющей эффективной диэлектрической проницаемости уже при  $\xi > 2$  ТПП не реализуется при заданных параметрах системы. Увеличение отношения полуосей наночастиц приводит к смещению запрещенной зоны нанокompозита в низкочастотную область, что приводит к искажению спектра пропускания исходного фотонного кристалла и полной деформации левой границы первой запрещенной зоны. Это позволяет получить широкую запрещенную зону, как комбинацию запрещенной зоны ФК и запрещенной зоны НК, обусловленная областью с отрицательной  $\Re \varepsilon_{eff}(\omega) < 0$  в интервале частот с  $\omega = 0.0789\omega_p$  до  $\omega = 0.2639\omega_p$ . Так, при факторе заполнения  $f = 0.3$  и отношении длин полуосей  $\xi = 10$ , ширина комбинированной запрещенной зоны составляет 1.77 мкм.

Реализовать ТПП, соответствующий каждой из двух ортогональных поляризацій падающей волны, можно и при больших отношениях длин полуосей сфероида. Для такой реализации необходимо изменить период решетки ФК, то есть изменить положение запрещенной зоны ФК относительно резонансной частоты нанокompозита. На рисунке 3.15 показано, для случая продольной поляризации поля, что увеличение периода ФК для рассматриваемой структуры с  $\xi = 6$ , позволяет получить вблизи высокочастотной границы запрещенной зоны ФК пик (линию) узкую полосу пропускания, соответствующий таммовскому плазмону. На частоте ТПП  $\omega = 0.2709\omega_p$  диэлектрическая проницаемость НК  $\Re \varepsilon_{eff}(\omega) = -1.0176 + 0.0381i$ .

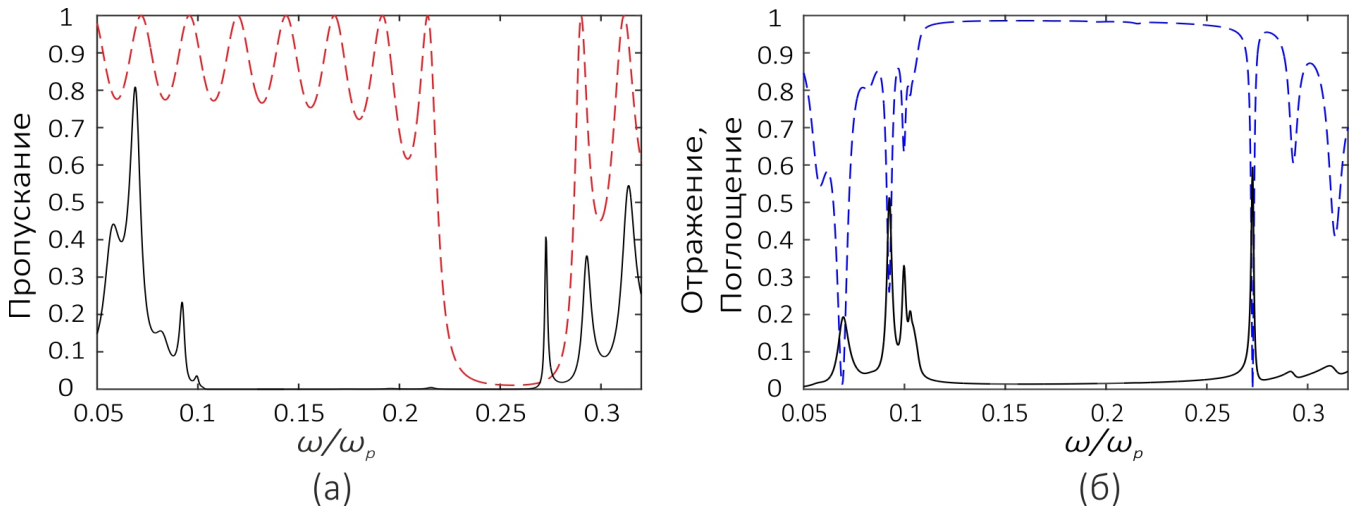


Рисунок 3.15: Спектр пропускания для исходного ФК (штриховая линия) и для ФК ограниченного с одной стороны сильно анизотропным нанокompозитом (сплошная линия) (а) и спектры, соответственно, поглощения (сплошная линия), спектр отражения (штриховая линия) для ФК ограниченного с одной стороны сильно анизотропным нанокompозитом (б) при нормальном падении света, поляризованного вдоль оптической оси нанокompозита. Толщины слоев  $d_a = 110$  нм,  $d_b = 55$  нм, фактор заполнения  $f = 0.3$ ,  $\xi = 6$ . Остальные параметры те же, что и для рисунке 3.11.

Распределение интенсивности электрического поля в образце для моды с частотой, соответствующей таммовскому состоянию, иллюстрируется на рисунке 3.16.

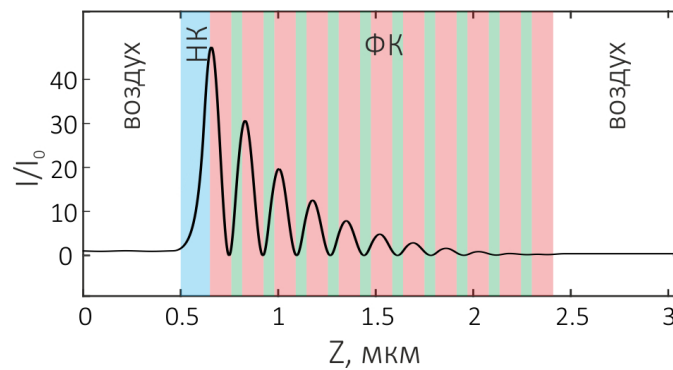


Рисунок 3.16: Схематическое представление одномерного ФК, сопряженного с анизотропным слоем нанокompозита и распределение интенсивности поля для параллельной поляризации нормально падающего света.

Из рисунка видно, что световое поле в ТПП локализовано в области, соизмеримой с длиной волны.

### 3.3.1 Связанные ТПП в случае сильной анизотропии.

В случае фотонного кристалла, ограниченного с обеих сторон нанокompозитными средами, в спектре пропускания могут наблюдаться две полосы прозрачности в запрещенной зоне ФК.

На рисунке 3.17 представлены спектры пропускания ФК-структуры для случаев, когда пленка нанокompозита расположена на одной и на двух границах ФК-структуры.

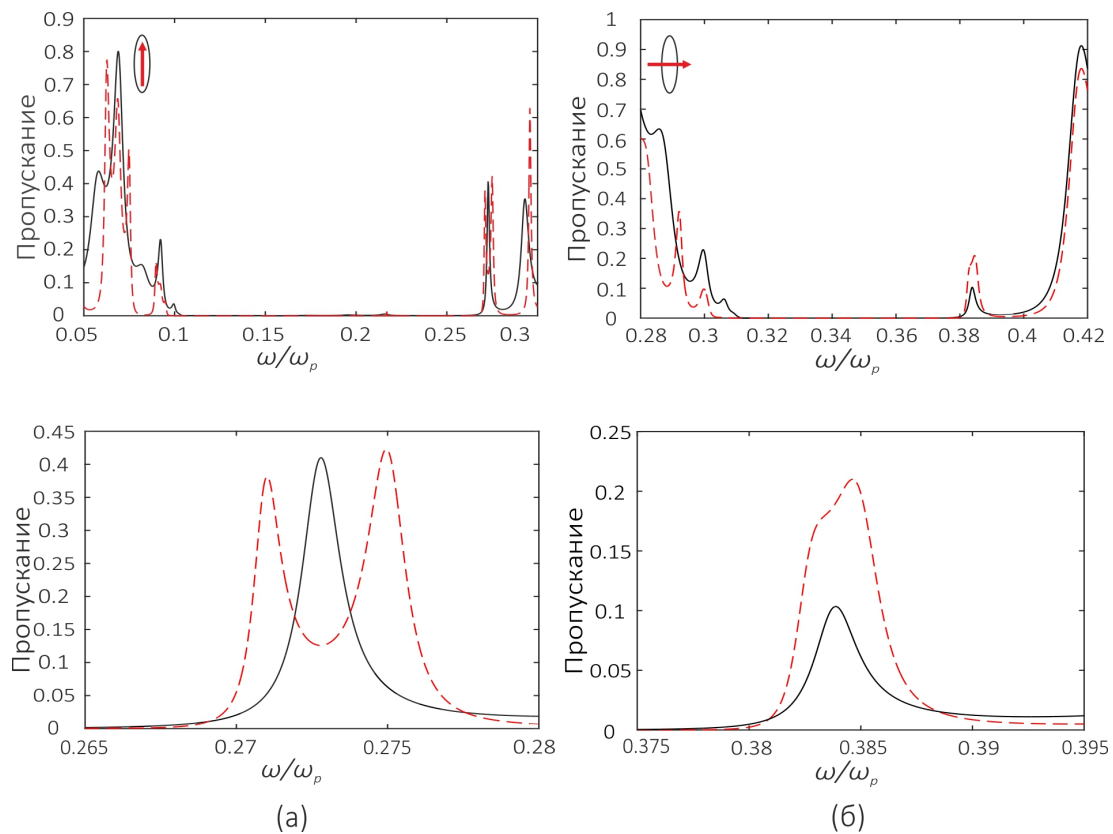


Рисунок 3.17: Спектры пропускания ФК, ограниченного с одной стороны (сплошная линия) и с двух сторон (штриховая линия) сильно анизотропным нанокompозитом для параллельной (а) и перпендикулярной (б) составляющих электрического поля. Толщина нанокompозитного слоя — 150 нм, для случая (а)  $d_a = 110$  нм,  $d_b = 55$  нм, для случая (б)  $d_a = 74$  нм,  $d_b = 40$  нм. Фактор заполнения  $f = 0.3$ ,  $\xi = 6$ .

В случае контакта пленок с обеих сторон от ФК, локализованные на границах раздела ТПП перекрываются, что и приводит к снятию вырождения, т.е. происходит расщепление частоты, а в спектре пропускания возникают два пика пропускания в запрещенной зоне ФК.

Следует отметить, что характер взаимодействия ТПП, для различных составляющих эффективной диэлектрической проницаемости — различен. Наиболее интенсивное взаимодействие, а, следовательно, и расщепление исходной частоты, наблюдается для параллельной поляризации поля. Распределение поля для случая, когда нанокompозитная пленка расположена по обе стороны от ФК, иллюстрируются на рисунке 3.18 для высокочастотного и низкочастотного пиков пропускания, представленных на рисунке 3.17.

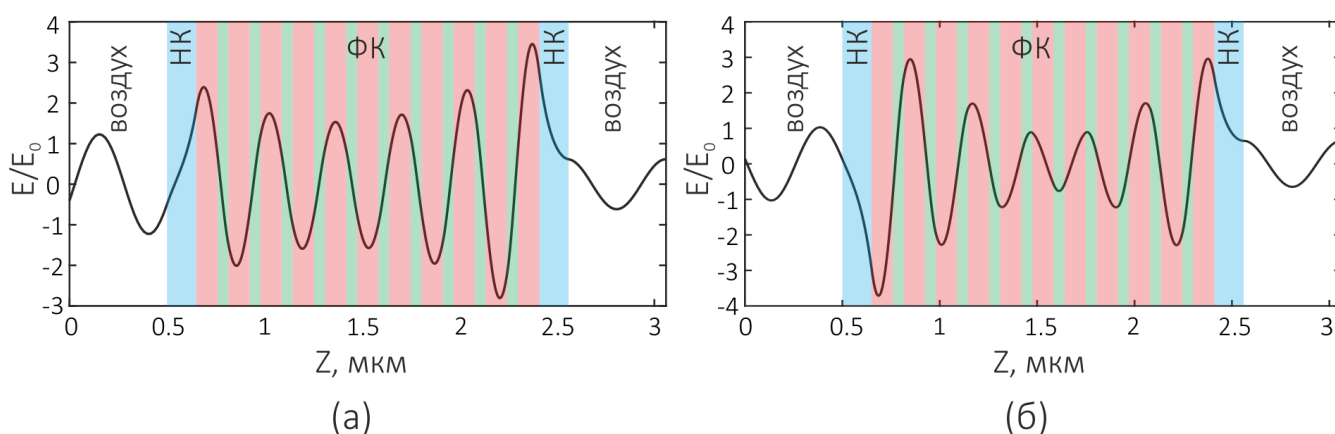


Рисунок 3.18: Схематическое представление одномерного ФК, сопряженного с двумя анизотропными слоями нанокompозита и напряженности электрического поля, поляризованного вдоль оптической оси нанокompозита, для случая низкочастотной симметричной (а) и высокочастотной антисимметричной (б) тамбовских мод структуры.

Из рисунка видно, что результатом связи ТПП, локализованных на границе ФК и нанокompозита, является образование симметричных и антисимметричных волноводных мод. Увеличение фактора заполнения приводит к усилению взаимодействия и более сильному расщеплению исходного состояния. Данное явление обусловлено тем, что с ростом фактора заполнения  $f$  растет и длина

локализации светового поля в ТПП, которая определяется как расстояние от границы, на котором огибающая интенсивности поля падает в  $e$  раз.

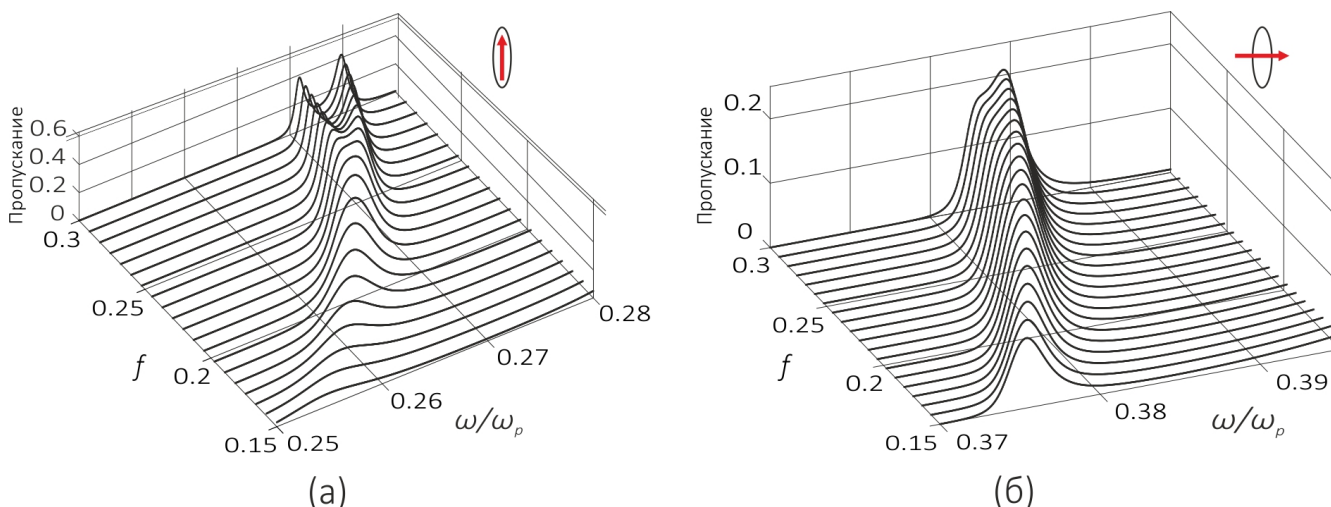


Рисунок 3.19: Спектры пропускания структуры НК-ФК-НК при различных значениях фактора заполнения для параллельной (а) и для перпендикулярной (б) поляризации светового поля. Параметры системы те же, что и на рисунке 3.16.

На рисунке 3.19 приведены спектры пропускания для исследуемой структуры при различных величинах фактора заполнения и неизменных других параметрах системы. Как видно из рисунка 3.19а, расщепление растет с ростом объемной доли наночастиц и, например, для фактора заполнения  $f = 0.3$  равно 7.2 нм. Однако, как показывают расчеты, расщепление уменьшается с ростом отношения длин полярной и экваториальной полуосей.

### 3.3.2 Влияние размерного эффекта на формирование ТПП на границе фотонного кристалла и анизотропного нанокompозита

Выше спектры пропускания системы НК-ФК были получены без учета влияния размерных эффектов. Для малых частиц нельзя пренебрегать зависимостью их ДП от размера, которая обусловлена ограничением длины свободного пробега электронов проводимости. Размерный эффект учтем введением добав-

ки к скорости релаксации, обратно пропорциональной соответственно полярной или экваториальной полуоси:

$$\gamma = \gamma_0 + A \frac{v_{fer}}{r}, \quad (3.10)$$

где  $\gamma_0$  – величина, обратная времени релаксации электронов,  $A$  – безразмерная величина, для серебра принимает значения 0.4,  $v_{fer}$  – средняя скорость электронов на поверхности Ферми, для серебра  $v_{fer} = 1.4 \cdot 10^6$  м/с.

На рисунках 3.20а и 3.20б приведены кривые пропускания в запрещенной зоне ФК, соответствующие ТПП на границе НК-ФК, с учетом размерного эффекта для параллельной и перпендикулярной составляющих эффективной диэлектрической проницаемости.

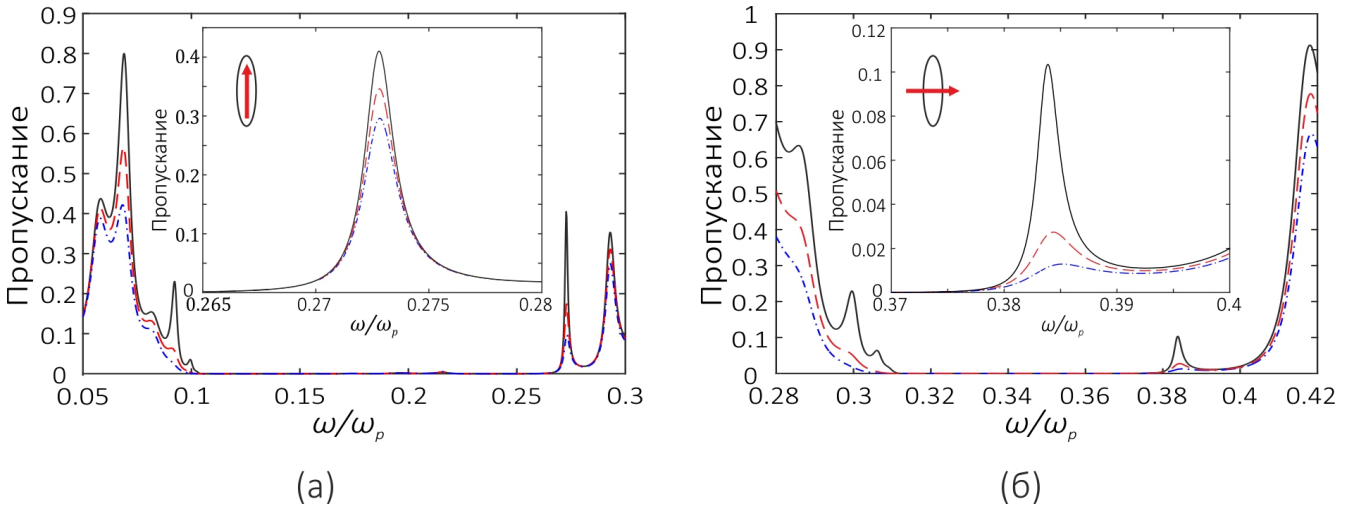


Рисунок 3.20: ТПП на границе НК-ФК без учета размерного эффекта (сплошная линия), с учетом размерного эффекта для частиц с размерами  $a = 60$  нм,  $b = 10$  нм (штриховая линия), и  $a = 30$  нм,  $b = 5$  нм (штрихпунктирная линия) для параллельной (а) и перпендикулярной (б) составляющей эффективной диэлектрической проницаемости;  $\xi = 6$ . Остальные параметры те же, что и для рисунка 3.17.

Из сравнения рисунков 3.20а и 3.20б видно, что наибольшее влияние размерный эффект оказывает на пропускание света, поляризованного вдоль экваториальной оси сфероидальных частиц (рис. 3.20б). Это обусловлено тем,



что экваториальная полуось в 6 раз меньше полярной полуоси, следовательно, электроны начинают испытывать дополнительное рассеяние на поверхности металлического сфероида вдоль его экватора. Это, в свою очередь, и приводит к значительному увеличению поглощения и уменьшению пропускания света, поляризованного вдоль экваториальной оси на частоте ТПП.

### 3.4 Выводы

В Главе 3 выполнены исследования спектральных свойств одномерного ФК, ограниченного с одной или с двух сторон резонансно поглощающим слоем нанокompозита, который состоит из серебряных наночастиц ориентационно-упорядоченной сфероидальной формы, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Результаты получены с помощью метода трансфер-матрицы. Спектральное проявление ТПП обусловлено наличием в видимой области частотного интервала отрицательных значений эффективной резонансной диэлектрической проницаемости, характеризующей нанокompозит.

Показано также, что если ФК сопряжен с анизотропным слоем нанокompозита, то волнам продольной и поперечной поляризации падающей волны отвечают свои плазмонные резонансные частоты нанокompозита. То есть, в спектре пропускания в ФЗЗ ФК наблюдается два пика, соответствующие таммовским плазмонам, характеристики которых весьма чувствительны к отношению длин полуосей наночастиц сфероидальной формы.

Показано, что при сильной анизотропии ( $\xi \gg 1$ ) ТПП реализуется только для поперечной поляризации падающей волны. Для того чтобы реализовать ТПП, соответствующий каждой из двух ортогональных поляризации, необходимо изменить период решетки ФК, то есть изменить положение запрещенной зоны относительно резонансной частоты нанокompозита. Установлено, что расщепление мод в результате взаимодействия ТПП, локализованных на границах ФК и нанокompозита, увеличивается с ростом объемной доли наночастиц, од-

нако уменьшается с ростом отношения длин полярной и экваториальной полуосей. Показано существенное влияние размерного эффекта для частиц с  $\xi \gg 1$  на спектральное проявление ТПП для поля, поляризованного нормально оптической оси нанокompозита. Сделанные выводы справедливы и для сплюснутых сфероидов ( $\xi \ll 1$ ). Отличие только в том, что для сплюснутых частиц частоты продольного резонанса выше частот поперечного резонанса.

# Глава 4

## Широкополосный таммовский плазмон поляритон

Глава 4 посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию спектральные свойства широкополосного таммовского плазмон-поляритона, локализованного на границе брэгговского зеркала и тонкого металлического слоя. Возможность формирования локализованного состояния, а также энергетические коэффициенты на длине волны ТПП, предсказаны с помощью теории связанных мод. Установлена толщина металлической пленки, при которой осуществляется максимальная связь падающего излучения с ТПП. Были получены экспериментальные спектры отражения и пропускания структуры, состоящей из брэгговского зеркала, совмещенного с пленками хрома различной толщины. Проведен анализ энергетических спектров, показавший, что внутри запрещенной зоны брэгговского зеркала наблюдается интервал длин волн с близким к единице коэффициентом поглощения. Установлено, что данный интервал соответствует широкополосному ТПП.

### 4.1 Описание модели

Рассмотрим слоистую структуру (рис. 4.1), состоящую из тонкого слоя металла толщиной  $d_m$  (металлическое зеркало) и отражающего диэлектрического брэгговского зеркала, синонимами которого можно считать распределенный брэгговский отражатель и одномерный фотонный кристалл.

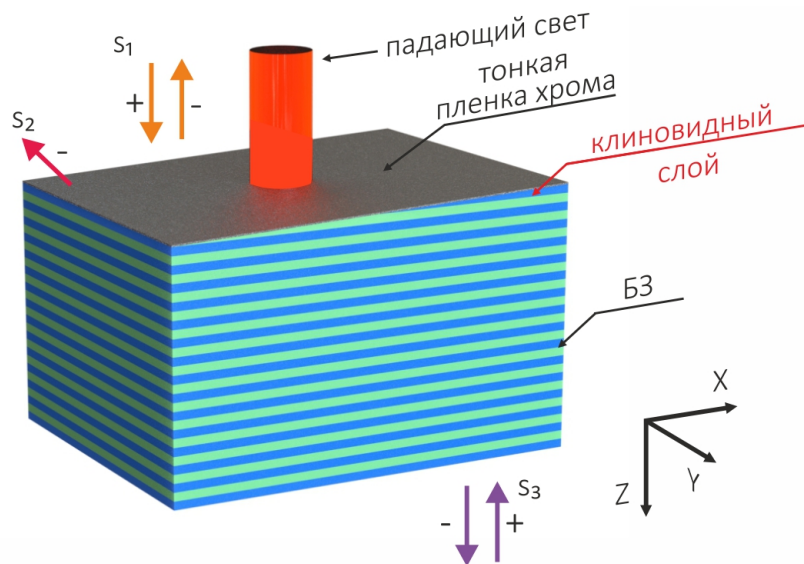


Рисунок 4.1: Схематическое представление структуры, состоящей из брэгговского зеркала, сопряженного с тонким слоем металла.  $s_{1+,-}$  и  $s_{3+,-}$  – амплитуды падающих и отраженных волн в канале металлической пленки и брэгговского зеркала соответственно,  $s_{2-}$  – амплитуда волны, поглощенная металлической пленкой.

Элементарная ячейка БЗ сформирована из чередующихся диэлектрических слоев с толщинами  $d_L$ ,  $d_H$  и показателями преломления  $n_L$ ,  $n_H$ , соответственно [162]. Первым двум слоям в модели придана форма острого клина, для возможности плавного перехода от LNL к NLN конфигурации. Под LNL и NLN конфигурациями подразумеваются брэгговские зеркала, которые начинаются со слоев с низким (Low) и высоким (High) показателем преломления, соответственно. Зададим наклон клина достаточно малым. Тогда при надлежащем выборе апертуры оптического пучка границы слоев можно считать плоскопараллельными, и одномерное приближение останется справедливым. Далее будем считать, что БЗ помещено в воздух.

## 4.2 Скорости релаксации и оптимальная связь ТПП

Исследуем таммовский плазмон-поляритон, локализованный на границе брэгговского зеркала и тонкого слоя металла. В его формирование вносят вклад три энергетических канала, каждый из которых характеризуется скоростью релаксации амплитуды  $\gamma$ , равной отношению мощности релаксации энергии в канал, к накопленной в ТПП энергии. Обозначим через  $\gamma_{Metal}$ ,  $\gamma_{Dissipation}$  и  $\gamma_{BM}$  скорости релаксации энергии в каналы пропускания и поглощения металлической пленки и пропускания брэгговского зеркала соответственно.

Запасенная в ТПП энергия одинакова для определения скорости релаксации в каждый канал. Поэтому отношение скоростей релаксации определяется отношением мощностей утечки в каналы, и может быть связано с энергетическими коэффициентами структуры следующей пропорцией [15]:

$$\gamma_{Metal} : \gamma_{Dissipation} : \gamma_{BM} = T_{Metal} : A_{Metal} : T_{BM}. \quad (4.1)$$

Согласно временной теории связанных мод [1, 163, 164] (Приложение Б), коэффициенты отражения, поглощения и пропускания структуры определяются следующими выражениями:

$$R(\omega) = \frac{|s_{1-}|^2}{|s_{1+}|^2} = \frac{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_{Metal} - \gamma_{Dissipation} - \gamma_{BM})^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_{Metal} + \gamma_{Dissipation} + \gamma_{BM})^2}, \quad (4.2)$$

$$A(\omega) = \frac{|s_{2-}|^2}{|s_{1+}|^2} = \frac{4\gamma_{Metal}\gamma_{Dissipation}}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_{Metal} + \gamma_{Dissipation} + \gamma_{BM})^2}, \quad (4.3)$$

$$T(\omega) = \frac{|s_{3-}|^2}{|s_{1+}|^2} = \frac{4\gamma_{Metal}\gamma_{BM}}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_{Metal} + \gamma_{Dissipation} + \gamma_{BM})^2}, \quad (4.4)$$

где  $\omega_0$  – частота таммовского плазмон-поляритона,  $\omega$  – частота падающего излучения,  $s_{i+}$  и  $s_{i-}$  – амплитуды падающих и отраженных волн в каналах (рис. 4.1).

Условие оптимальной связи, в случае возбуждения ТПП со стороны металлической пленки на частоте  $\omega = \omega_0$ , имеет вид:

$$\gamma_{Metal} = \gamma_{Dissipation}; \gamma_{BM} = 0 \Leftrightarrow T_{Metal} = A_{Metal}; T_{BM} = 0. \quad (4.5)$$

Равенство скоростей релаксаций первого и второго канала приводит к полному поглощению ( $T = 0, R = 0, A = 1$  (4.2-4.4)) структурой падающего на металлическую пленку излучения. Таким образом, теория связанных мод способна предсказать величины энергетических коэффициентов на частотах таммовских плазмон-поляритонов.

Положение ТПП будет определяться условием фазового согласования  $|r|e^{i\varphi_{Metal}}|r_N|e^{i\varphi_{BM}} = 1$  [6], из которого следует  $|r||r_N| = 1$ , а также:

$$\varphi_{Metal} + \varphi_{BM} = 2\pi n, \quad (4.6)$$

где  $\varphi_{Metal}$ ,  $r$  и  $\varphi_{BM}$ ,  $r_N$  – фазы и амплитуды отраженных волн от пленки металла и брэгговского зеркала соответственно,  $n = 0, 1, 2 \dots$ . Для количественной оценки фазы отраженной от металлической пленки волны, обратимся к теории слоистых проводящих сред [146]. Рассмотрим плоскопараллельную металлическую пленку с показателем преломления  $n_2 = n_2' + in_2''$ , расположенную между двумя диэлектрическими средами с показателями преломления  $n_1$  и  $n_3$ . Согласно формуле Френеля, при нормальном падении света на границу раздела сред 1-2, амплитуда отраженной волны имеет вид:

$$r_{12} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}. \quad (4.7)$$

Выражение для амплитуды на границе раздела 2-3 определяется аналогичным образом, а результирующая амплитуда отраженной от металлического

слоя волны определяются через:

$$r = \frac{r_{12} + r_{23}e^{2i\beta}}{1 + r_{12}r_{23}e^{2i\beta}}, \beta = \frac{2\pi}{\lambda_0}n_2h_{Metal}, \quad (4.8)$$

где  $\lambda_0$  - длина волны,  $h_{Metal}$  - толщина пленки металла.

Аргумент комплексной амплитуды отражения  $\varphi_{Metal} = \arg(r) = \arctan \Im(r)/\Re(r)$  есть фаза отражения от металлической пленки. Величина  $\varphi_{Metal}$  может быть изображена на диаграмме Коул-Коула [165], где вдоль оси ординат отложены значения мнимой части  $\Im\varepsilon$ , а вдоль оси абсцисс – действительной части  $\Re\varepsilon$  диэлектрической проницаемости металла (Рис.4.2(а, б)).

Из сравнения рисунков 4.2а и 4.2б видно, что уменьшение толщины слоя металла с 50 нм до 10 нм приводит к сильному изменению фазы отраженной волны. В частности для серебра, алюминия и хрома изменение фазы составляет  $\Delta\varphi_{Ag} \approx 40^\circ$ ,  $\Delta\varphi_{Al} \approx 20^\circ$  и  $\Delta\varphi_{Cr} \approx 4^\circ$ , соответственно. Таким образом, изменение длины волны ТПП, при варьировании толщины металлического слоя, будет минимальным при использовании хрома.

Для определения фазы отражения от многослойной структуры  $\varphi_{BM} = \arg(r_N)$ , запишем амплитуду отражения [1, 168]:

$$r_N = \frac{CU_{N-1}}{AU_{N-1} - U_{N-2}}, \quad (4.9)$$

где  $U_N = \sin[(N+1)K\Lambda]/\sin[K\Lambda]$  и  $K = 1/\Lambda \arccos[(A+D)/2]$  – блоховское волновое число,  $N$  – число периодов.  $A, B, C$ , и  $D$  – элементы  $2 \times 2$  трансфер-матрицы связывающей амплитуды плоских волн в слое 1 элементарной ячейки с аналогичными амплитудами для эквивалентного слоя в следующей элемен-

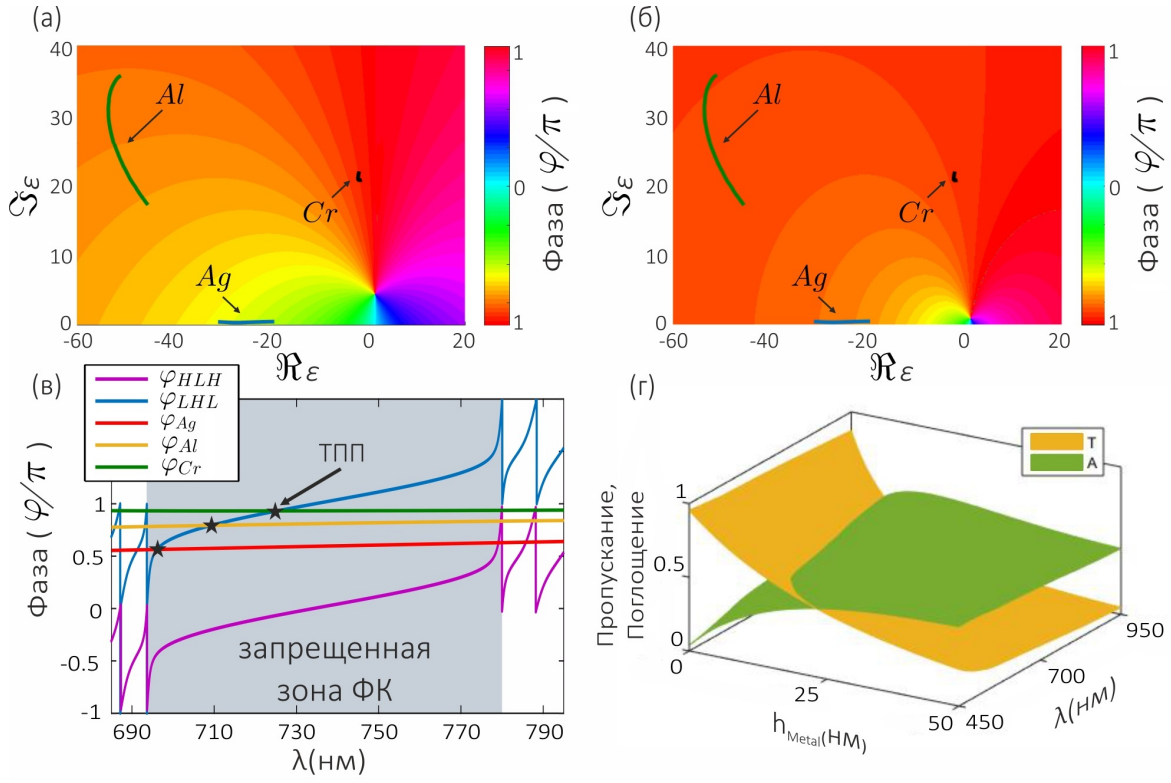


Рисунок 4.2: Зависимость фазы отраженной волны от действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости металлической пленки при толщине 50 нм (а) и 10 нм (б) на длине волны, соответствующей середине запрещенной зоны БЗ ( $\lambda = 734.3$  нм). Области с постоянной фазой отражения от металлической пленки выделены однотонной заливкой. Линиями изображены фазы отражения от пленок серебра [125], алюминия [166] и хрома [167]. Графическое решение условия фазового согласования 4.6 при толщинах пленок металла  $d_m = 10$  нм (в) и спектры пропускания и поглощения пленки хрома в зависимости от её толщины (г).

тарной ячейке БЗ.

$$\begin{aligned}
 A &= e^{ik_{1z}d_L} \left[ \cos k_{2z}d_H + \frac{1}{2}i \left( \frac{k_{2z}}{k_{1z}} + \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \right) \sin k_{2z}d_H \right], \\
 B &= e^{-ik_{1z}d_L} \left[ \frac{1}{2}i \left( \frac{k_{2z}}{k_{1z}} - \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \right) \sin k_{2z}d_H \right], \\
 C &= e^{ik_{1z}d_L} \left[ -\frac{1}{2}i \left( \frac{k_{2z}}{k_{1z}} - \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \right) \sin k_{2z}d_H \right], \\
 D &= e^{-ik_{1z}d_L} \left[ \cos k_{2z}d_H - \frac{1}{2}i \left( \frac{k_{2z}}{k_{1z}} + \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \right) \sin k_{2z}d_H \right],
 \end{aligned} \tag{4.10}$$

где  $k_{1z} = (\omega/c)n_L$  and  $k_{2z} = (\omega/c)n_H$  волновые вектора первого и второго слоя.



Для определенности, в качестве материалов БЗ рассмотрим пористый кварц ( $SiO_2$ ) с показателем преломления  $n_L = 1.22$  и  $n_H = 1.45$ . Толщины слоев соответственно  $d_L = 150$  нм и  $d_H = 127$  нм. Число слоев  $N = 101$ .

Условие фазового согласования (4.6), и, как следствие, формирование ТПП, будет выполняться в точках пересечения кривых, соответствующих изменению фазы при отражении от БЗ и металлической пленки  $\varphi_{Metal} = 2\pi - \varphi_{BM}$  (рис. 4.2в). Из рисунка видно, что внутри запрещенной зоны БЗ, ТПП формируется только для пленок алюминия и хрома, при напылении их на  $LHL$  конфигурацию БЗ. Отметим, что для хрома положение ТПП практически совпадает с центром запрещенной зоны. В случае напыления на  $LHL$  структуру пленки серебра, ТПП сливается с коротковолновой краевой модой БЗ. Смещения длины волны локализованного состояния к центру запрещенной зоны, становится возможным только при дополнительном набеге фазы отраженной волны. Это можно сделать, изменив толщину первого слоя БЗ. Условие фазового согласования в этом случае примет вид:

$$\varphi_{Metal} + \varphi_{BM} + \varphi_{First} = 2\pi n. \quad (4.11)$$

Возможность формирования ТПП, при варьировании толщины первого слоя БЗ, более детально будет рассмотрено в следующем разделе.

Проведенный анализ фазовых диаграмм показал, что для формирования широкополосного ТПП в заданной структуре целесообразно использовать хром в качестве материала металлического слоя. Определим, при каких толщинах пленки хрома, будет выполняться условие оптимальной связи падающего излучения с ТПП. Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения пленки будут определяться следующим образом:

$$R = |r|^2, T = \frac{n_3|t|^2}{n_1}, A = 1 - R - T. \quad (4.12)$$

Воспользовавшись выражениями (4.7, 4.8), решим уравнение оптимальной связи (4.5) графическим методом. Для этого совместим энергетические спектры пропускания и поглощения пленки хрома в зависимости от её толщины и длины волны падающего излучения (рис. 4.2г). Оптимальной связи соответствует линия, по которой пересекаются поверхности коэффициентов поглощения и пропускания. Этот метод дает возможность конструировать структуры с заранее заданными параметрами, позволяющими добиться оптимальной связи ТПП с падающим излучением. Из рисунка 4.2г видно, оптимальная связь соответствует относительно высоким коэффициентам пропускания и поглощения ( $T \approx 0.5$ ,  $A \approx 0.5$ ), что отражается на величине скоростей релаксации (4.1). Это дает возможность получения широкополосного состояния, так как сумма скоростей релаксации определяет ширину резонансного контура (4.2-4.4). Численный расчет показал, что условие оптимальной связи (4.5) выполняется при толщинах пленки хрома порядка 6 нм.

Напыление такого тонкого металлического слоя на брэгговское зеркало приведет к формированию широкополосного таммовского плазмон-поляритона, на длине волны которого, согласно описанной выше теории, все излучение будет поглощено структурой.

### 4.3 Численный расчет энергетических характеристик структуры

Для подтверждения изложенной выше теории, произведем расчет прохождения плоской световой волны, распространяющейся в  $z$ -направлении (рис. 4.1). Используем для этого метод матрицы переноса [144] (Приложение А).

Спектры отражения брэгговского зеркала, совмещенного с пленкой хрома, при варьировании толщины прилегающего к металлу слоя, представлены на рисунке 4.3.

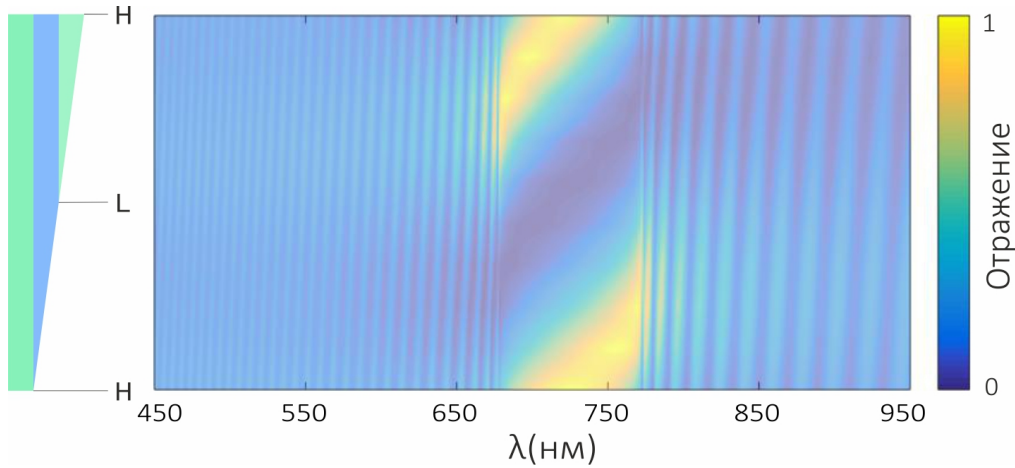


Рисунок 4.3: Эволюция спектра отражения структуры при плавном переходе от NLN к LNL конфигурации и обратно при  $d_{Cr} = 6$  нм.

Следует отметить, что для NLN конфигурации внутри запрещенной зоны наблюдается максимум коэффициента отражения. Условие (4.6) в данном случае не выполняется и ТПП не формируется. Плавное уменьшение толщины Н-слоя приводит к дополнительному набегу фазы падающей волны (4.11), смещению максимума отражения к коротковолновому краю запрещенной зоны и формированию ТПП у её длинноволновой границы. Когда толщина  $d_H$  принимает нулевое значение, брэгговский отражатель начинается со слоя с низким показателем преломления. В этом случае внутри запрещенной зоны брэгговского зеркала наблюдается минимальное отражение. Это свидетельствует о наличии оптимальной критической связи падающего излучения с ТПП (4.5) и выполнении условия фазового согласования (4.6).

Расчетные спектры отражения LNL и NLN конфигураций структуры при варьировании материала металлической пленки изображены на рисунке 4.4. Толщины пленок подобраны таким образом, чтобы удовлетворялось условие критической связи (4.5). Выполнение условия фазового согласования (4.11), при напылении пленок серебра и алюминия, осуществляется подбором толщины первого слоя брэгговского зеркала ( $d_{FirstAg} = 270$  нм,  $d_{FirstAl} = 240$  нм). Длина волны ТПП, в этом случае, будет совпадать с центром запрещенной зоны. Численный расчет спектров отражения показал, что использование алюминия

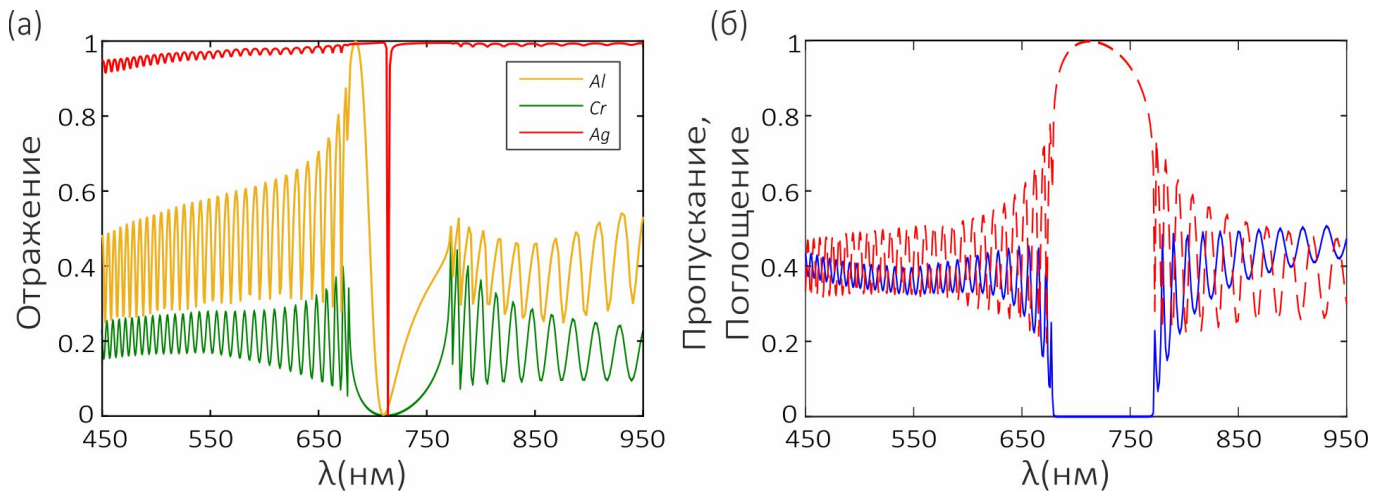


Рисунок 4.4: (а) Спектры отражения LHL структур при их совмещении с пленкой серебра ( $d_{Ag} = 50$  нм), алюминия ( $d_{Al} = 5$  нм) и хрома ( $d_{Cr} = 6$  нм). (б) Спектры отражения и поглощения LHL структуры при её совмещении с пленкой хрома  $d_{Cr} = 6$  нм.

и серебра в качестве материала металлической пленки, при напылении их на LHL конфигурацию структуры (рис. 4.4а), приводит к увеличению добротности ТПП, что проявляется в сужении резонансной кривой. При выполнении условия критической связи, в случае напыления на брэгговское зеркало пленки хрома, ТПП позволяет полностью подавить отражение и максимизировать поглощение. Понижение добротности ТПП увеличивает рабочий интервал длин волн, который становится соизмерим с шириной запрещенной зоны брэгговского зеркала. В случае напыления металлических пленок на HLH конфигурацию структуры ТПП не формируется (рис. 4.4б). Это объясняется нарушением условия (4.11), в следствии которого длина волны ТПП оказывается за пределами запрещенной зоны брэгговского зеркала. Таким образом, расчеты полностью согласуются с аналитическими результатами (рис. 4.2в).

## 4.4 Изготовление образцов

Формирование слоев БЗ, с упомянутыми в предыдущих разделах характеристиками, происходит в результате электрохимического травления пластин кри-

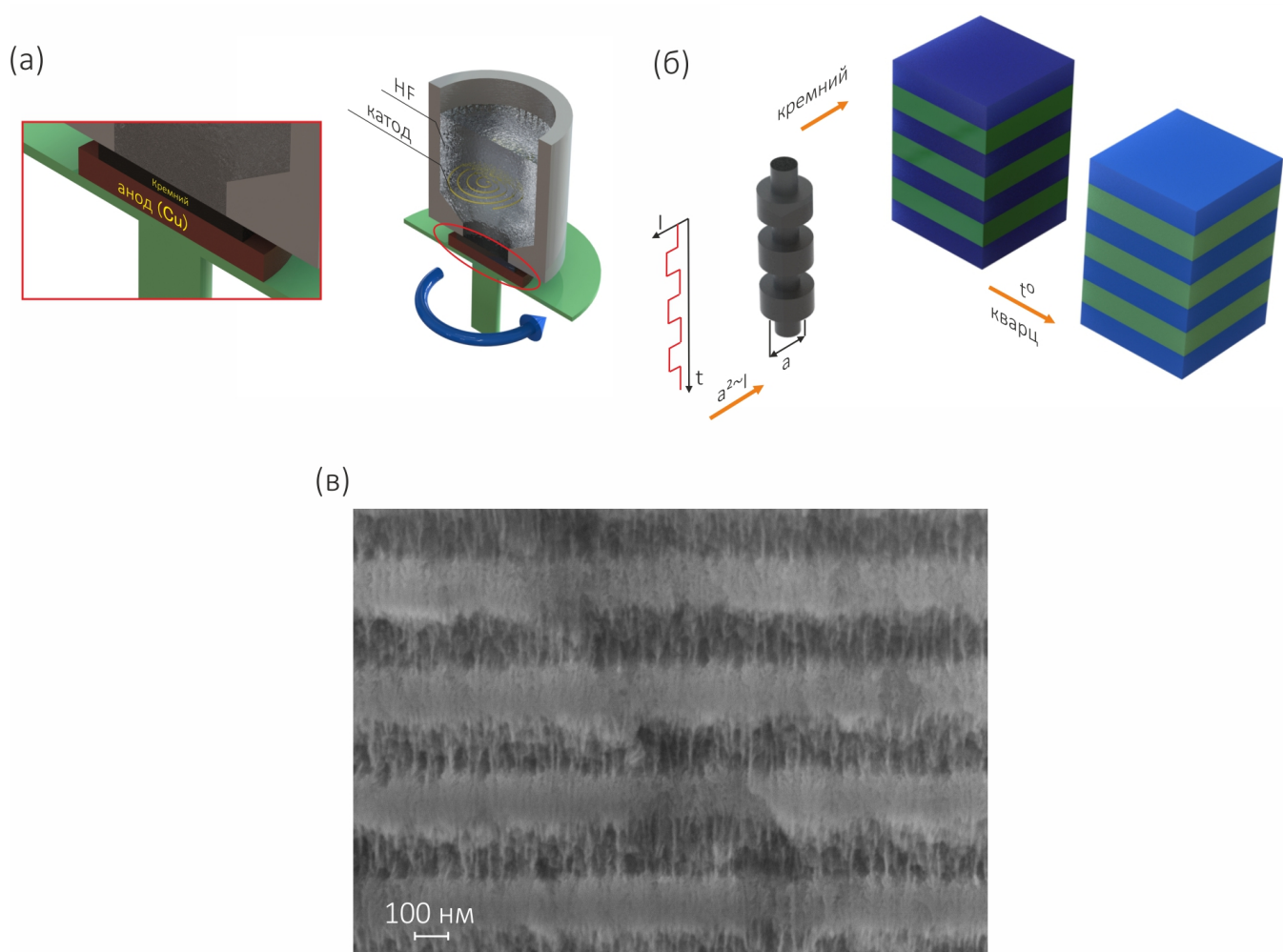


Рисунок 4.5: (а) Схема установки, (б) – процесс формирования периодической структуры, (в) – электронный снимок полученного образца.

сталлического кремния в спиртовом растворе HF различных концентраций (от 5 до 37%) [169]. Концентрация плавиковой кислоты в растворе электролита проверяется при помощи титрования. Схема установки представлена на рисунке 4.5а.

Пластина кремния, являющаяся анодом, помещается в электрохимическую ячейку из тефлона. Тыльная сторона кремниевой пластины плотно прижимается к медной пластине, а лицевая находится в растворе электролита. Площадь рабочей поверхности (площадь соприкосновения кремния с раствором) составляет  $1.76 \text{ см}^2$ . Катодом служит спираль из платиновой проволоки. Спиральная форма катода позволяет получить наиболее равномерное распределение плотности тока по рабочей площади ячейки. Для поддержания равномерной концен-

трации кислоты по всему объему ячейки в процессе травления был использован орбитальный смесиватель Biosan OS-20 с регулируемой скоростью вращения. Для лучшего перемешивания в ячейку были помещены лопасти, создающие вертикальное движение раствора. Процедура изготовления многослойной структуры из пористого кремния схематично представлена на рисунке 4.5б. На электрохимическую ячейку подаётся ток с модулированной амплитудой. Диаметр пор монотонно зависит от плотности тока травления, и при подаче на ячейку последовательных чередующихся импульсов тока большой и малой величины, создаются последовательные слои с разной пористостью. Для снижения коэффициента поглощения структуры осуществляется термическое окисление пористого кремния до пористого кварца (рис. 4.5б). Снимок готового образца, полученного методом электронной микроскопии, представлен на рисунке 4.5в.

## 4.5 Результаты измерений энергетических характеристик структуры

Спектры отражения структур при различных толщинах пленки хрома изображены на рисунке 4.6. Данные были получены с помощью спектрометра с CCD-матрицей Avesta ASP100M.

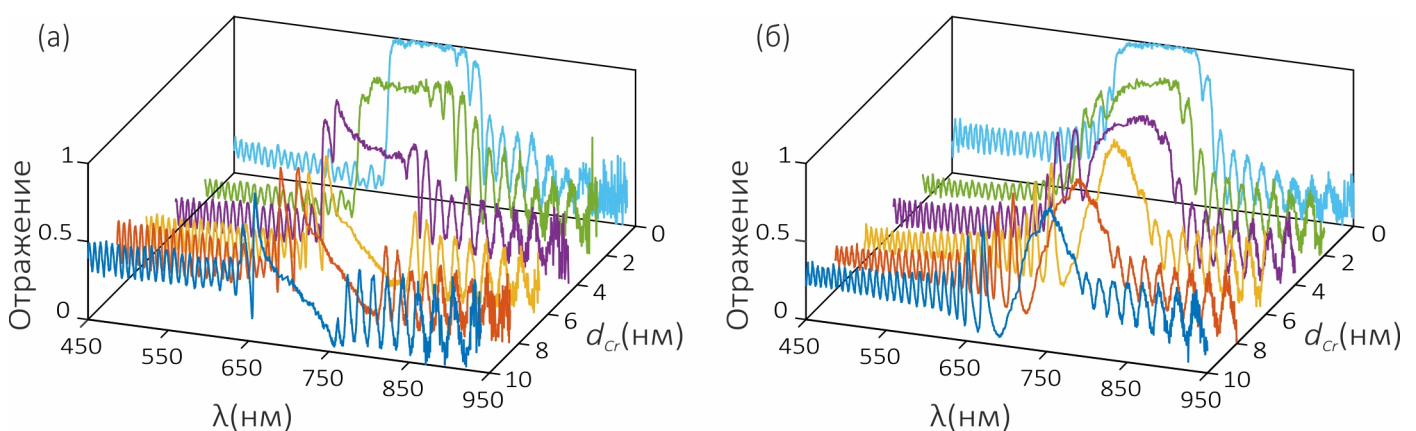


Рисунок 4.6: (а) Спектры отражения LHL и (б) HLH структур при различных толщинах пленки хрома.

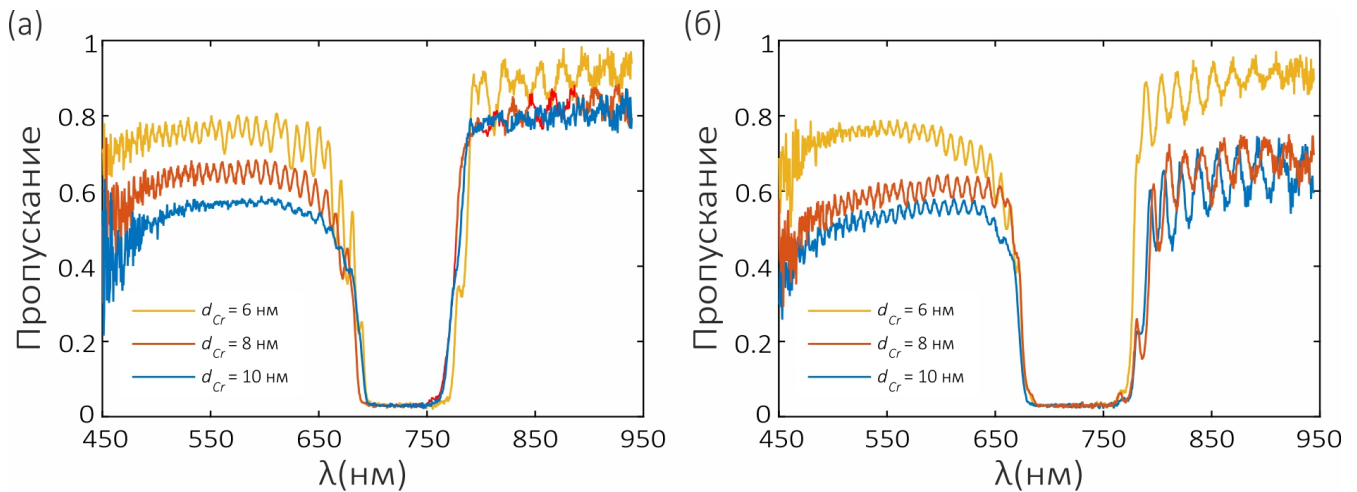


Рисунок 4.7: (а) Измеренные спектры пропускания LNL и (б) NLN структур при различных толщинах пленки хрома.

Из рисунка видно, что для NLN конфигурации, независимо от толщины слоя хрома, формирование таммовского плазмон-поляритона не происходит. Увеличение  $d_{Cr}$  приводит только к сужению ширины запрещенной зоны и уменьшению коэффициента отражения на её длинах волн. В LNL структуре картина иная. Последовательное увеличение толщины слоя хрома приводит к формированию у длинноволнового края запрещенной зоны исходного фотонного кристалла области частот с близким к нулю коэффициентом отражения.

Данная область частот соответствует таммовскому плазмон-поляритону, локализованному на границе брэгговского отражателя и пленки хрома. Следует отметить, что в спектрах отражения ТПП проявляется только для образцов с толщиной пленки хрома больше 4 нм. Использование пленок меньшей толщины не позволяет достичь нужной отражательной способности металлического зеркала и, как следствие, формирования локализованного состояния.

Измеренные спектры пропускания LNL и NLN структур при различных толщинах пленки хрома представлены на рисунке 4.7. Как мы можем видеть, ни для LNL, ни для NLN структуры полосы пропускания в запрещенной зоне не формируются. Основываясь на законе сохранения энергии ( $A + R + T = 1$ ), мы можем сделать вывод, что 95% падающего на длине волны ТПП излучения

поглощается только в LNL структуре. Фактически это означает выполнение условия (4.5 и 4.6).

Переход от одной конфигурации к другой позволяет сменить режим отражения и обеспечить широкополосное поглощение. Однако, в отличие от расчетной модели, частота ТПП находится не в середине ЗЗ, а смещена к её длинноволновой границе (Рис. 4.6). Дело в том, что при напылении хрома на сверхрешетку неизбежно попадание частиц хрома в поры первого слоя брэгговского зеркала. В результате происходит формирование тонкого нанокompозитного слоя с пористой кварцевой матрицей и диспергированными в ней наночастицами хрома. Появление нанокompозитного слоя [29, 93, 170] приводит к дополнительному набегу фазы  $\varphi_{NC}$  падающей волны и, как следствие, смещению частоты ТПП в длинноволновую область.

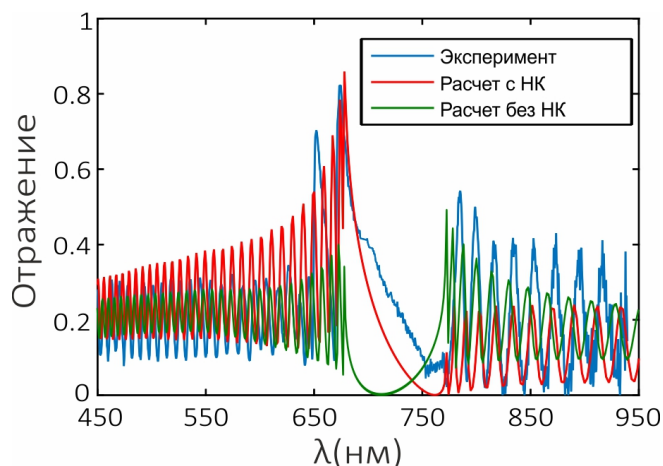


Рисунок 4.8: Экспериментальные и расчетные спектры отражения LNL структуры с учетом формирования на границе хрома и брэгговского зеркала нанокompозитного слоя толщиной  $d_{NC} = 20$  нм. Фактор заполнения нанокompозита  $f = 30\%$ . Толщина слоя хрома  $d_{Cr} = 6$  нм.

Для проверки влияния данного фактора был произведен численный расчет спектров отражения структуры с учетом формирования на границе хрома и брэгговского зеркала нанокompозитного слоя (рис. 4.8). Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозита определяется формулой Максвелл-



Гарнетта [104], широко применяемой при рассмотрении матричных сред [101]:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_{SiO_2} \left( 1 + \frac{f(\varepsilon_{Cr} - \varepsilon_{SiO_2})}{\varepsilon_{SiO_2} + (1 - f)(\varepsilon_{Cr} - \varepsilon_{SiO_2})1/3} \right), \quad (4.13)$$

где  $f$  – фактор заполнения, то есть, доля наночастиц в матрице;  $\varepsilon_{SiO_2}$  и  $\varepsilon_{Cr}$  – диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы.

Анализ полученных результатов показал, что учет формирования нанокompозитного слоя на границе металлической пленки и брэгговского зеркала позволяет добиться наилучшего согласования с экспериментальными данными. Это свидетельствует о правильном выборе модели эффективной среды и подборе ее параметров.

## 4.6 Выводы

В Главе 4 исследован широкополосный таммовский плазмон-поляритон, локализованный на границе брэгговского зеркала и тонкого металлического слоя. Возможность формирования локализованного состояния предсказана аналитически, подтверждена численным расчетом и реализована экспериментально. Показано, что свойства ТПП могут быть предсказанны с помощью теории связанных мод и фазовых диаграмм Коул-Коула. Однако, в теории связанных мод уравнения критической связи количественно удовлетворительно описывают систему при добротностях выше 30. Применение этих уравнений для низкодобротного резонанса также дает качественное согласие с точным расчетом и экспериментом, что позволяет оптимизировать поглощение. Вывод теории критической связи о том, что может быть достигнуто сколь угодно малое отражение, подтверждается только расчетом. В эксперименте нам не удалось полностью подавить отражение, оставшееся на уровне 5%. Тем не менее в работе наблюдается хорошее согласование аналитических, численных и экспериментальных

данных. Качественные аналитические подходы, описанные в главе, могут быть использованы для создания ТПП структур с заранее заданными параметрами, что может найти широкое применение в плазмонике и оптоэлектронике.

# Глава 5

## Таммовские плазмон-поляритоны на границе фотонного кристалла и плазмонных нанопористых материалов

Глава 5 посвящена исследованию таммовских плазмон-поляритонов, локализованных на границе фотонного кристалла и пористых плазмонных материалов. В частности, Раздел 5.1 посвящен исследованию энергетических спектров ФК ограниченной пленкой нанопористого серебра. Нанопористое серебро состоит из диспергированных в металлической матрице воздушных наноразмерных пор сферической формы и характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью. Известна технология приготовления подобных пористых структур химическим методом [171], электрохимическим путем [172] и методом импульсного лазерного осаждения в вакууме [173]. Следует отметить, что метод импульсного лазерного осаждения позволяет получить пленки толщиной до 100 нм с воздушными порами сферической формы случайно диспергированными в объеме матрицы. В [174, 175] подробно изучена возможность формирования поверхностных плазмон-поляритонов с использованием нанопористого золота. Локализованные плазмон-поляритоны в пористых средах были изучены в [176]. Однако, ТПП в подобных структурах изучены не были. В связи с этим, была решена задача расчета спектров пропускания, отражения и поглощения подобных структур при нормальном падении света. Впервые продемонстрирована возможность реализации двух таммовских плазмон-поляритонов,

локализованных на границе фотонный кристалл – пористое серебро. Показано, что каждому локализованному состоянию соответствует свой интервал частот с отрицательной действительной частью эффективной диэлектрической проницаемости. Изучены особенности спектрального проявления таммовских плазмонов в зависимости от концентрации пор в металлической матрице и от толщины пленки пористого серебра.

Еще одним примером пористых плазмонных материалов является гироид. Гироидальные материалы – структуры, бесконечно соединяющиеся и повторяющиеся во всех трёх измерениях, обладающие минимально возможной поверхностью, в 1970 году впервые описанные Аланом Шёном в [177]. Технология изготовления подобных структур основана на самоформирующихся многокомпонентных полимерах и подробно описана в работах [178–181]. Помимо плазмонных материалов (серебро, золото) для создания гироидов также используют нитрид титана ( $TiN$ ), выбор которого обоснован малым поглощением в видимом интервале частот [182]. Ввиду периодичности гироидального материала во всех трех пространственных направлениях их используют для создания трехмерных фотонных кристаллов [183]. Гироидальные материалы встречаются и в природе. Исследование бабочки *Parides sesostris*, выполненное в [184], показало, что чешуйки на крыльях имеют гироидальную структуру. Подобные природные периодические структуры (период порядка 300 нм) называются биологическими фотонными кристаллами [185–187]. Таким образом, целью раздела 5.2 стало исследование свойств таммовских плазмон-поляритонов, локализованных на краю фотонного кристалла, ограниченного плазмонным гироидальным слоем (ПГС). Была решена задача расчета спектров пропускания и отражения структуры при нормальном и наклонном падении света. Впервые показана возможность формирования таммовских состояний на границе фотонного кристалла и плазмонного гироидального слоя, обусловленная наличием отрицательных значений вещественной части диэлектрической проницаемости гироида. Изучены особенности локализации поля на частотах таммовских плазмонов. Показано,

что спектральные свойства таммовских плазмон-поляритонов чувствительны к изменению показателя преломления среды, заполняющей полости гироида, и углу падения.

## 5.1 Таммовские плазмон-поляритоны на границе фотонного кристалла и пористой нанокомпозитной среды

### Описание исследуемой модели

Рассматриваемая нами ФК-структура представляет собой слоистую среду, ограниченную с одной стороны конечной нанопористой пленкой серебра (рис. 5.1). Элементарная ячейка фотонного кристалла сформирована из материалов  $a$  и  $b$  с толщинами слоев и диэлектрическими проницаемостями  $d_a$ ,  $\varepsilon_a$  и  $d_b$ ,  $\varepsilon_b$ , соответственно. Слой пористого серебра толщиной  $d_{NPS}$  состоит из нанопор сферической формы, случайным образом распределенных в металлической матрице.

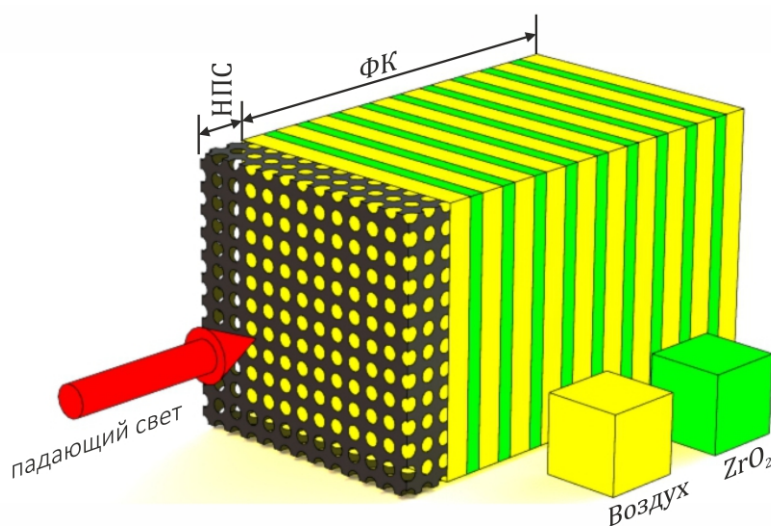


Рисунок 5.1: Схематическое представление одномерного ФК, сопряженного со слоем нанопористого серебра.

Далее будем считать, что среда, в которую помещена ФК-структура, является вакуумом.

## Результаты расчета

Нанопористое серебро характеризуется эффективной комплексной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_{NPS}(\omega)$ :

$$\varepsilon_{NPS}(\omega) = \Re\varepsilon_{NPS}(\omega) + \Im\varepsilon_{NPS}(\omega). \quad (5.1)$$

Величина  $\varepsilon_{NPS}(\omega)$  может быть определена с помощью модели эффективной среды (см. Глава 1, уравнение 1.12).

Для определенности, в качестве материалов чередующихся слоев ФК рассматриваем двуокись циркония  $ZrO_2$  с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_a = 4.16$  и вакуум с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_b = 1$ . Толщины слоев соответственно  $d_b = 100$  нм и  $d_a = 40$  нм, число слоев  $N = 11$ . Слой нанопористого серебра толщиной  $d_{NPS} = 100$  нм представляет собой металлическую матрицу с равномерно распределенными в ней воздушными порами с  $\varepsilon_d = 1$ . Для серебра, как уже было отмечено ранее,  $\varepsilon_0 = 5$ ,  $\omega_p = 9$  эВ,  $\gamma = 0.02$  эВ.

На рисунке 5.2а приведены, для примера, зависимости  $\Re\varepsilon_{NPS}(\omega)$  и  $\Im\varepsilon_{NPS}(\omega)$  для пористого серебра с фактором заполнения  $f = 0.2$  и  $\Re\varepsilon_m(\omega)$  для серебра. Из рисунка видно, что пористые среды обладают свойствами как планарных металлических пленок, так и нанокompозитных материалов, демонстрируя при этом возбуждение и поверхностного плазмон-поляритона (ППП), и локализованного плазмона (ЛП) [176, 188–190]. В нашем случае, локализованный плазмон на поверхности отдельных нанопор проявляется на частоте  $\omega = 0.4321\omega_p$  ( $\lambda = 317.7$  нм) (рис. 5.2б).

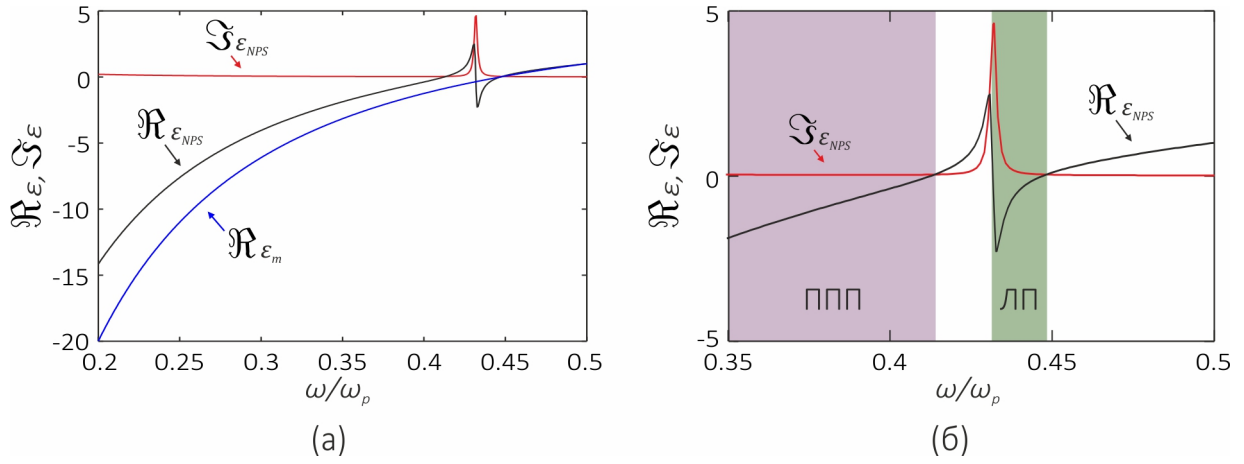


Рисунок 5.2: (а) Зависимости мнимой  $\Im \epsilon(\omega)$  и действительной  $\Re \epsilon(\omega)$  частей эффективной диэлектрической проницаемости от нормированной частоты  $\omega/\omega_p$  для нанопористого серебра  $\epsilon_{NPS}(\omega)$  с фактором заполнения  $f = 0.2$  и для серебра  $\epsilon_m(\omega)$ . (б) Значения  $\Im \epsilon_{NPS}(\omega)$  и  $\Re \epsilon_{NPS}(\omega)$  в окрестности точки  $\omega = 0.4321\omega_p$ .

Так же, следует отметить, что мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости в интервале частот от  $0.2 \omega/\omega_p$  до  $0.4 \omega/\omega_p$  для нанопористого серебра принимает значения меньшие, чем мнимая часть диэлектрической проницаемости для обычного серебра и как следствие, приводит к уменьшению диссипаций в системе.

Спектры пропускания, отражения и поглощения структуры при толщине слоя пористого серебра  $d_{NPS} = 100$  нм и  $f = 0.1$ , в случае нормального падения света, представлены на рисунке 5.3. Результаты получены с помощью трансфер-матрицы [144] (Приложение А).

Из рисунка видно, что внутри запрещенной зоны на частотах  $\omega_1 = 0.4177\omega_p$  и  $\omega_2 = 0.437\omega_p$  формируются два таммовских плазмон-поляритона. Диэлектрические проницаемости пористого серебра на этих частотах соответственно равны  $\epsilon_{NPS}(\omega_1) = -0.1369 + 0.0549i$  и  $\epsilon_{NPS}(\omega_2) = -0.4448 + 0.0846i$ .

Низкий коэффициент пропускания на частотах ТПП объясняется достаточно сильным поглощением слоя нанопористого серебра и, как следствие, низким коэффициентом отражения на соответствующих частотах (рис. 5.3в).

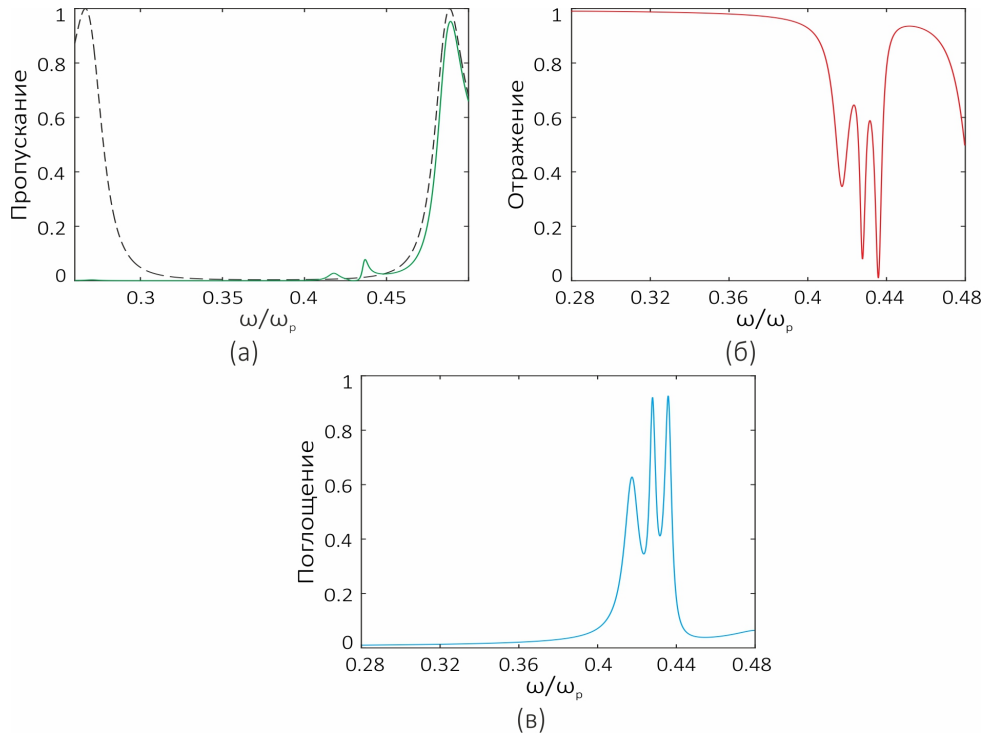


Рисунок 5.3: (а) Спектры пропускания исходного ФК (штриховая линия) и ФК сопряженного с пористым серебром (сплошная линия). (б) Спектры отражения и поглощения ФК сопряженного с пористым серебром. Толщина слоя пористого серебра  $d_{NPS} = 100$  нм и  $f = 0.1$ .

Распределение локальной интенсивности для мод с частотами, соответствующими ТПП, иллюстрируется на рисунке 5.4. Из рисунка видно, что интенсивность светового поля на высокочастотном таммовском плазмоне на 40% больше, чем интенсивность на низкочастотном. Также отметим, что световое поле в ТПП локализовано в области, соизмеримой с длиной волны.

Найденные локализованные состояния очень чувствительны к фактору заполнения и толщине слоя нанопористого серебра. Это объясняется тем, что пики пропускания очень близко расположены к плазмонному резонансу на поверхности пор и, как следствие, к полосе поглощения пористого серебра. Спектры пропускания данной структуры при различных величинах фактора заполнения и толщине пленки пористого серебра представлены на рисунке 5.5.



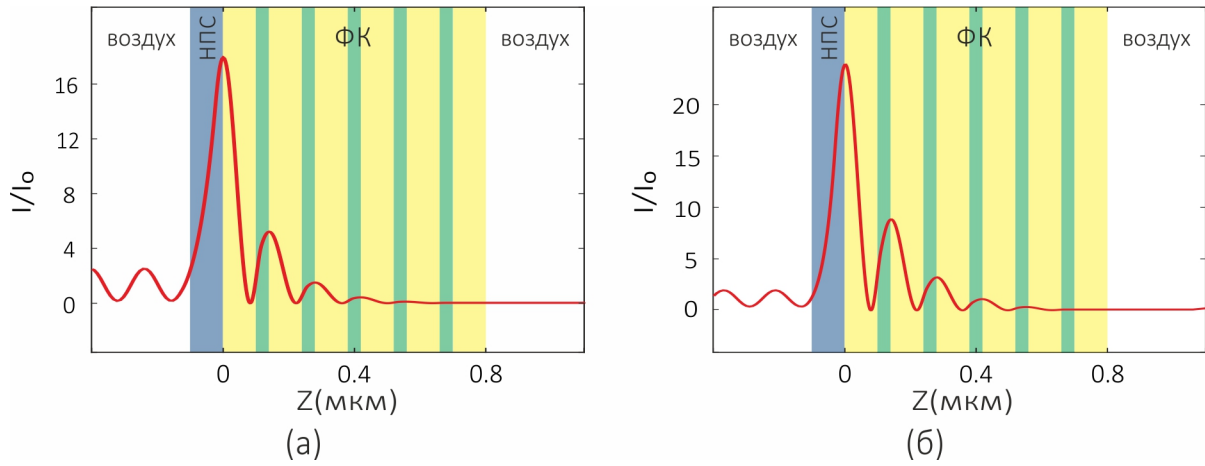


Рисунок 5.4: Распределение интенсивности поля для низкочастотного (а) и высокочастотного (б) таммовского плазмона. Цветные вертикальные полосы отражают положение слоев одномерного ФК и сопряженного с ним слоя нанопористого серебра.

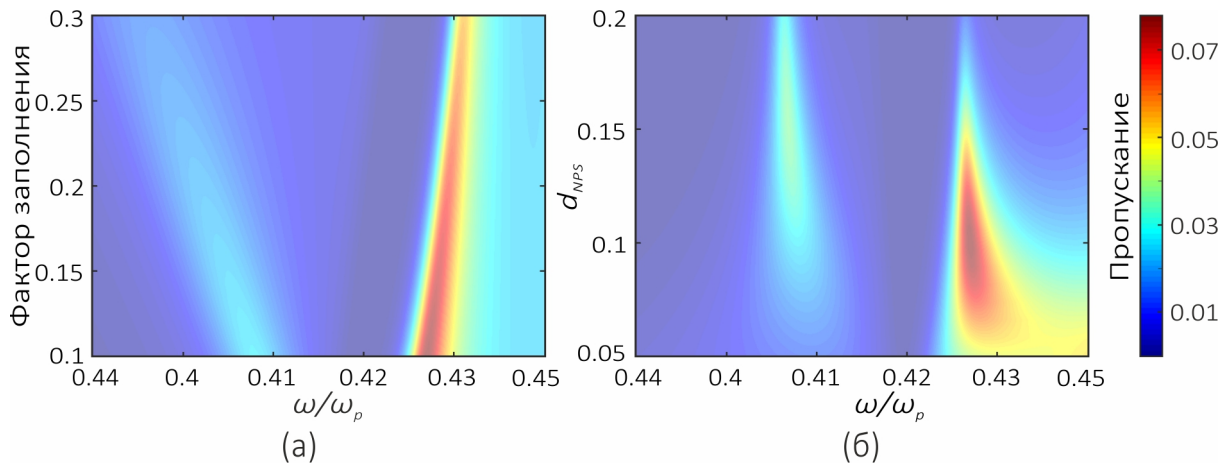


Рисунок 5.5: (Спектры пропускания структуры при различных величинах фактора заполнения и фиксированном  $d_{NPS} = 100$  нм (а) и при различных значениях толщины пленки пористого серебра и фиксированном факторе заполнения  $f = 0.1$  (б)).

Отметим, что увеличение фактора заполнения приводит к расталкиванию частот ТПП (рис. 5.5а). Такое поведение частот обусловлено, как показывают расчеты, увеличением степени перекрытия полей локализованных мод.

При этом пропускание на частотах ТПП падает, что обусловлено увеличением поглощения нанопористым серебром. Поэтому для получения двух состо-

яний целесообразно использовать серебряные структуры малой пористости с фактором заполнения  $f \approx 0.1$ .

Варьирование толщины пленки пористого серебра не приводит к частотному смещению таммовских плазмон-поляритонов, а влияет только на величину пропускания на их частотах. При этом максимальное пропускания для низкочастотного пика достигается при толщине пленки  $d_{NPS} = 152$  нм, а для высокочастотного – при  $d_{NPS} = 97$  нм (рис. 5.5б).

## 5.2 Таммовские плазмон-поляритоны на границе фотонного кристалла и гироидального слоя

### Описание исследуемой модели

Рассмотрим структуру, представляющую собой слоистую среду, сопряженную с конечным плазмонным гироидальным слоем (рис. 5.6б). Элементарная ячейка фотонного кристалла сформирована из материалов  $a$  и  $b$  с толщинами слоев и диэлектрическими проницаемостями соответственно  $d_a, \varepsilon_a$  и  $d_b, \varepsilon_b$ . ФК-структура окружена вакуумом.

Диэлектрическая проницаемость плазмонного гироидального материала толщиной  $d_{gyr}$  определяется выражением [191]:

$$\varepsilon_{gyr} = \frac{l_g \sqrt{2}}{a} \left[ 1 - \left( \frac{4r_g}{\lambda_g} \right)^2 \left( \frac{\pi \sqrt{-\varepsilon_m(\omega)}}{2\sqrt{2}n} - 1 \right)^2 \right], \quad (5.2)$$

которое получено с помощью три-спиральной модели гироидального материала, предложенной в [192]. Суть данной модели заключается в том, что элементарная ячейка гироида заменяется тремя плазмонными спиральями, ориентированными во всех трех пространственных направлениях (рис. 5.7а). В (5.2) длина

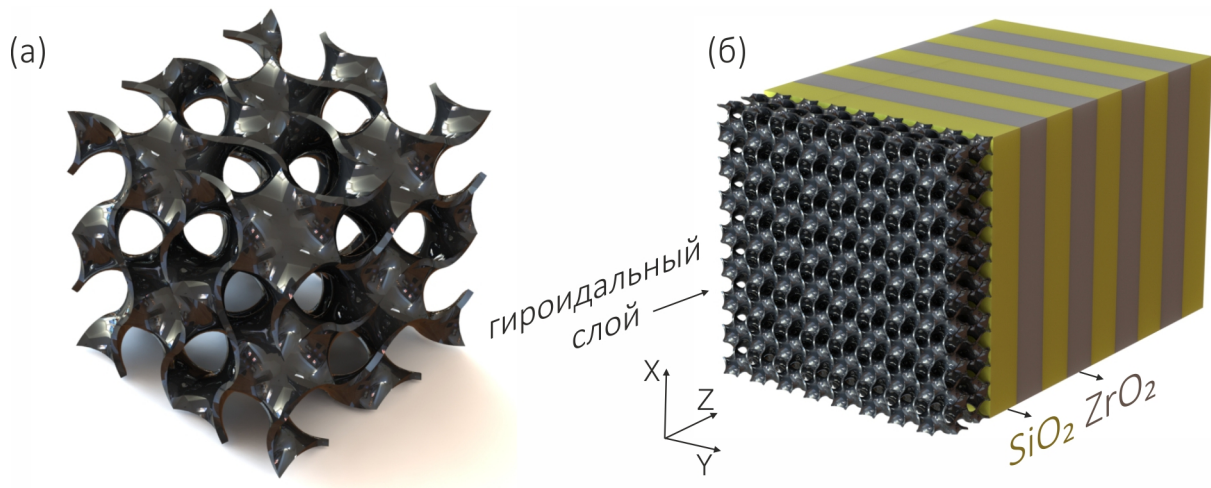


Рисунок 5.6: (а) Модель плазмонного гиroidального материала и (б) схематическое представление одномерного ФК, сопряженного с плазмонным гиroidальным слоем.

витка провода за один оборот

$$l_g = \sqrt{(2\pi R)^2 + a^2} = a \sqrt{\frac{\pi^2(\sqrt{2} - 1)^2}{4} + 1}, \quad (5.3)$$

где  $a$  – размер элементарной ячейки, радиус спирали

$$R = \frac{\sqrt{2} - 1}{4} a, \quad (5.4)$$

радиус провода спирали

$$r_g = a \sqrt{f} \frac{\sqrt[4]{2}}{\pi[\sqrt{2 + \pi^2} + \sqrt{2 + (3 + 2\sqrt{2})\pi^2}]}, \quad (5.5)$$

здесь  $f$  – объемная доля металла,  $n$  – показатель преломления среды наполняющей гиroid.

Эффективная плазменная частота идеального гиroidа, выраженная через размер элементарной ячейки и объемную долю плазмонного материала, определяется как:

$$\lambda_g = 1.15a \sqrt{1 - 0.65 \ln f}. \quad (5.6)$$

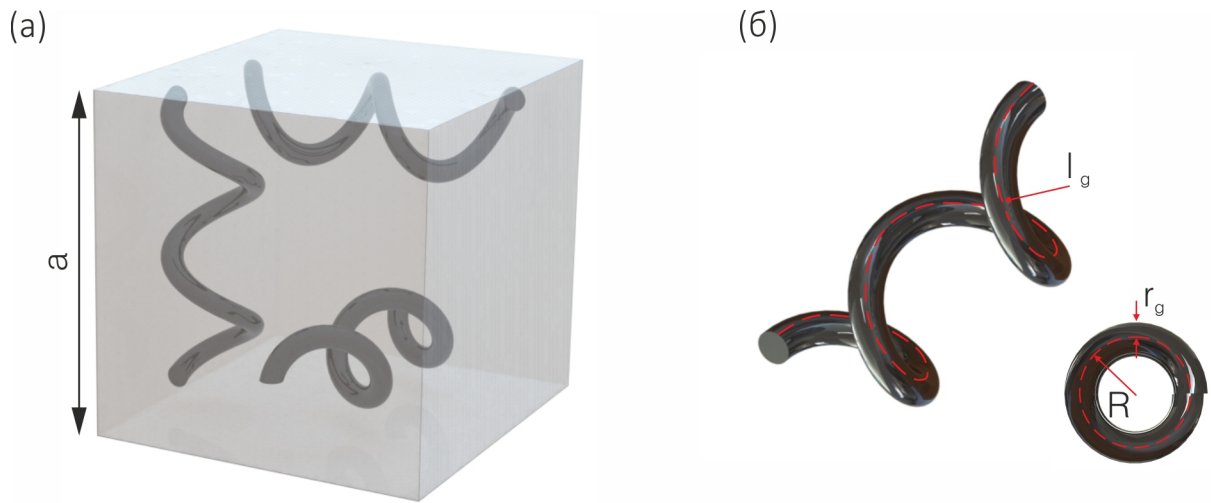


Рисунок 5.7: Элементарная ячейка гироида при использовании три-спиральной модели (а) и геометрические размеры спирали (б).

Диэлектрическую проницаемость металла найдем, используя приближение Друде (см. Глава 1, уравнение 1.24).

Следует отметить, что выражение 5.2 позволяет максимально точно описать оптические свойства плазмонных гироидальных структур, что было подтверждено экспериментально в [191, 193].

Изменение светового поля при прохождении через каждый слой структуры было определено методом трансфер-матрицы [144] (Приложение А).

## Результаты и их обсуждение

Исследуем ТПП, которые реализуются в виде стоячих поверхностных волн, локализованных на границе ФК и плазмонного гироидального слоя.

В качестве материалов чередующихся слоев ФК, рассмотрим двуокись кремния ( $SiO_2$ ) с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_a = 2.10$  и двуокись циркония ( $ZrO_2$ ) с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_b = 4.16$ . Толщины слоев соответственно  $d_a = 150$  нм и  $d_b = 120$  нм, число слоев  $N = 21$ .

Плазмонный гироидальный слой толщиной  $d_{gyr} = 133$  нм состоит из серебряной матрицы с наполнителем и характеризуется комплексной диэлектрической

проницаемостью  $\varepsilon_{gyr}(\omega)$ :

$$\varepsilon_{gyr}(\omega) = \Re\varepsilon_{gyr}(\omega) + \Im\varepsilon_{gyr}(\omega). \quad (5.7)$$

Следует отметить, что особая привлекательность данного гироидального материала, по сравнению с другими нанокompозитными материалами, заключается в том, что существует возможность эффективного управления его дисперсионными свойствами, не изменяя геометрические характеристики и материал самого гироида. Это можно осуществить, изменяя показатель преломления среды, заполняющей гироид [193].

Расчет оптических характеристик гироида осуществлялся при фиксированном размере элементарной ячейки ( $a = 35$  нм) и объемной доли плазмонного материала ( $f = 30\%$ ), взятых из [191]. Частотные зависимости вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости, вычисленные по формуле (5.2), показывают, что с ростом показателя преломления наполнителя в гироидальной пленке  $\Im\varepsilon_{gyr}(\omega)$  изменяется незначительно, существенно модифицируется кривая  $\Re\varepsilon_{gyr}(\omega)$ , уменьшается область частот, для которых  $\Re\varepsilon_{gyr}(\omega) < 0$ . На рисунке 5.8а приведены частотные зависимости  $\Re\varepsilon_{gyr}(\omega)$  для серебра и плазмонного гироидального материала при различных значениях показателя преломления наполнителя  $n$ .

Из рисунка 5.8б видно, что изменение показателя преломления наполнителя приводит к существенному изменению действительной части эффективной диэлектрической проницаемости в интервале частот, соответствующей запрещенной зоне фотонного кристалла. Было установлено, что при сопряжении ФК с гироидальной пленкой, таммовский плазмон-поляритон, для случая  $n = 1$ , не реализуется. Однако, получить локализованное состояние для всех 4 случаев можно варьируя толщину слоя, прилегающего к гироидальному слою. Расчеты показали, что для всех 4 показателей преломления наполнителя, ТПП форми-

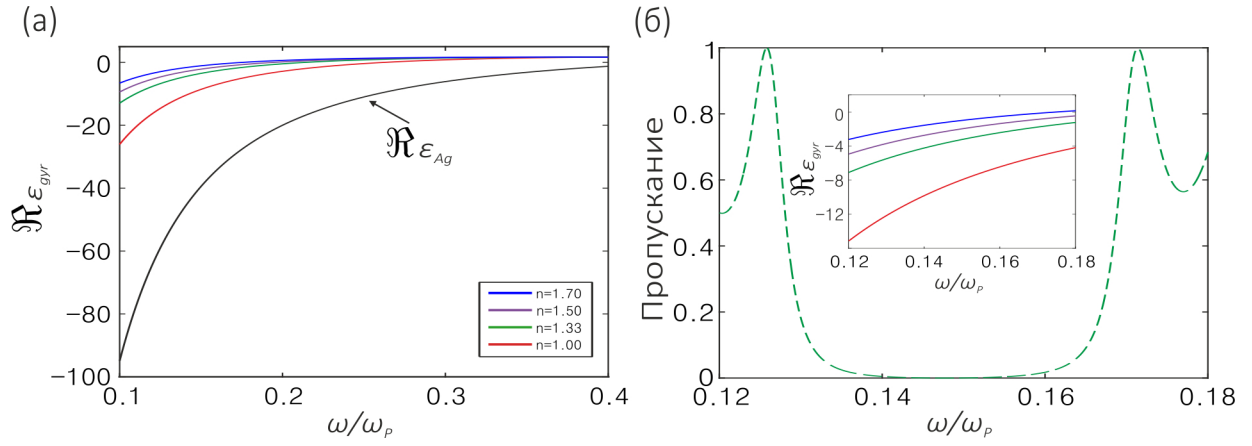


Рисунок 5.8: (а) Зависимость действительной  $\Re \varepsilon_{gyr}(\omega)$  части эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{gyr}(\omega)$  от нормированной частоты  $\omega/\omega_p$  при различных значениях показателя преломления наполнителя  $n$ . (б) Спектр пропускания исходного ФК (штриховая линия). На вставке изображена частотная зависимость действительной части диэлектрической проницаемости гириода.

руются, например, при толщине первого слоя ФК  $d_{first} = 200$  нм (рис. 5.9).

Из рисунка видно, что вблизи высокочастотной границы запрещенной зоны фотонного кристалла возникают полосы пропускания, соответствующие ТПП, локализованным на границе раздела гириодального слоя и ФК.

Найденные ТПП существуют в частотном интервале, в котором вещественная часть диэлектрической проницаемости принимает отрицательные значения. Частоты и длины волн ТПП, а также значения эффективной диэлектрической проницаемости, приведены в таблице 5.1

Таблица 5.1: Частоты, длины волн ТПП и соответствующие эффективные диэлектрические проницаемости для случая, изображенного на рисунке 5.9.

$n$	$\omega/\omega_p$	$\lambda(nm)$	$\varepsilon_{gyr}$
1	0.1622	846.3	$-6.64+0.16i$
1.33	0.1582	867.7	$-2.77+0.09i$
1.5	0.1556	882.2	$-1.76+0.07i$
1.7	0.1527	899	$-0.94+0.06i$

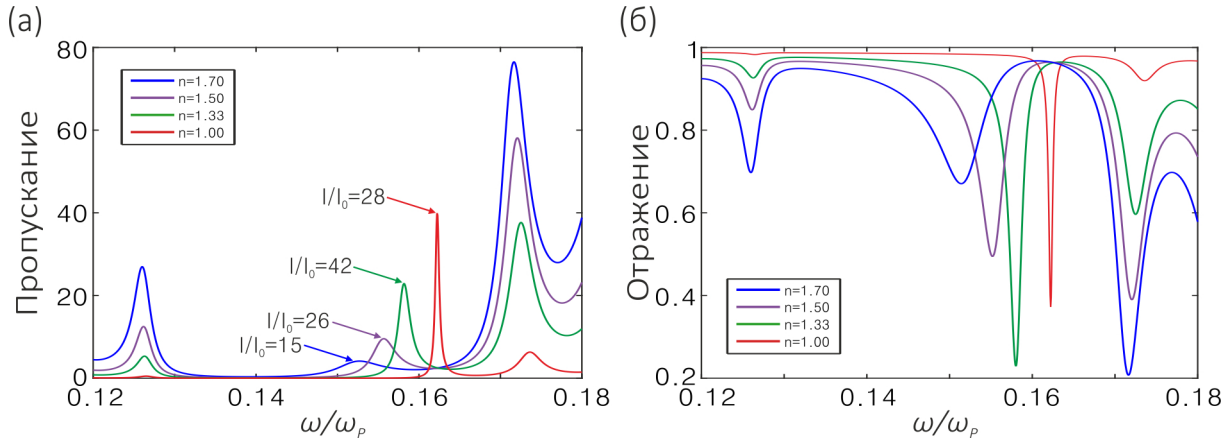


Рисунок 5.9: Спектры пропускания (а) и отражения (б) для ФК сопряженного с гироидальным слоем при толщине первого слоя ФК  $d_{first} = 200$  нм при различных значениях показателя преломления наполнителя  $n$ . Толщина гироидального слоя  $d_{gyr} = 133$  нм, остальные параметры те же, что и для рисунка 5.8. Подписи к стрелкам на рисунке (а) обозначают интенсивности, нормированные на входную интенсивность, в максимумах кривых пропускания. Максимумы пропускания соответствуют частотам ТПП.

Исследуем далее особенности спектров пропускания и отражения системы гироидальный слой – ФК при различных значениях показателя преломления наполнителя, для случая, когда толщина первого слоя ФК не меняется и равна исходной толщине, равной 150 нм (рис. 5.10).

Из рисунка 5.10а видно, что, изменяя показатель преломления наполнителя, можно эффективно управлять коэффициентом пропускания на частоте ТПП. Так изменение  $n$  на 11.3% (с  $n = 1.33$  на  $n = 1.5$ ), приводит к уменьшению пропускания на частоте ТПП в 1.7 раза (с 80% до 47%). При дальнейшем увеличении  $n$  ТПП перестает формироваться. Это обусловлено сильным смещением дисперсионной кривой  $\Re\epsilon_{gyr}(\omega)$  в низкочастотную область и уменьшением отражения плазмонной гироидальной пленки. Однако, спектры отражения обладают более уникальной особенностью. Как видно из рисунка 5.10б отражение на частоте ТПП изменяется в 600 раз (с 0.05% до 30%). Отражение более чувствительно к изменению показателя преломления, чем пропускание. Малая

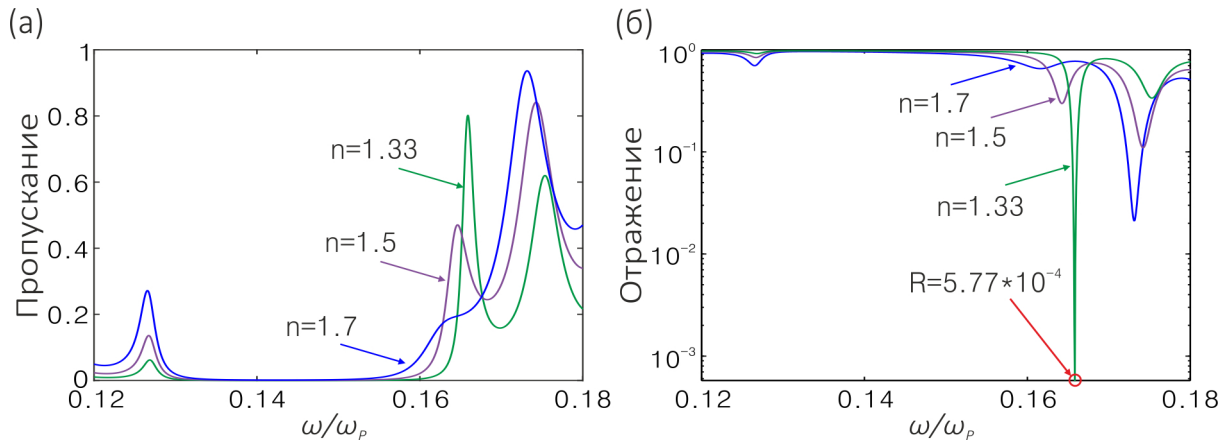


Рисунок 5.10: Спектры пропускания (а) и отражения (б) для ФК, сопряженно-го с гироидальным слоем, при различных значениях показателя преломления наполнителя  $n$ . Толщина гироидального слоя  $d_{gyr} = 133$  нм,  $d_{first} = 150$  нм.

величина отражения при  $n = 1.33$  обусловлена большим поглощением (23.5%) падающего излучения на частоте ТПП.

Пространственное распределение интенсивности электрического поля для частот ТПП, соответствующих  $n = 1.5$  и  $n = 1.33$  приведены на рисунке 5.11.

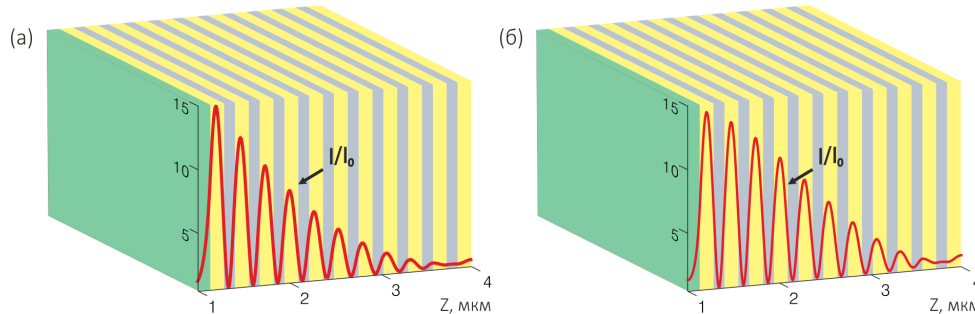


Рисунок 5.11: Схематичное представление одномерного ФК, сопряженного с гироидальным плазмонным слоем, и распределение интенсивности поля на частоте ТПП. Толщина гироидального слоя  $d_{gyr} = 133$  нм,  $n = 1.5$  (а) и  $n = 1.33$  (б). Остальные параметры те же, что и на рисунке 5.10.

Из рисунка видно, что локализация поля на частотах ТПП практически одинакова. В обоих случаях световое поле в ТПП локализовано в области, соизмеримой с длиной волны.

Одним из эффективных способов управления энергетическими спектрами является изменение угла падения излучения (рис. 5.12).



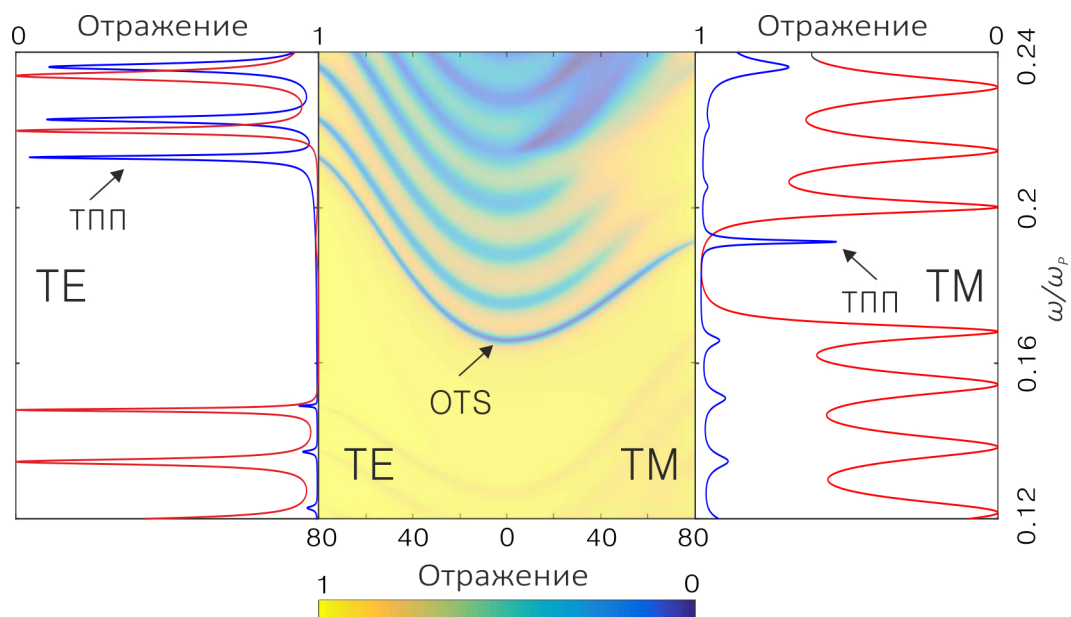


Рисунок 5.12: Угловая и частотная зависимость спектров отражения системы гириодальный слой – ФК для волн ТЕ и ТМ-типа (по центру) и спектры отражения структуры при угле падения 80 градусов для волн ТЕ (слева) и ТМ-типа (справа). Красной линией изображены спектры исходного ФК, синей – ФК совмещенного с гириодальным слоем. Толщина гириодального слоя  $d_{gyr} = 133$  нм и  $n = 1.33$ .

Исследование спектров отражения показало, что для волн ТЕ-типа изменение угла падения приводит к уширению запрещенной зоны ФК и значительному смещению частоты ТПП в коротковолновую область. Для волн ТМ-типа картина аналогичная, за исключением того, что ширина запрещенной зоны не увеличивается, а уменьшится. Так же отметим, что при угле падения 80 градусов для волн ТМ-типа величина смещения частоты ТПП в коротковолновую область составила 184.3 нм, а для волн ТЕ-типа – 109.8 нм (рис. 5.12). Столь сильная поляризационная чувствительность структуры позволяет эффективно управлять спектральными характеристиками ТПП и использовать их в качестве оптических сенсоров и датчиков.

## 5.3 Выводы

В **Главе 5** рассмотрена возможность использования нанопористых пленок серебра для формирования таммовских плазмон-поляритонов. Впервые, при использовании пленки нанопористого серебра, внутри запрещенной зоны исходного фотонного кристалла получены два таммовских плазмон-поляритона. Показано, что каждому ТПП соответствует свой интервал частот с отрицательной вещественной частью эффективной диэлектрической проницаемости.

Рассмотрена спектральная зависимость ТПП от фактора заполнения пленки нанопористого серебра. Установлено, что увеличение фактора заполнения приводит к увеличению частотного расстояния между пиками пропускания, соответствующими ТПП.

Также, в **Главе 5**, используя метод матрицы переноса, впервые рассчитаны и проанализированы спектры пропускания и отражения ФК, сопряженного с плазмонным гироидальным слоем. Исходный гироидальный слой представляет собой серебряную пористую матрицу, заполненную воздухом. Показана возможность реализации ТПП на границе гироида и ФК. Установлена высокая чувствительность коэффициентов пропускания и отражения на частотах ТПП между гироидальным слоем и ФК к изменению показателя преломления наполнителя гироида. Показана также высокая поляризационная и угловая чувствительности спектров отражения на частотах ТПП. Таким образом, появляется возможность эффективного управления характеристиками ТПП и использования их при создании оптических сенсоров и поляризаторов.

## Заключение

Основные результаты и выводы диссертационной работы могут быть сформулированы следующим образом:

1. Изучены спектральные характеристики таммовского плазмон-поляритона, локализованного на границе фотонного кристалла и нанокompозита с резонансной дисперсией. Показано, что частотное положение таммовского плазмон-поляритона чувствительно к варьированию параметров нанокompозитной пленки, таких как фактор заполнения и толщина. Установлено, что в результате взаимодействия двух таммовских плазмон-поляритонов, локализованных на границах фотонно кристалла, сопряженного с нанокompозитными пленками с двух сторон, образуются связанные таммовские плазмон-поляритоны.

2. Показана возможность формирования таммовского плазмон-поляритона на границе раздела фотонного кристалла и нанокompозита с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью. Установлено, что плазмон-поляритоны локализуются не только при конечных отрицательных и положительных, но и нулевых значениях действительной части диэлектрической проницаемости. Было отмечено, что поглощение нанокompозита, в области частот с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью, слабо зависит от фактора заполнения, и составляет около 97%. Продемонстрирована возможность одновременного формирования таммовского плазмон-поляритона и локализованной моды, подобной резонаторной моде Фабри-Перо, в случае сопряжения фотонного кристалла с нанокompозитом с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью.

3. Исследована поляризационная чувствительность таммовского плазмон-поляритона, в случае совмещения фотонного кристалла с анизотропным сло-

ем нанокompозита. Показано, что частотное положение таммовского плазмон-поляритона, для разных поляризаций падающего излучения, чувствительно к отношению полуосей сфероида. Установлено, что в результате связи таммовских плазмон-поляритонов, локализованных на границе ФК и анизотропного нанокompозита, образуются симметричные и антисимметричные моды. Показано, что наибольшее расщепление исходной частоты таммовского плазмон-поляритона наблюдается для поляризации поля параллельной длинной оси наносфероида (оптической оси нанокompозита). Выявлено существенное влияние размерного эффекта для частиц с отношением полуосей ( $\xi \gg 1$ ) на спектральное проявление таммовского плазмон-поляритона для поля, поляризованного нормально оптической оси нанокompозита. Сделанные выводы справедливы и для сплюснутых сфероидов ( $\xi \ll 1$ ). Отличие только в том, что для сплюснутых частиц частоты продольного резонанса выше частот поперечного резонанса.

4. Исследован широкополосный таммовский плазмон-поляритон, локализованный на границе фотонного кристалла и тонкого металлического слоя. Возможность формирования локализованного состояния предсказана аналитически, подтверждена численным расчетом и реализована экспериментально. Показано, что свойства таммовских плазмон-поляритонов могут быть предсказаны с помощью теории связанных мод и фазовых диаграмм Коул-Коула. Было установлено, что применение теории связанных мод для описания низкочастотных резонансов дает качественное согласие с точным расчетом и экспериментом, что позволяет оптимизировать спектральные свойства таммовских плазмон-поляритонов.

5. Выполнены исследования спектральных свойств одномерного фотонного кристалла, ограниченного нанокompозитными материалами, такими как пористое или гироидальное серебро. Выявлены особенности при формировании локализованного состояния, связанные с структурными и оптическими свойствами пористых сред. В качестве примера можно привести два таммовских плазмон-поляритона внутри запрещенной зоны фотонного кристалла, при его

совмещения с пленкой пористого серебра. В этом случае, каждому таммовскому плазмон-поляритону соответствует свой интервал частот с отрицательной вещественной частью эффективной диэлектрической проницаемости. Другим примером является высокая чувствительность коэффициента пропускания и отражения на частоте таммовского плазмон поляритона, локализованного на границе фотонного кристалла и гироидального слоя серебра, к изменению показателя преломления среды, заполняющий гироид. Также использование гироидального слоя позволяет добиться высокой поляризационной и угловой чувствительности спектров отражения на частотах таммовских плазмон-поляритонов.

\*\*\*

В диссертации представлены таммовские плазмон-поляритоны, полученные посредством совмещения слоистых сред с нанокompозитными материалами. В частности, были рассмотрены изотропные и анизотропные металл-диэлектрические нанокompозиты и нанопористые плазмонные пленки, такие как пористое и гироидальное серебро. Использование подобных сред с нетривиальными оптическими свойствами, позволяет перейти на качественно новый уровень управления спектральными характеристиками фотоннокристаллических структур.

## Список сокращений и условных обозначений

- АНК – анизотропный нанокомпозит;
- БЗ – Брэгговское зеркало;
- ВТСМ – временная теория связанных мод;
- ДП – диэлектрическая проницаемость;
- ЗЗ – запрещенная зона фотонного кристалла;
- ТЕ-волна – волна, вектор электрического поля  $E$  которой, перпендикулярен плоскости падения, синоним  $s$ -волна;
- ТМ-волна – волна, вектор электрического поля  $E$  которой, параллелен плоскости падения, синоним  $p$ -волна;
- ЛП – локализованный плазмон;
- МДНК – металл-диэлектрический нанокомпозит;
- НК – нанокомпозит;
- НК-ФК – фотонный кристалл сопряженный с слоем нанокомпозита;
- НК-ФК-НК – фотонный кристалл, ограниченный слоями нанокомпозита с двух сторон;
- НПС – нанопористое серебро;
- ПГС – плазмонный гироидальный слой;
- ОДП – отрицательная диэлектрическая проницаемость;

- ОТС – оптическое таммовское состояние;
- ППП – поверхностный плазмон-поляритон;
- ТПП – таммовский плазмон-поляритон;
- ФЗЗ – фотонная запрещенная зона;
- ФК – фотонный кристалл, сверхрешетка, многослойное зеркало, брэгговское зеркало;
- ФК-структура – фотонно-кристаллическая, или просто фотонная структура;
- ЭВН – эpsilon вблизи нуля.

## Благодарности

Автор выражает благодарность научному руководителю Ветрову Степану Яковлевичу за проявленное терпение и мудрое руководство. Также автор выражает благодарность Тимофееву Ивану Владимировичу за ценные советы и помощь на всех этапах выполнения диссертационной работы.

Этот труд стал возможен благодаря научному коллективу кафедры Фотоники и лазерных технологий, в котором автору посчастливилось развиваться на протяжении последних 10 лет. Благодарность всем соавторам: Н.В. Рудаковой, К.Р. Chen, А.М. Вьюнышеву, В. Г. Архипкину, С.А. Мысливцу, С.Е. Свяховскому, С.А. Евлашину и П.С. Панкину.

Отдельные слова благодарности автор выражает своей семье.



## Литература

1. Joannopoulos J. D., Johnson S. G., Winn J. N., Meade R. D. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light, Second Edition. 2008. P. 304. ISBN: [0691124566](#).
2. Шабанов В. Ф., Ветров С. Я., Шабанов А. В. Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Изд-во СО РАН, 2005. С. 239. ISBN: [5-7692-0737-X](#).
3. Белотелов И.В., Звездин А. К. Фотонные кристаллы и другие метаматериалы. Бюро Квантум, 2006. С. 144. ISBN: [5-85843-059-7](#).
4. Baldycheva A., Tolmachev V. A., Berwick K., Perova T. S. Multi-channel Si-liquid crystal filter with fine tuning capability of individual channels for compensation of fabrication tolerances. 2012.
5. Vinogradov A. P., Dorofeenko A. V., Merzlikin A. M., Lisyansky A. A. Surface states in photonic crystals // [Physics-Uspekhi](#). 2010. Vol. 53, no. 3. P. 243–256.
6. Kaliteevski M. A., Iorsh I., Brand S. et al. Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror // [Physical Review B](#). 2007. Vol. 76, no. 16. P. 165415.
7. Sasin M. E., Seisyan R. P., Kaliteevski M. A. et al. Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light // [Applied Physics Letters](#). 2008. Vol. 92, no. 25. P. 251112.
8. Gong Y., Liu X., Wang L. et al. Multiple responses of TPP-assisted near-perfect absorption in metal/Fibonacci quasiperiodic photonic crystal // [Optics Express](#). 2011. Vol. 19, no. 10. P. 9759.

9. Gong Y., Liu X., Lu H. et al. Perfect absorber supported by optical Tamm states in plasmonic waveguide // [Optics Express](#). 2011. Vol. 19, no. 19. P. 18393.
10. Fang M., Shi F., Chen Y. Unidirectional All-Optical Absorption Switch Based on Optical Tamm State in Nonlinear Plasmonic Waveguide // [Plasmonics](#). 2016. Vol. 11, no. 1. P. 197–203.
11. Xue C. H., Wu F., Jiang H. T. et al. Wide-angle Spectrally Selective Perfect Absorber by Utilizing Dispersionless Tamm Plasmon Polaritons // [Scientific Reports](#). 2016. Vol. 6, no. 1. P. 39418.
12. Zhang W. L., Yu S. F. Bistable switching using an optical Tamm cavity with a Kerr medium // [Optics Communications](#). 2010. Vol. 283, no. 12. P. 2622–2626.
13. Zhang X. L., Song J. F., Li X. B. et al. Optical Tamm states enhanced broadband absorption of organic solar cells // [Applied Physics Letters](#). 2012. Vol. 101, no. 24. P. 243901.
14. Yang Z., Ishii S., Yokoyama T. et al. Tamm plasmon selective thermal emitters // [Optics Letters](#). 2016. Vol. 41, no. 19. P. 4453.
15. Yang Z. Y., Ishii S., Yokoyama T. et al. Narrowband Wavelength Selective Thermal Emitters by Confined Tamm Plasmon Polaritons // [ACS Photonics](#). 2017. Vol. 4, no. 9. P. 2212–2219.
16. Huang S. G., Chen K. P., Jeng S. C. Phase sensitive sensor on Tamm plasmon devices // [Optical Materials Express](#). 2017. Vol. 7, no. 4. P. 1267.
17. Augu e B., Fuertes M. C., Angelom e P. C. et al. Tamm Plasmon Resonance in Mesoporous Multilayers: Toward a Sensing Application // [ACS Photonics](#). 2014. Vol. 1, no. 9. P. 775–780.
18. Gubaydullin A. R., Symonds C., Bellessa J. et al. Enhancement of spontaneous emission in Tamm plasmon structures // [Scientific Reports](#). 2017. Vol. 7, no. 1. P. 9014.

19. Vinogradov A. P., Dorofeenko A. V., Erokhin S. G. et al. Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces // [Physical Review B](#). 2006. Vol. 74, no. 4. P. 045128.
20. Xue C. H., Jiang H. T., Lu H. et al. Efficient third-harmonic generation based on Tamm plasmon polaritons // [Optics Letters](#). 2013. Vol. 38, no. 6. P. 959.
21. Afinogenov B. I., Bessonov V. O., Fedyanin A. A. Second-harmonic generation enhancement in the presence of Tamm plasmon-polaritons // [Optics Letters](#). 2014. Vol. 39, no. 24. P. 6895.
22. Treshin I. V., Klimov V. V., Melentiev P. N., Balykin V. I. Optical Tamm state and extraordinary light transmission through a nanoaperture // [Physical Review A](#). 2013. Vol. 88, no. 2. P. 023832. arXiv:1305.4340v1.
23. Symonds C., Lheureux G., Hugonin J. P. et al. Confined Tamm Plasmon Lasers // [Nano Letters](#). 2013. Vol. 13, no. 7. P. 3179–3184.
24. Symonds C., Lemaître A., Senellart P. et al. Lasing in a hybrid GaAs/silver Tamm structure // [Applied Physics Letters](#). 2012. Vol. 100, no. 12. P. 121122.
25. Gazzano O., Michaelis Vasconcellos S., Gauthron K. et al. Single photon source using confined Tamm plasmon modes // [Applied Physics Letters](#). 2012. Vol. 100, no. 23. P. 232111.
26. Gessler J., Baumann V., Emmerling M. et al. Electro optical tuning of Tamm-plasmon exciton-polaritons // [Applied Physics Letters](#). 2014. Vol. 105, no. 18. P. 181107.
27. Zhang X. L., Feng J., Han X. C. et al. Hybrid Tamm plasmon-polariton/microcavity modes for white top-emitting organic light-emitting devices // [Optica](#). 2015. Vol. 2, no. 6. P. 579.
28. Oraevsky A. N., Protsenko I. E. Optical properties of heterogeneous media // [Quantum Electronics](#). 2001. Vol. 31, no. 3. P. 252–256.

29. Moiseev S. G., Ostatochnikov V. A., Sementsov D. I. Defect mode suppression in a photonic crystal structure with a resonance nanocomposite layer // [Quantum Electronics](#). 2012. Vol. 42, no. 6. P. 557–560.
30. Javani M. H., Stockman M. I. Real and Imaginary Properties of Epsilon-Near-Zero Materials // [Physical Review Letters](#). 2016. Vol. 117, no. 10. P. 1–6.
31. Tamm I. E. // *Phys. Z. Sowjetunion*. 1932. Vol. 1. P. 733.
32. Kronig R. L., Penney W. G. Quantum Mechanics of Electrons in Crystal Lattices // [Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences](#). 1931. Vol. 130, no. 814. P. 499–513.
33. Kavokin A. V., Shelykh I. A., Malpuech G. Lossless interface modes at the boundary between two periodic dielectric structures // [Physical Review B](#). 2005. Vol. 72, no. 23. P. 233102.
34. Goto T., Dorofeenko A. V., Merzlikin A. M. et al. Optical tamm states in one-dimensional magnetophotonic structures // [Physical Review Letters](#). 2008. Vol. 101, no. 11. P. 14–16. 0802.3192.
35. Dong H. Y., Wang J., Cui T. J. One-way Tamm plasmon polaritons at the interface between magnetophotonic crystals and conducting metal oxides // [Physical Review B](#). 2013. Vol. 87, no. 4. P. 045406. 1210.5668.
36. Khokhlov N. E., Prokopov A. R., Shaposhnikov A. N. et al. Photonic crystals with plasmonic patterns: novel type of the heterostructures for enhanced magneto-optical activity // [Journal of Physics D: Applied Physics](#). 2015. Vol. 48, no. 9. P. 095001.
37. Rahman S. S., Klein T., Klembt S. et al. Observation of a hybrid state of Tamm plasmons and microcavity exciton polaritons // [Scientific Reports](#). 2016. Vol. 6, no. April. P. 34392.
38. Symonds C., Lemaître A., Homeyer E. et al. Emission of Tamm plasmon/exciton polaritons // [Applied Physics Letters](#). 2009. Vol. 95, no. 15. P. 151114.

39. Brückner R., Sudzius M., Hintschich S. I. et al. Parabolic polarization splitting of Tamm states in a metal-organic microcavity // [Applied Physics Letters](#). 2012. Vol. 100, no. 6. P. 062101.
40. Brückner R., Sudzius M., Hintschich S. I. et al. Hybrid optical Tamm states in a planar dielectric microcavity // [Physical Review B](#). 2011. Vol. 83, no. 3. P. 033405.
41. Leosson K., Shayestehaminzadeh S., Tryggvason T. K. et al. Comparing resonant photon tunneling via cavity modes and Tamm plasmon polariton modes in metal-coated Bragg mirrors // [Optics Letters](#). 2012. Vol. 37, no. 19. P. 4026.
42. Pankin P. S., Vetrov S. Y., Timofeev I. V. Tunable hybrid Tamm-microcavity states // [Journal of the Optical Society of America B](#). 2017. Vol. 34, no. 12. P. 2633.
43. Liu H., Sun X., Yao F. et al. Optical magnetic field enhancement through coupling magnetic plasmons to Tamm plasmons // [Optics Express](#). 2012. Vol. 20, no. 17. P. 19160.
44. Afinogenov B. I., Bessonov V. O., Nikulin A. A., Fedyanin A. A. Observation of hybrid state of Tamm and surface plasmon-polaritons in one-dimensional photonic crystals // [Applied Physics Letters](#). 2013. Vol. 103, no. 6. P. 061112.
45. Das R., Srivastava T., Jha R. Tamm-plasmon and surface-plasmon hybrid-mode based refractometry in photonic bandgap structures // [Opt. Lett.](#) 2014. Vol. 39, no. 4. P. 896–899.
46. Das R., Srivastava T., Jha R. On the performance of Tamm-plasmon and surface-plasmon hybrid-mode refractive-index sensor in metallo-dielectric heterostructure configuration // [Sensors and Actuators B: Chemical](#). 2015. Vol. 206. P. 443–448.
47. Liu H., Gao J., Liu Z. et al. Large electromagnetic field enhancement achieved through coupling localized surface plasmons to hybrid Tamm plas-

- mons // [Journal of the Optical Society of America B](#). 2015. Vol. 32, no. 10. P. 2061.
48. Zhang X. L., Song J. F., Li X. B. et al. Strongly localized evanescent optical tamm states at metal-DBR interface // [Journal of Lightwave Technology](#). 2013. Vol. 31, no. 10. P. 1654–1659.
49. Xue C. H., Jiang H. T., Lu H. et al. Efficient third-harmonic generation based on Tamm plasmon polaritons // [Optics Letters](#). 2013. Vol. 38, no. 6. P. 959.
50. Lee K. J., Wu J. W., Kim K. Enhanced nonlinear optical effects due to the excitation of optical Tamm plasmon polaritons in one-dimensional photonic crystal structures // [Optics Express](#). 2013. Vol. 21, no. 23. P. 28817.
51. Kaliteevski M., Brand S., Abram R. A. et al. Hybrid states of Tamm plasmons and exciton polaritons // [Applied Physics Letters](#). 2009. Vol. 95, no. 25. P. 251108.
52. Braun T., Baumann V., Iff O. et al. Enhanced single photon emission from positioned InP/GaInP quantum dots coupled to a confined Tamm-plasmon mode // [Applied Physics Letters](#). 2015. Vol. 106, no. 4. P. 041113.
53. Gazzano O., de Vasconcellos S. M., Gauthron K. et al. Evidence for Confined Tamm Plasmon Modes under Metallic Microdisks and Application to the Control of Spontaneous Optical Emission // [Physical Review Letters](#). 2011. Vol. 107, no. 24. P. 247402.
54. Lheureux G., Azzini S., Symonds C. et al. Polarization-Controlled Confined Tamm Plasmon Lasers // [ACS Photonics](#). 2015. Vol. 2, no. 7. P. 842–848.
55. Freestone I., Meeks N., Sax M., Higgitt C. The Lycurgus Cup — A Roman nanotechnology // [Gold Bulletin](#). 2007. Vol. 40, no. 4. P. 270–277.
56. Pillai S., Catchpole K. R., Trupke T., Green M. A. Surface plasmon enhanced silicon solar cells // [Journal of Applied Physics](#). 2007. Vol. 101, no. 9. P. 093105.

57. Nakayama K., Tanabe K., Atwater H. A. Plasmonic nanoparticle enhanced light absorption in GaAs solar cells // [Applied Physics Letters](#). 2008. Vol. 93, no. 12. P. 121904.
58. Niklasson G. A., Brantervik K. Low-frequency dielectric properties of Co-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> composite films // [Applied Physics Letters](#). 1987. Vol. 50, no. 14. P. 937–939.
59. Niklasson G. A., Granqvist C. G. Dielectric function of coevaporated Co-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> cermet films // [Applied Physics Letters](#). 1982. Vol. 41, no. 8. P. 773–775.
60. Pérez M. D., Otal E., Bilmes S. A. et al. Growth of Gold Nanoparticle Arrays in TiO<sub>2</sub> Mesoporous Matrixes // [Langmuir](#). 2004. Vol. 20, no. 16. P. 6879–6886.
61. Yu J. C., Wang X. C., Wu L. et al. Sono- and Photochemical Routes for the Formation of Highly Dispersed Gold Nanoclusters in Mesoporous Titania Films // [Advanced Functional Materials](#). 2004. Vol. 14, no. 12. P. 1178–1183.
62. Song J. K., Lee U. H., Lee H. R. et al. Gold–titania nanocomposite films with a periodic 3D nanostructure // [Thin Solid Films](#). 2009. Vol. 517, no. 19. P. 5705–5709.
63. Armelao L., Barreca D., Bottaro G. et al. Au/TiO<sub>2</sub> Nanosystems: A Combined RF-Sputtering/Sol-Gel Approach // [Chemistry of Materials](#). 2004. Vol. 16, no. 17. P. 3331–3338.
64. Zhang Y., Yuwono A. H., Li J., Wang J. Highly dispersed gold nanoparticles assembled in mesoporous titania films of cubic configuration // [Microporous and Mesoporous Materials](#). 2008. Vol. 110, no. 2. P. 242–249.
65. Buso D., Post M., Cantalini C. et al. Gold Nanoparticle-Doped TiO<sub>2</sub> Semiconductor Thin Films: Gas Sensing Properties // [Advanced Functional Materials](#). 2008. Vol. 18, no. 23. P. 3843–3849.

66. Bornside D. E., Macosko C. W., Scriven L. E. Modeling of spin coating // *Journal of imaging technology*. 1987. Vol. 13, no. 4. P. 122–130.
67. Ung T., Liz-Marzán L. M., Mulvaney P. Gold nanoparticle thin films // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. 2002. Vol. 202, no. 2-3. P. 119–126.
68. De S., De G. In situ Generation of Au Nanoparticles in UV-curable Refractive Index Controlled SiO<sub>2</sub>-TiO<sub>2</sub>-PEO Hybrid Films // *The Journal of Physical Chemistry C*. 2008. Vol. 112, no. 28. P. 10378–10384.
69. Kumar M., Reddy G. B. Ag:ZrO<sub>2</sub> nanocomposite thin films derived using a novel sol-gel technique // *Physica Status Solidi (B)*. 2009. Vol. 246, no. 10. P. 2232–2237.
70. Tai Y., Watanabe M., Murakami J., Tajiri K. Composite formation of Thiol-capped Au nanoparticles and mesoporous silica prepared by a sol-gel method // *Journal of Materials Science*. 2007. Vol. 42, no. 4. P. 1285–1292.
71. Chon J. W. M., Bullen C., Zijlstra P., Gu M. Spectral encoding on Gold Nanorods Doped in a Silica Sol–Gel Matrix and Its Application to High-Density Optical Data Storage // *Advanced Functional Materials*. 2007. Vol. 17, no. 6. P. 875–880.
72. Wark M., Tschirch J., Bartels O. et al. Photocatalytic activity of hydrophobized mesoporous thin films of TiO<sub>2</sub> // *Microporous and Mesoporous Materials*. 2005. Vol. 84, no. 1-3. P. 247–253.
73. De S., De G. Coarsening of Ag nanoparticles in SiO<sub>2</sub> –PEO hybrid film matrix by UV light // *J. Mater. Chem.* 2006. Vol. 16, no. 31. P. 3193–3198.
74. Kannaiyan D., Cha M. A., Jang Y. H. et al. Efficient photocatalytic hybrid Ag/TiO<sub>2</sub> nanodot arrays integrated into nanopatterned block copolymer thin films // *New Journal of Chemistry*. 2009. Vol. 33, no. 12. P. 2431.



75. Vangheluwe M., Petit Y., Marquestaut N. et al. Nanoparticle generation inside Ag-doped LBG glass by femtosecond laser irradiation // [Optical Materials Express](#). 2016. Vol. 6, no. 3. P. 743.
76. Zhao Q. Z., Qiu J. R., Jiang X. W. et al. Controllable precipitation and dissolution of silver nanoparticles in ultrafast laser pulses irradiated Ag+-doped phosphate glass // [Optics Express](#). 2004. Vol. 12, no. 17. P. 4035.
77. Fleming Lauren A. H., Tang G., Zolotovskaya S. A., Abdolvand A. Controlled modification of optical and structural properties of glass with embedded silver nanoparticles by nanosecond pulsed laser irradiation // [Optical Materials Express](#). 2014. Vol. 4, no. 5. P. 969.
78. Wackerow S., Abdolvand A. Generation of silver nanoparticles with controlled size and spatial distribution by pulsed laser irradiation of silver ion-doped glass // [Optics Express](#). 2014. Vol. 22, no. 5. P. 5076.
79. Abargues R., Rodriguez-Canto P. J., Albert S. et al. Plasmonic optical sensors printed from Ag-PVA nanoinks // [J. Mater. Chem. C](#). 2014. Vol. 2, no. 5. P. 908–915.
80. Abargues R., Abderrafi K., Pedrueza E. et al. Optical properties of different polymer thin films containing in situ synthesized Ag and Au nanoparticles // [New Journal of Chemistry](#). 2009. Vol. 33, no. 8. P. 1720.
81. Marqués-Hueso J., Abargues R., Valdés J. L., Martínez-Pastor J. P. Ag and Au/DNQ-novolac nanocomposites patternable by ultraviolet lithography: a fast route to plasmonic sensor microfabrication // [Journal of Materials Chemistry](#). 2010. Vol. 20, no. 35. P. 7436.
82. Mahapatra S. K., Bogle K. A., Dhole S. D., Bhoraskar V. N. Synthesis of gold and silver nanoparticles by electron irradiation at 5–15 keV energy // [Nanotechnology](#). 2007. Vol. 18, no. 13. P. 135602.
83. Abargues R., Marqués-Hueso J., Canet-Ferrer J. et al. High-resolution electron-beam patternable nanocomposite containing metal nanoparticles for plasmonics // [Nanotechnology](#). 2008. Vol. 19, no. 35. P. 355308.

84. Remita H., Lampre I., Mostafavi M. et al. Comparative study of metal clusters induced in aqueous solutions by  $\gamma$ -rays, electron or C6+ ion beam irradiation // [Radiation Physics and Chemistry](#). 2005. Vol. 72, no. 5. P. 575–586.
85. Porel S., Singh S., Harsha S. S. et al. Nanoparticle-Embedded Polymer: In Situ Synthesis, Free-Standing Films with Highly Monodisperse Silver Nanoparticles and Optical Limiting // [Chemistry of Materials](#). 2005. Vol. 17, no. 1. P. 9–12.
86. Porel S., Singh S., Radhakrishnan T. P. Polygonal gold nanoplates in a polymer matrix // [Chemical Communications](#). 2005. no. 18. P. 2387.
87. Karthikeyan B., Anija M., Philip R. In situ synthesis and nonlinear optical properties of Au:Ag nanocomposite polymer films // [Applied Physics Letters](#). 2006. Vol. 88, no. 5. P. 053104.
88. Wang C., Flynn N. T., Langer R. Controlled Structure and Properties of Thermoresponsive Nanoparticle–Hydrogel Composites // [Advanced Materials](#). 2004. Vol. 16, no. 13. P. 1074–1079.
89. Sohn B. H., Seo B. H. Fabrication of the Multilayered Nanostructure of Alternating Polymers and Gold Nanoparticles with Thin Films of Self-Assembling Diblock Copolymers // [Chemistry of Materials](#). 2001. Vol. 13, no. 5. P. 1752–1757.
90. Boontongkong Y., Cohen R. E. Cavitated Block Copolymer Micellar Thin Films: Lateral Arrays of Open Nanoreactors // [Macromolecules](#). 2002. Vol. 35, no. 9. P. 3647–3652.
91. Mohan Y. M., Premkumar T., Lee K., Geckeler K. E. Fabrication of Silver Nanoparticles in Hydrogel Networks // [Macromolecular Rapid Communications](#). 2006. Vol. 27, no. 16. P. 1346–1354.
92. Hsu S. W., Rodarte A. L., Som M. et al. Colloidal Plasmonic Nanocomposites: From Fabrication to Optical Function // [Chemical Reviews](#). 2018. Vol. 118, no. 6. P. 3100–3120.

93. Pedrueza E., Valdés J. L., Chirvony V. et al. Novel Method of Preparation of Gold-Nanoparticle-Doped TiO<sub>2</sub> and SiO<sub>2</sub> Plasmonic Thin Films: Optical Characterization and Comparison with Maxwell-Garnett Modeling // [Advanced Functional Materials](#). 2011. Vol. 21, no. 18. P. 3502–3507.
94. Liao H. B., Xiao R. F., Wang H. et al. Large third-order optical nonlinearity in Au:TiO<sub>2</sub> composite films measured on a femtosecond time scale // [Applied Physics Letters](#). 1998. Vol. 72, no. 15. P. 1817–1819.
95. Cui F., Hua Z., He Q. et al. Preparation and third-order optical nonlinearity of gold nanoparticles incorporated mesoporous TiO<sub>2</sub> thin films // [Journal of the Optical Society of America B](#). 2009. Vol. 26, no. 1. P. 107.
96. Zhang C., Liu Y., You G. et al. Ultrafast nonlinear optical response of Au:TiO<sub>2</sub> composite nanoparticle films // [Physica B: Condensed Matter](#). 2005. Vol. 357, no. 3-4. P. 334–339.
97. Idakiev V., Tabakova T., Yuan Z. Y., Su B. L. Gold catalysts supported on mesoporous titania for low-temperature water-gas shift reaction // [Applied Catalysis A: General](#). 2004. Vol. 270, no. 1-2. P. 135–141.
98. Rebrov E. V., Berenguer-Murcia A., Johnson B F G, Schouten J. C. Gold supported on mesoporous titania thin films for application in microstructured reactors in low-temperature water-gas shift reaction // [Catalysis Today](#). 2008. Vol. 138, no. 3-4. P. 210–215.
99. Gradess R., Abargues R., Habbou A. et al. Localized surface plasmon resonance sensor based on Ag-PVA nanocomposite thin films // [Journal of Materials Chemistry](#). 2009. Vol. 19, no. 48. P. 9233–9240.
100. Serdyukov A., Semchenko I., Tretyakov S., Sihvola A. Electromagnetics of BI-Anisotropic Materials: Theory and Applications // Routledge. 2001. P. 366.
101. Sihvola A. Electromagnetic mixing formulas and applications. The Institution of Engineering and Technology, 1999. P. 296. ISBN: [0852967721](#).

102. Zouhdi S., Sihvola A., Arsalane M. Advances in Electromagnetics of Complex Media and Metamaterials // [Springer Netherlands](#). 2002. P. 281–290.
103. [Optical Properties of Nanostructured Random Media](#) / Ed. by Vladimir M. Shalaev. Springer Berlin Heidelberg, 2002. URL: <https://doi.org/10.1007/3-540-44948-5>.
104. Garnett J C Maxwell. Colours in Metal Glasses and in Metallic Films // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character. 1904. Vol. 203. P. 385–420.
105. Bruggeman D. A G. Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. III. Die elastischen Konstanten der quasi-isotropen Mischkörper aus isotropen Substanzen // [Annalen der Physik](#). 1937. Vol. 421, no. 2. P. 160–178.
106. Markel V. A. Introduction to the Maxwell Garnett approximation: tutorial // [Journal of the Optical Society of America A](#). 2016. Vol. 33, no. 7. P. 1244.
107. Moiseev S. G. Nanocomposite-based ultrathin polarization beamsplitter // [Optics and Spectroscopy](#). 2011. Vol. 111, no. 2. P. 233–240.
108. Spanier J. E., Herman I. P. Use of hybrid phenomenological and statistical effective-medium theories of dielectric functions to model the infrared reflectance of porous SiC films // [Physical Review B](#). 2000. Vol. 61, no. 15. P. 10437–10450.
109. Chervinskii S., Drevinskas R., Karpov D. V. et al. Revealing the nanoparticles aspect ratio in the glass-metal nanocomposites irradiated with femtosecond laser // [Scientific Reports](#). 2015. Vol. 5, no. 1. P. 13746.
110. Sánchez V. M., Martínez E. D., Martínez Ricci M. L. et al. Optical Properties of Au Nanoparticles Included in Mesoporous TiO<sub>2</sub> Thin Films: A Dual Experimental and Modeling Study // [The Journal of Physical Chemistry C](#). 2013. Vol. 117, no. 14. P. 7246–7259.

111. Ehsani A., Babaei F., Nasrollahzadeh M. Electrosynthesis and absorbance spectra of TiO<sub>2</sub> nanoparticles dispersed in the conductive polymer // [Applied Surface Science](#). 2013. Vol. 283. P. 1060–1064.
112. Yaremchuk I., Tamulevičiene A., Tamulevičius T. et al. Modeling of the plasmonic properties of DLC-Ag nanocomposite films // [Physica Status Solidi \(A\) Applications and Materials Science](#). 2014. Vol. 211, no. 2. P. 329–335.
113. Wakaki M., Noguchi T., Yokoyama E. [Optical properties of ZnO thin films dispersed with noble metal nanoparticles synthesized by sol-gel method](#) // Proc.SPIE / Ed. by Ferechteh H. Teherani, David C. Look, David J. Rogers. Vol. 8987. 2014. P. 8987.
114. Liu Z., Yang M., Chen T. P. et al. Dielectric engineering of Ge nanocrystal/SiO<sub>2</sub> nanocomposite thin films with Ge ion implantation: Modeling and measurement // [Materials & Design](#). 2015. Vol. 83. P. 713–718.
115. Yaremchuk I., Meškinis Šarunas, Fitio V. et al. Spectroellipsometric characterization and modeling of plasmonic diamond-like carbon nanocomposite films with embedded Ag nanoparticles // [Nanoscale Research Letters](#). 2015. Vol. 10, no. 1. P. 157.
116. Sancho-Parramon J. Tuning the effective dielectric function of thin film metal-dielectric composites by controlling the deposition temperature // [Journal of Nanophotonics](#). 2011. Vol. 5, no. 1. P. 051805.
117. Smolyaninova V. N., Yost B., Zander K. et al. Experimental demonstration of superconducting critical temperature increase in electromagnetic metamaterials // [Scientific Reports](#). 2015. Vol. 4, no. 1. P. 7321.
118. Sukmanowski J., Battie Y., Royer F. X., En Naciri A. Determination of optical properties of percolated nanostructures using an optical resonator system // [Journal of Applied Physics](#). 2012. Vol. 112, no. 10. P. 103536.
119. Pedrueza E., Sancho-Parramon J., Bosch S. et al. Plasmonic layers based on Au-nanoparticle-doped TiO<sub>2</sub> for optoelectronics: structural and optical properties // [Nanotechnology](#). 2013. Vol. 24, no. 6. P. 065202.

120. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1959. С. 532.
121. Климов В. В. Наноплазмоника. Физматлит, 2009. С. 482.
122. Osborn J. A. Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid // [Physical Review](#). 1945. Vol. 67, no. 11-12. P. 351–357.
123. Skryabin I. L., Radchik A. V., Moses P., Smith G. B. The consistent application of Maxwell–Garnett effective medium theory to anisotropic composites // [Applied Physics Letters](#). 1997. Vol. 70, no. 17. P. 2221–2223.
124. Drude P. Zur Elektronentheorie der Metalle // [Annalen der Physik](#). 1900. Vol. 306, no. 3. P. 566–613.
125. Johnson P., Christy R. W. Optical constants of the noble metals // [Physical Review B](#). 1972. Vol. 6, no. 12. P. 4370–4379. arXiv:1011.1669v3.
126. Моисеев С. Г., Остаточников В. А., Семенцов Д. И. Влияние размерных эффектов на оптические характеристики одномерного фотонного кристалла с нанокompозитным дефектом // [Письма в ЖЭТФ](#). 2014. Т. 100, № 6. С. 413–417.
127. Kawabata A., Kubo R. Electronic Properties of Fine Metallic Particles. II. Plasma Resonance Absorption // [Journal of the Physical Society of Japan](#). 1966. Vol. 21, no. 9. P. 1765–1772.
128. Genzel L., Kreibig U. Dielectric function and infrared absorption of small metal particles // [Zeitschrift for Physik B Condensed Matter and Quanta](#). 1980. Vol. 37, no. 2. P. 93–101.
129. Fan X., Zheng W., Singh D. J. Light scattering and surface plasmons on small spherical particles // [Light: Science & Applications](#). 2014. Vol. 3, no. 6. P. e179.
130. Persson B. N. Polarizability of small spherical metal particles: influence of the matrix environment // [Surface Science](#). 1993. Vol. 281, no. 1-2. P. 153–162.

131. Pinchuk A., Kreibig U., Hilger A. Optical properties of metallic nanoparticles: influence of interface effects and interband transitions // [Surface Science](#). 2004. Vol. 557, no. 1-3. P. 269–280.
132. Charlé K. P., König L., Nepijko S. et al. The Surface Plasmon Resonance of Free and Embedded Ag-Clusters in the Size Range  $1,5 \text{ nm} < D < 30 \text{ nm}$  // [Crystal Research and Technology](#). 1998. Vol. 33, no. 7-8. P. 1085–1096.
133. Christensen T., Yan W., Jauho A. P. et al. Quantum Corrections in Nanoplasmonics: Shape, Scale, and Material // [Physical Review Letters](#). 2017. Vol. 118, no. 15. P. 157402. 1608.05421.
134. Alù A., Silveirinha M. G., Salandrino A., Engheta N. Epsilon-near-zero metamaterials and electromagnetic sources: Tailoring the radiation phase pattern // [Physical Review B](#). 2007. Vol. 75, no. 15. P. 155410. 0609220.
135. Inampudi S., Adams D. C., Ribaudo T. et al. Epsilon-Near-zero enhanced light transmission through a subwavelength slit // [Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics](#). 2014. Vol. 89, no. 12. P. 1–10.
136. Ciattoni A., Rizza C., Marini A. et al. Enhanced nonlinear effects in pulse propagation through epsilon-near-zero media // [Laser and Photonics Reviews](#). 2016. Vol. 10, no. 3. P. 517–525.
137. Kaipurath R. P M, Pietrzyk M., Caspani L. et al. Optically induced metal-to-dielectric transition in Epsilon-Near-Zero metamaterials // [Nature Publishing Group](#). 2016. no. January. P. 1–7. 1601.07088.
138. Luk T. S., De Ceglia D., Liu S. et al. Enhanced third harmonic generation from the epsilon-near-zero modes of ultrathin films // [Applied Physics Letters](#). 2015. Vol. 106, no. 15.
139. Park J., Kang J. H., Liu X., Brongersma M. L. Electrically Tunable Epsilon-Near-Zero (ENZ) Metafilm Absorbers // [Scientific Reports](#). 2015. Vol. 5, no. 1. P. 15754.
140. Liu R., Roberts C. M., Zhong Y. et al. Epsilon-Near-Zero Photonics Wires // [ACS Photonics](#). 2016. Vol. 3, no. 6. P. 1045–1052. 1604.04576.

141. Davoyan A., Mahmoud A., Engheta N. Optical isolation with epsilon-near-zero metamaterials // [Optics Express](#). 2013. Vol. 21, no. 3. P. 3279–3286. 1212.2292.
142. Дьяченко П.Н., Микляев М. Ю. Одномерный фотонный кристалл на основе нанокompозита : металлические наночастицы - диэлектрик // Компьютерная оптика. 2007. Т. 31, № 1. С. 31–34.
143. Yang H. U., D'Archangel J., Sundheimer M. L. et al. Optical dielectric function of silver // [Physical Review B](#). 2015. Vol. 91, no. 23. P. 235137. 0801.4433.
144. Yeh P. Electromagnetic propagation in birefringent layered media // [Journal of the Optical Society of America](#). 1979. Vol. 69, no. 5. P. 742.
145. Vetrov S. Y., Bikbaev R. G., Rudakova N. V. et al. Optical Tamm states at the interface between a photonic crystal and an epsilon-near-zero nanocomposite // [Journal of Optics](#). 2017. Vol. 19, no. 8. P. 085103.
146. Born, M. and Wolf E. Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light. Cambridge University Press, 1999. P. 952. ISBN: [9780521784498](#).
147. Jana N. R., Gearheart L., Murphy C. J. Wet Chemical Synthesis of High Aspect Ratio Cylindrical Gold Nanorods // [The Journal of Physical Chemistry B](#). 2001. Vol. 105, no. 19. P. 4065–4067.
148. Mahmoud M. A., El-Sayed M. A., Gao J., Landman U. High-frequency mechanical stirring initiates anisotropic growth of seeds requisite for synthesis of asymmetric metallic nanoparticles like silver nanorods // [Nano Letters](#). 2013. Vol. 13, no. 10. P. 4739–4745.
149. Hore Michael J A, Frischknecht A. L., Composto R. J. Nanorod Assemblies in Polymer Films and Their Dispersion-Dependent Optical Properties // [ACS Macro Letters](#). 2012. Vol. 1, no. 1. P. 115–121.



150. Ferrier R. C., Koski J., Riggleman R. A., Composto R. J. Engineering the Assembly of Gold Nanorods in Polymer Matrices // [Macromolecules](#). 2016. Vol. 49, no. 3. P. 1002–1015.
151. Yang J., Zhang Q., Lee J. Y., Too H. P. Dissolution–recrystallization mechanism for the conversion of silver nanospheres to triangular nanoplates // [Journal of Colloid and Interface Science](#). 2007. Vol. 308, no. 1. P. 157–161.
152. Jin R. Photoinduced Conversion of Silver Nanospheres to Nanoprisms // [Science](#). 2001. Vol. 294, no. 5548. P. 1901–1903.
153. Millstone J. E., Park S., Shuford K. L. et al. Observation of a Quadrupole Plasmon Mode for a Colloidal Solution of Gold Nanoprisms // [Journal of the American Chemical Society](#). 2005. Vol. 127, no. 15. P. 5312–5313.
154. Rycenga M., McLellan J. M., Xia Y. Controlling the Assembly of Silver Nanocubes through Selective Functionalization of Their Faces // [Advanced Materials](#). 2008. Vol. 20, no. 12. P. 2416–2420.
155. Ross M. B., Blaber M. G., Schatz G. C. Using nanoscale and mesoscale anisotropy to engineer the optical response of three-dimensional plasmonic metamaterials // [Nature Communications](#). 2014. Vol. 5, no. May. P. 1–11.
156. Jones M. R., Osberg K. D., MacFarlane R. J. et al. Templated techniques for the synthesis and assembly of plasmonic nanostructures // [Chemical Reviews](#). 2011. Vol. 111, no. 6. P. 3736–3827.
157. Jones M. R., MacFarlane R. J., Lee B. et al. DNA-nanoparticle superlattices formed from anisotropic building blocks // [Nature Materials](#). 2010. Vol. 9, no. 11. P. 913–917.
158. Liu Q., Cui Y., Gardner D. et al. Self-alignment of plasmonic gold nanorods in reconfigurable anisotropic fluids for tunable bulk metamaterial applications // [Nano Letters](#). 2010. Vol. 10, no. 4. P. 1347–1353.
159. Ye X., Chen J., Engel M. et al. Competition of shape and interaction patchiness for self-assembling nanoplates // [Nature Chemistry](#). 2013. Vol. 5, no. 6. P. 466–473.

160. Young K. L., Jones M. R., Zhang J. et al. Assembly of reconfigurable one-dimensional colloidal superlattices due to a synergy of fundamental nanoscale forces // [Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America](#). 2012. Vol. 109, no. 7. P. 2240–2245.
161. Беликов А.В., Богданова М.В., Лозовик Л.Ю. Расчет зонной структуры металлических фотонных кристаллов: модифицированный метод разложения по плоским волнам // *Математическое моделирование*. 2007. Т. 19, № 4. С. 19–26.
162. Shen W., Sun X., Zhang Y. et al. Narrow band filters in both transmission and reflection with metal/dielectric thin films // [Optics Communications](#). 2009. Vol. 282, no. 2. P. 242–246.
163. Haus H. A. *Waves and Fields in Optoelectronics*. Prentice Hall, 1983. P. 402. ISBN: [0139460535](#).
164. Auguie B., Bruchhausen A., Fainstein A. Critical coupling to Tamm plasmons // [Journal of Optics](#). 2015. Vol. 17, no. 3. P. 035003. arXiv:1411.0608v1.
165. Cole K. S., Cole R. H. Dispersion and Absorption in Dielectrics I. Alternating Current Characteristics // [The Journal of Chemical Physics](#). 1941. Vol. 9, no. 4. P. 341–351. arXiv:1011.1669v3.
166. Rakić A. D. Algorithm for the determination of intrinsic optical constants of metal films: application to aluminum // [Appl. Opt.](#) 1995. Vol. 34, no. 22. P. 4755–4767.
167. Johnson P., Christy R. Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd // [Physical Review B](#). 1974. Vol. 9, no. 12. P. 5056–5070.
168. Yariv A., Yeh P. *Optical waves in crystals : propagation and control of laser radiation*. Wiley-Interscience, 1984. P. 604. ISBN: [0471430811](#).
169. Svyakhovskiy S. E., Maydykovsky A. I., Murzina T. V. Mesoporous silicon photonic structures with thousands of periods // [Journal of Applied Physics](#). 2012. Vol. 112, no. 1. P. 013106.

170. Vetrov S. Y., Avdeeva A. Y., Bikbaev R. G., Timofeev I. V. Traveling of light through a 1D photonic crystal containing a defect layer with resonant dispersion // [Optics and Spectroscopy](#). 2012. Vol. 113, no. 5. P. 517–521.
171. Kim B., Hong S. C., Jung S. et al. Novel synthesis of porous silver nanostructures using a starch template and their applications toward plasmonic sensors // [ChemPhysChem](#). 2013. Vol. 14, no. 12. P. 2663–2666.
172. Yeh F. H., Tai C. C., Huang J. F., Sun I. W. Formation of Porous Silver by Electrochemical Alloying/Dealloying in a Water-Insensitive Zinc Chloride-1-ethyl-3-methyl Imidazolium Chloride Ionic Liquid // [The Journal of Physical Chemistry B](#). 2006. Vol. 110, no. 11. P. 5215–5222.
173. Kaganovich E. B., Kravchenko S. A., Maksimenko L. S. et al. Polarization properties of porous gold and silver films // [Optics and Spectroscopy](#). 2011. Vol. 110, no. 4. P. 513–521.
174. Stetsenko M. O., Maksimenko L. S., Rudenko S. P. et al. Surface Plasmon's Dispersion Properties of Porous Gold Films // [Nanoscale Research Letters](#). 2016. Vol. 11, no. 1. P. 116.
175. Rudenko S. P., Stetsenko M. O., Krishchenko I. M. et al. Surface plasmons in porous gold films // [Optics and Spectroscopy](#). 2016. Vol. 120, no. 4. P. 540–545.
176. Yu F., Ahl S., Caminade A. M. et al. Simultaneous Excitation of Propagating and Localized Surface Plasmon Resonance in Nanoporous Gold Membranes // [Analytical Chemistry](#). 2006. Vol. 78, no. 20. P. 7346–7350.
177. Schoen A. H. Infinite periodic minimal surfaces without self-intersections // Nasa Technical Note D-5541. 1970. P. 92.
178. Vignolini S., Yufa N. A., Cunha P. S. et al. A 3D Optical Metamaterial Made by Self-Assembly // [Advanced Materials](#). 2012. Vol. 24, no. 10. P. OP23–OP27.

179. Vukovic I., Brinke G. T., Loos K. Block copolymer template-directed synthesis of well-ordered metallic nanostructures // [Polymer](#). 2013. Vol. 54, no. 11. P. 2591–2605.
180. Hsueh H. Y., Chen H. Y., Ling Y. C. et al. A polymer-based SERS-active substrate with gyroid-structured gold multibranches // [J. Mater. Chem. C](#). 2014. Vol. 2, no. 23. P. 4667–4675.
181. Li Y., Bastakoti B. P., Yamauchi Y. Research Update: Triblock copolymers as templates to synthesize inorganic nanoporous materials // [APL Materials](#). 2016. Vol. 4, no. 4. P. 040703.
182. Prayakarao S., Robbins S., Kinsey N. et al. Gyroidal titanium nitride as nonmetallic metamaterial // [Optical Materials Express](#). 2015. Vol. 5, no. 6. P. 1316.
183. Hur K., Francescato Y., Giannini V. et al. Three-Dimensionally Isotropic Negative Refractive Index Materials from Block Copolymer Self-Assembled Chiral Gyroid Networks // [Angewandte Chemie](#). 2011. Vol. 123, no. 50. P. 12191–12195.
184. Wilts B. D., Michielsen K., De Raedt H., Stavenga D. G. Iridescence and spectral filtering of the gyroid-type photonic crystals in *Parides sesostris* wing scales // [Interface Focus](#). 2012. Vol. 2, no. 5. P. 681–687.
185. Michielsen K., Stavenga D. G. Gyroid cuticular structures in butterfly wing scales: biological photonic crystals // [Journal of The Royal Society Interface](#). 2008. Vol. 5, no. 18. P. 85–94.
186. Saranathan V., Osuji C. O., Mochrie Simon G J et al. Crystals in Butterfly Wing Scales // [Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America](#). 2010. Vol. 107, no. 26. P. 11676–11681.
187. Poladian L., Wickham S., Lee K., Large M. C. Iridescence from photonic crystals and its suppression in butterfly scales // [Journal of The Royal Society Interface](#). 2009. Vol. 6, no. Suppl.2. P. S233–S242.

188. Lang X., Qian L., Guan P. et al. Localized surface plasmon resonance of nanoporous gold // [Applied Physics Letters](#). 2011. Vol. 98, no. 9. P. 093701.
189. Detsi E., Salverda M., Onck P. R., De Hosson Jeff Th M. On the localized surface plasmon resonance modes in nanoporous gold films // [Journal of Applied Physics](#). 2014. Vol. 115, no. 4. P. 044308.
190. Каганович Э. Б., Крищенко И. М., Манойлов Э. Г. Структура и оптические свойства пористых плёнок золота и серебра, полученных импульсным лазерным осаждением в вакууме // *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии*. 2012. Т. 10, № 4. С. 859–867.
191. Farah P., Demetriadou A., Salvatore S. et al. Ultrafast Nonlinear Response of Gold Gyroid Three-Dimensional Metamaterials // [Physical Review Applied](#). 2014. Vol. 2, no. 4. P. 044002.
192. Demetriadou A., Oh S. S., Wuestner S., Hess O. A tri-helical model for nanoplasmonic gyroid metamaterials // [New Journal of Physics](#). 2012. Vol. 14, no. 8. P. 083032.
193. Salvatore S., Demetriadou A., Vignolini S. et al. Tunable 3D Extended Self-Assembled Gold Metamaterials with Enhanced Light Transmission // [Advanced Materials](#). 2013. Vol. 25, no. 19. P. 2713–2716.

# Приложение А

## Метод матрицы переноса

Энергетические спектры фотонного кристалла могут быть исследованы методом трансфер-матрицы. Пусть диэлектрические проницаемости слоев ФК задана в виде:

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon(0) = 1, z > z_0, \\ \varepsilon(1) = \varepsilon_b, z_0 < z < z_1, \\ \varepsilon(2) = \varepsilon_a, z_1 < z < z_2, \\ \dots \\ \varepsilon(l_1) = \varepsilon_d, z_{l_1-1} < z < z_{l_1}, \\ \dots \\ \varepsilon(l_2) = \varepsilon_d, z_{l_2-1} < z < z_{l_2}, \\ \dots \\ \varepsilon(N) = \varepsilon_b, z_{N-1} < z < z_N, \\ \varepsilon(s) = 1. \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Уравнения Максвелла в слое ФК на классе полей  $TM$ -типа с частотой  $\omega$

$$\{E_{x,z}; H_y\} = \{E_{x,z(z)}; H_{y(z)}\} \exp[i(k_x z - \omega t)], \quad (\text{A.2})$$

имеют вид

$$\begin{aligned} \left( \frac{d^2}{dz^2} + \frac{\varepsilon_\alpha \omega^2}{c^2} \right) E_x(z) &= 0, \\ H_y(z) &= \frac{-ic}{\omega} \frac{dE_x}{dz}, \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

где  $c$  – скорость света в вакууме,  $\alpha = a, b, d$ . Выражение для коэффициента пропускания ФК получим, используя метод трансфер-матрицы.

Для рассматриваемой нами структуры распределение электрического поля в слоях имеет вид

$$E_x(n, t) = \left[ A(n)e^{\alpha(n)(z-z_n)} + B(n)e^{-\alpha(n)(z-z_n)} \right] e^{-i\omega t}, \quad (\text{A.4})$$

где  $A(n), B(n)$  – амплитуды соответственно падающей и отраженной волн в  $n$ -м слое,

$$\alpha(n) = \frac{\sqrt{\varepsilon(n)}\omega}{c}. \quad (\text{A.5})$$

Распределение магнитного поля в слоях дается выражением

$$H_y(n, t) = \left[ \sqrt{\varepsilon(n)}A(n)e^{i\alpha(n)(z-z_n)} - \sqrt{\varepsilon(n)}B(n)e^{-i\alpha(n)(z-z_n)} \right] e^{-i\omega t} \quad (\text{A.6})$$

Из условия непрерывности  $E_x, H_y$  на границах раздела сред  $z = z_{n-1}$  получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} A(n)e^{-i\alpha(n)\gamma_n} + B(n)e^{i\alpha(n)\gamma_n} &= A(n-1) + B(n-1), \\ \sqrt{\varepsilon(n)} \left[ A(n)e^{-i\alpha(n)\gamma_n} + B(n)e^{i\alpha(n)\gamma_n} \right] &= \sqrt{\varepsilon(n-1)} (A(n-1) - B(n-1)), \end{aligned}$$

которая может быть представлена как матричное уравнение

$$\begin{pmatrix} A(n-1) \\ B(n-1) \end{pmatrix} = T_{n-1,n} \begin{pmatrix} A(n) \\ B(n) \end{pmatrix}. \quad (\text{A.7})$$

$T_{n-1,n}$  называется трансфер-матрицей и выражается формулой

$$T_{n-1,n} = D^{-1}(n-1)D(n)P(n), \quad (\text{A.8})$$

где

$$D(n) = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \sqrt{\varepsilon(n)} & -\sqrt{\varepsilon(n)} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.9})$$

$$P(n) = \begin{pmatrix} e^{-i\alpha(n)\gamma_n} & 0 \\ 0 & e^{i\alpha(n)\gamma_n} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.10})$$

толщины слоев  $\gamma_n = z_n - z_{n-1}$ ,  $n = 1, 2, \dots, N$ .

Из (A.7) следует связь амплитуд  $A(0)$ ,  $B(0)$  с  $A(s)$  и  $B(s)$ :

$$\begin{pmatrix} A(0) \\ B(0) \end{pmatrix} = \widehat{M} \begin{pmatrix} A(s) \\ B(s) \end{pmatrix}, \quad (\text{A.11})$$

$$\widehat{M} = \widehat{T}_{01}\widehat{T}_{12}\dots\widehat{T}_{N-1,N}\widehat{T}_{Ns}, \quad (\text{A.12})$$

где  $s \equiv N + 1$ ,  $\gamma_N + 1 \equiv 0$ .

При условии, что отсутствует отражение электромагнитных волн с правой стороны образца ФК, коэффициент отражения с левой стороны

$$r(\omega) = \left| \left( \frac{B(0)}{A(0)} \right)_{B(s)=0} \right|^2. \quad (\text{A.13})$$

Используя (A.12), окончательно получаем

$$r(\omega) = \left| \frac{\widehat{M}_{21}}{\widehat{M}_{11}} \right|^2. \quad (\text{A.14})$$

Коэффициент пропускания  $t(\omega)$  определяется выражением

$$t(\omega) = \left| \left( \frac{A(s)}{A(0)} \right)_{B(s)=0} \right|^2.$$



В отсутствие поглощения  $r(\omega) + t(\omega) = 1$ , и  $t(\omega)$  определяется как:

$$t(\omega) = 1 - \left| \frac{\widehat{M}_{21}}{\widehat{M}_{11}} \right|^2, \quad (\text{A.15})$$

где  $\widehat{M}_{11}$ ,  $\widehat{M}_{21}$  – элементы матрицы  $\widehat{M}$ .

# Приложение Б

## Временная теория связанных мод

Оптические свойства локализованного состояния, такого как таммовский плазмон-поляритон, могут быть описаны с помощью временной теории связанных мод. Суть данной теории заключается в том, что любое состояние (резонанс) может быть охарактеризовано собственной частотой  $\omega_0$  и количеством  $N$  портов, через которые энергия поступает в это состояние (резонанс) и утекает из него. Причем утрата энергии в каналах описывается временами релаксации  $\tau_l$ ,  $l = 1 \dots N$ . Предположим, что состояние описывается комплексной амплитудой  $A$  и энергией  $|A|^2$ . Состояние может быть представлено как сумма входящих и исходящих потоков энергии с амплитудами  $s_{l\pm}$ . Если исток энергии из состояния осуществляется по двум энергетическим каналам с временами релаксации  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , то время жизни состояния будет определяться как  $1/\tau = 1/\tau_1 + 1/\tau_2$ . Изменение амплитуды  $A$ , в этом случае, удовлетворяет уравнению:

$$dA/dt = -i\omega_0 A - A/\tau, \quad (\text{Б.1})$$

которое имеет решение  $A(t) = A(0)e^{-i\omega_0 t - t/\tau}$ .

Выражение [Б.1](#), с учетом амплитуд входящих и исходящих потоков энергии  $s_{l\pm}$ , может быть переписано в виде:

$$dA/dt = -i\omega_0 A - A/\tau_1 - A/\tau_2 + \alpha_1 s_{1+} + \alpha_2 s_{2+}, \quad (\text{Б.2})$$

причем  $s_{l-} = \beta_l s_{l-} + \gamma_l A$ . Здесь  $\alpha_l$  и  $\gamma_l$  – величины, характеризующие силы связи каналов,  $\beta$  – коэффициент отражения энергии в канале. Однако модель способна корректно описать свойства локализованного состояния даже без учета этих параметров. Достаточно знать величину времени релаксации  $\tau$  и частоту состояния  $\omega_0$ . В конечном счете изменение амплитуды поля локализованного состояния может быть представлена в виде:

$$\frac{dA}{dt} = -i\omega_0 A - \sum_{i=1}^2 A/\tau + \sum_{i=1}^2 \sqrt{\frac{2}{\tau_i}} s_{l+}, \quad (\text{Б.3})$$

а связь амплитуд потоков определяется выражением:

$$s_{l-} = -s_{l+} + \frac{2}{\tau_l} A. \quad (\text{Б.4})$$

С помощью выражений **Б.3** и **Б.4** можно предсказать спектр пропускания структуры. В общем случае, коэффициент пропускания – это отношение амплитуд падающей и прошедшей волны. Падающее излучение с частотой  $\omega$  будет затухать по закону  $e^{-i\omega t}$ , а  $dA/dt = -i\omega A$ . С учетом этих условий, выражения **Б.3** и **Б.4** могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} -i\omega A &= -i\omega_0 A - \sum_{i=1}^2 A/\tau + \sum_{i=1}^2 \sqrt{\frac{2}{\tau_i}} s_{l+}, \\ s_{l-} &= -s_{l+} + \frac{2}{\tau_l} A, \\ s_{2-} &= \frac{2}{\tau_2} A. \end{aligned} \quad (\text{Б.5})$$

Коэффициент пропускания может быть определен как отношение  $s_{2-}$  к  $s_{1+}$  и определяется как:

$$T(\omega) = \frac{|s_{2-}|^2}{|s_{1+}|^2} = \frac{\frac{2}{\tau_2} |A|^2}{|s_{1+}|^2} = \frac{\frac{4}{\tau_1 \tau_2}}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right)^2}. \quad (\text{Б.6})$$

Аналогичным образом может быть получено выражение для коэффициента отражения системы:

$$R(\omega) = \frac{|s_{1-}|^2}{|s_{1+}|^2} = \frac{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_2}\right)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}\right)^2}. \quad (\text{Б.7})$$

В бездиссипативной системе полученные выражения удовлетворяют условию  $T(\omega) + R(\omega) = 1$ . В диссипативных системах величина потерь (поглощения) может быть определена из закона сохранения энергии  $T(\omega) + R(\omega) + A(\omega) = 1$ .

Из Б.6 видно, что на частоте локализованного состояния пропускание может быть равно 1 только в случае, когда  $\tau_1 = \tau_2$ . Это условие называется условием критической (оптимальной) связи.

Добротность локализованного состояния может быть оценена как:

$$Q = \omega\tau/2, \quad (\text{Б.8})$$

где  $\tau \gg 2\pi/\omega_0$ .

Временная теория связанных мод количественно точно описывает систему при добротностях больше 30. Однако, качественное описание можно получить и для резонансов с низкой добротностью. Расширение границ применимости временной теории связанных мод позволяет охватить большее количество задач и использовать её для описания низкодобротных дефектных мод и таммовских плазмон-поляритонов.