

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

на правах рукописи

Гомон Даниэль Александрович

**Разработка и исследование резонансных частотно-
селективных фильтров в терагерцовом диапазоне частот**

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Санкт-Петербург 2020

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

на правах рукописи

Гомон Даниэль Александрович

**Разработка и исследование резонансных частотно-
селективных фильтров в терагерцовом диапазоне частот**

Специальность 01.04.05

«Оптика»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
кандидат
физико-математических наук
Ходзицкий Михаил Константинович

Диссертация подготовлена Санкт-Петербургском национальном исследовательском университете информационных технологий, механики и оптики.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук
Ходзицкий Михаил Константинович

Официальные оппоненты: _____

Защита состоится _____ 2020 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета _____ Университета ИТМО по адресу: 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49, аудитория _____.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Университета ИТМО по адресу: 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д.49 и на сайте ipro.ifmo.ru.

Ученый секретарь диссертационного совета _____ Университета ИТМО
кандидат физико-математических наук _____.

ITMO University

As a manuscript

Gomon Daniel Alexandrovich

**Development and research of resonant frequency-selective
filters in the terahertz frequency range**

Specialty 01.04.05

«Optics»

Academic dissertation candidate of technical sciences

Supervisor:

PhD

Khodzitsky Mikhail Konstantinovich

Saint-Petersburg 2020

The research was carried out at Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics (ITMO University).

Scientific adviser: PhD
Khodzitsky Mikhail Konstantinovich

Official opponents: _____

The defense will be held on __.__.2020 at __:__ at the meeting of the ITMO University Dissertation Council

The thesis is available in the Library of ITMO University, 49 Kronversky pr., Saint-Petersburg, Russia and on fppo.ifmo.ru website.

Scientific Secretary of the ITMO University Dissertation Council

Оглавление

Реферат	7
Synopsis.....	35
Введение.....	60
Глава 1 Метаматериалы с перестраиваемыми характеристиками	61
1.1 Применение терагерцового излучения в современной науке	61
1.2 Обзор методов управления характеристиками метаматериалов	63
1.2.1 Метаматериалы и устройства на основе метаматериалов	63
1.2.2 Метод управления характеристиками в зависимости от частоты.....	63
1.2.3 Общие конструкции элементарной ячейки	64
1.3 Активные метаповерхности.....	66
1.3.1 Активно-переключаемые и настраиваемые по частоте полупроводниковые гибридные метаповерхности	66
1.3.2 Графеновые гибридные метаповерхности.....	72
1.3.3 Другие переключаемые и перестраиваемые по резонансной частоте метаповерхности.....	77
1.3.4 Нелинейные метаповерхности.....	79
1.4 Выводы по Главе 1	87
Глава 2 Разработка селективных зеркал на основе электрических кольцевых резонаторов	89
2.1 Описание структуры.....	89
2.2 Расчет и процесс конструирования.....	90
2.2.1 Определение эталонных параметров.....	92
2.2.2 Анализ влияния геометрии электрических кольцевых резонаторов	93
2.2.3 Влияние толщины диэлектрической прослойки	95
2.2.4 Анализ толщины электрических кольцевых резонаторов	99
2.3 Окончательная реализация	100
2.4 Процесс изготовления	100
2.5 Экспериментальная установка	102
2.6. Результаты и обсуждение	103
2.7 Выводы по Главе 2.....	105
Глава 3 Разработка частотно-избирательной поверхности на основе массива крестообразных резонаторов с возможностью механического управления резонансной частотой	106
3.1 Расчёт геометрических параметров крестообразных резонаторов	107

3.2 Численное моделирование	108
3.2.1 Модель колебательного контура	108
3.3 Методика эксперимента	110
3.3.1 Экспериментальный образец	110
3.3.2 Управление характеристиками фильтра	112
3.4 Выводы по Главе 3.....	113
Глава 4 Управление оптическими свойствами углеродных нанотрубок	115
4.1 Исследуемые образцы углеродных нанотрубок	117
4.2 Влияние геометрических параметров слоя углеродных нанотрубок на их оптические свойства в терагерцовом диапазоне частот	118
4.3 Измерение импеданса углеродных нанотрубок	120
4.4 ТГц импульсная спектроскопия углеродных нанотрубок.....	121
4.5 ТГц непрерывная спектроскопия углеродных нанотрубок.....	124
4.6 Выводы по Главе 4.....	126
Глава 5 Разработка оптически-перестраиваемых режекторных фильтров на основе метаповерхности со слоем углеродных нанотрубок	128
5.1 Структура фильтра.....	129
5.2 Расчет геометрических параметров фильтра	131
5.3 Учет влияния подложки	133
5.4 Изготовление экспериментальных образцов	135
5.5 Экспериментальная установка	136
5.6 Результаты	137
5.7 Выводы по Главе 5.....	139
Заключение	140
Список сокращений и условных обозначений.....	143
Список литературы	144
Список иллюстративного материала.....	162
Приложение (основные публикации по теме диссертационной работы).....	168

Реферат

Общая характеристика диссертации

Актуальность темы

В последнее время терагерцовый (ТГц) диапазон частот, занимающий в спектре электромагнитного излучения промежуточное положение между хорошо изученными микроволновым и оптическим диапазонами, является одной из основных тенденций развития современной фотоники. Данный частотный диапазон представляет большой интерес из-за множества его практических применений, включающие разные области, такие как неразрушающий контроль, военная и гражданская оборона, химия, медицина, экология и исследование предметов искусства. Особенное внимание уделяется терагерцовой спектроскопии, так как в субмиллиметровом диапазоне длин волн лежат линии поглощения как простых, так и сложных молекул, соответствующие вращательным колебаниям молекулы, что позволяет проводить неразрушающую визуализацию. Большинство используемых источников ТГц излучения (фотопроводящих антенн и нелинейных кристаллов, возбуждаемыми фемтосекундными лазерными импульсами) являются широкополосными. Для таких источников требуются фильтры, позволяющие выделять спектральную полосу вблизи определенной частоты. В иных случаях требуется фильтры, способные "вырезать" определённую спектральную полосу вблизи частоты, наносящей вред биообъектам. Высокотехнологичными с позиции производства и эксплуатации являются управляющие ТГц излучением элементы, представляющие собой тонкие частотно-избирательные поверхности, спектральные характеристики которых зависят от геометрии их структурной ячейки. Основными областями применения таких устройств являются ТГц коммуникации, ТГц спектроскопия и диагностика. Для изготовления полосовых фильтров (позволяющих выделять спектральную полосу вблизи определенной частоты) часто используют частотно-избирательную поверхность, которая представляет из себя тонкую металлическую пленку, которую перфорируют с

использованием разной геометрии (кресты, квадраты, круги, кольца и прочие) в двумерном массиве. Основным элементом режекторных фильтров (способных "вырезать" определённую спектральную полосу) является массив металлических резонаторов, которые также могут обладать различной геометрией. Фильтры обоих типов могут выступать как высокочастотные, низкочастотные, узко- или широкополосные фильтры и, самое важное свойство таких фильтров состоит в том, что их оптические характеристики могут быть изменены выбором геометрии и ее размерами. Кроме этого, они компактны и имеют простой и доступный процесс изготовления. В последние годы всё больше работ посвящены разработке перестраиваемых ТГц устройств, в том числе модуляторов и фильтров, предложены различные методы управления: химически, термически, приложением напряжения, посредством электрического поля и пр. Для создания перестраиваемых ТГц устройств используются материалы с возможностью управления оптическими свойствами: оксид ванадия, жидкие кристаллы, графен, углеродные нанотрубки. Установлено, что слой углеродных нанотрубок может применяться в разработке и проектировании перестраиваемых устройств, поскольку его проводимость может контролироваться с помощью внешнего воздействия: приложенного электрического поля или оптического возбуждения. В данной работе предлагаются конструкции трёх структур частотно-селективных фильтров, управляемых механически, поляризацией падающего излучения и посредством возбуждения оптическим излучением (со слоем углеродных нанотрубок).

Цель работы: разработка новых типов частотно-селективных фильтров, позволяющих управлять спектральными характеристиками терагерцового излучения частотного диапазона 0,1-2 ТГц.

Задачи работы:

- численное моделирование и экспериментальное исследование спектральных характеристик узкополосного частотно-селективного зеркала (поглотителя) на основе сдвоенных электрических кольцевых резонаторов с

возможностью управления частотой резонансных пиков с помощью изменения поляризации падающего излучения;

- численное моделирование и экспериментальное исследование спектральных характеристик полосового фильтра на основе крестообразных резонаторов с возможностью управления резонансной частотой фильтра с помощью механической перестройки;
- экспериментальное исследование возможности управления оптическими свойствами слоя одностенных углеродных нанотрубок с помощью оптического возбуждения инфракрасным излучением различной интенсивности;
- численное моделирование и экспериментальное исследование спектральных характеристик режекторного фильтра на основе крестообразных резонаторов и слоя нанотрубок с возможностью управления коэффициентом пропускания на резонансных частотах с помощью оптического возбуждения инфракрасным излучением различной интенсивности.

Научная новизна работы

1. Впервые с помощью численного моделирования изучено влияние толщины и размеров сдвоенных электрических кольцевых резонаторов и толщины диэлектрической прослойки на спектральные характеристики частотно-селективного зеркала (поглотителя) на основе четырёхслойной структуры из массива сдвоенных электрических кольцевых резонаторов, полиимидной диэлектрической прослойки, отражающего медного слоя и кремниевой подложки в терагерцовом диапазоне частот.
2. Разработана частотно-избирательная метаповерхность на основе четырёхслойной структуры из массива сдвоенных электрических кольцевых резонаторов, полиимидной диэлектрической прослойки, отражающего медного слоя и кремниевой подложки с максимальным поглощением (99,57% на резонансной частоте 1,06 ТГц для у-поляризованной волны и

99,11% при 0,4 ТГц для x -поляризованной волны), которое достигается при следующих оптимальных толщинах слоёв: массив сдвоенных электрических кольцевых резонаторов – 0,5 мкм, отражающий медный слой – 0,5 мкм, полиимидная диэлектрическая прослойка – 21,6 мкм; и геометрических параметрах электрических кольцевых резонаторов: длина – 160 мкм, ширина – 80 мкм, толщина полос – 5 мкм, ширина разрыва – 15 мкм, расстояние между резонаторами – 15 мкм.

3. Показано влияние длины нанотрубок на дисперсию оптических свойств слоя одностенных нанотрубок в диапазоне частот от 0,2 до 1 ТГц. Продемонстрировано увеличение вещественной и уменьшение мнимой частей комплексной проводимости слоя одностенных нанотрубок, а также рост вещественной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости при увеличении длины нанотрубок от 10 до 40 нм.
4. Показано увеличение вещественной и уменьшение мнимой частей диэлектрической проницаемости слоя одностенных углеродных нанотрубок в диапазоне частот от 0,2 до 1 ТГц при увеличении интенсивности оптической накачки на длине волны 980 нм.
5. Разработан полосовой фильтр, представляющий собой двухслойную структуру из алюминиевой плёнки толщиной 0,5 мкм с вырезанными крестообразными резонаторами поверх подложки из материала лавсан толщиной 65 мкм. Фильтр разделён на 4 части с разными геометрическими параметрами вырезанных крестообразных резонаторов, при повороте фильтра вокруг оси, перпендикулярной плоскости фильтра, резонансная частота переключается в диапазоне 0,1-0,4 ТГц, а пропускание на резонансной частоте увеличивается с 82% до 91%.
6. Разработан режекторный фильтр, представляющий собой трёхслойную структуру из массива крестообразных резонаторов толщиной 0,5 мкм поверх подложки из полиэтилентерефталата толщиной 68 мкм, снизу подложки нанесён слой углеродных одностенных нанотрубок толщиной 1 мкм (длина нанотрубок 0,3 мкм, диаметр 1,3 нм). Резонансная частота

фильтра 0,15 ТГц, а добротность 16, геометрические параметры крестообразных резонаторов: длина полосы – 741 мкм, ширина полосы – 199 мкм, период структуры – 1164 мкм. При воздействии оптической накачки с длиной волны 980 нм и плотностью мощности 0,75 Вт/см² коэффициент пропускания фильтра на резонансной частоте увеличивается с 16% до 25%.

Практическая значимость

1. Полученные в работе зависимости спектральных характеристик от геометрических размеров метаповерхности на основе четырёхслойной структуры из массива сдвоенных электрических кольцевых резонаторов, полиимидной диэлектрической прослойки, отражающего медного слоя и кремниевой подложки могут быть использованы для разработки терагерцовых идеальных частотно-селективных поглотителей с возможностью управления частотой резонансных пиков с помощью изменения поляризации падающего излучения.
2. Полученные в работе зависимости оптических свойств одностенных углеродных нанотрубок от их длины и интенсивности излучения накачки могут быть использованы для разработки компактных управляемых устройств для терагерцового диапазона частот, таких как: фазовращатели и фильтры.
3. Полученные в работе зависимости спектральных характеристик от геометрических размеров резонаторов метаповерхности, представляющей собой двухслойную структуру из алюминиевой плёнки толщиной 0,5 мкм с вырезанными крестообразными резонаторами поверх подложки из материала лавсан толщиной 65 мкм, могут быть использованы для разработки терагерцовых полосовых фильтров с возможностью механического переключения резонансной частоты.
4. Полученные в работе зависимости спектральных характеристик метаповерхности, представляющую собой трёхслойную структуру из

массива крестообразных резонаторов толщиной 0,5 мкм поверх подложки из полиэтилентерефталата толщиной 68 мкм, снизу подложки нанесён слой углеродных одностенных нанотрубок толщиной 1 мкм (длина нанотрубок 0,3 мкм, диаметр 1,3 нм), могут быть использованы для разработки терагерцовых режекторных фильтров с возможностью настройки коэффициента пропускания на резонансной частоте.

Положения, выносимые на защиту

1. Экспериментально продемонстрировано поглощение 99,57% на резонансной частоте 1,06 ТГц для у-поляризованной волны и 99,11% при 0,4 ТГц для х-поляризованной волны для узкополосных селективных зеркал на основе четырёхслойной структуры из массива сдвоенных электрических кольцевых резонаторов, полиимидной диэлектрической прослойки, отражающего медного слоя и кремниевой подложки. Показана возможность управления частотой резонансных пиков с помощью изменения поляризации падающего излучения.
2. Экспериментально показано оптическое управление дисперсией комплексной диэлектрической проницаемости слоя одностенных углеродных нанотрубок диаметром 1,3-2 нм на политетрафторэтиленовой подложке в диапазоне частот от 0,2 до 1 ТГц при возбуждении инфракрасным излучением с длиной волны 980 нм различной интенсивности. Для слоя одностенных углеродных нанотрубок, толщиной 55 нм, продемонстрировано увеличение на 4000 о.е. вещественной части и уменьшение на 2000 о.е. мнимой части диэлектрической проницаемости, на частоте с максимальной интенсивностью излучения (0,3 ТГц) при увеличении интенсивности оптической накачки от 0 до 0,7 Вт/см².
3. Экспериментально показано управление спектральными характеристиками режекторного фильтра на основе крестообразных резонаторов и слоя нанотрубок с помощью возбуждения излучением с длиной волны 980 нм. Показано, что слой толщиной 1 мкм углеродных нанотрубок диаметром 1,3

нм увеличивает пропускание основного и побочного резонансных максимумов фильтра на частотах 0,155 и 0,275 ТГц соответственно при интенсивности излучения накачки 0,75 Вт/см². Показана возможность механического управления спектром пропускания полосового фильтра на основе крестообразных резонаторов.

Апробация работы

Основные положения и результаты работы докладывались и обсуждались на 17 конференциях: на IX международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2015» (Санкт-Петербург, Россия, 12-16 октября 2015); всероссийской научной школе-семинаре «Взаимодействие СВЧ, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами» (Саратов, Россия, 14 мая - 17 мая 2015); международном симпозиуме «Optics and its Applications» (Ереван, Армения, 25-28 июля 2016); международный симпозиум «Оптика и биофотоника» (Саратов, Россия, 27-30 сентября 2016); международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики - 2016» (Санкт-Петербург, Россия, 17-21 октября 2016); международной конференции «Summer School on Optics & Photonics in Oulu 2017» (Оулу, Финляндия, 1-3 июня 2017); международном семинаре «Science seminar Changchun University of Science and Technology» (Чаньчунь, Китай, 28 октября – 4 ноября 2017); международной конференции «Young scientist Chinese-Russian Optics & Photonics Symposium CROPS 2017» (Санкт-Петербург, Россия, 27 ноября – 6 декабря 2017); международной конференции «SPB OPEN 2018» (Санкт-Петербург, Россия, 2-5 апреля 2018); международной конференции «IONS Changchun 2018» (Чаньчунь, Китай, 17-20 августа 2018); международной конференции «Modern Problems of Laser Physics» (Новосибирск, Россия, 25-31 августа 2018); международной конференции «Terahertz and Microwave radiation: Generation, Detection and Applications» (Нижний Новгород, Россия, 22-25 октября 2018); XLVIII научной и учебно-методической конференции Университета ИТМО (Санкт-Петербург, Россия, 29 января – 1 февраля 2019); международной

конференции «SPb Photonic, Optoelectronic, & Electronic Materials, SPb-POEM 2019» (Санкт-Петербург, Россия, 24-27 апреля 2019), международной конференции «6th International School and Conference Saint-Petersburg OPEN 2019» (Санкт-Петербург, Россия, 23-24 апреля 2019), международной конференции «IRMMW-THz 2019» (Париж, Франция, 1-6 сентября 2019), XLIX научной и учебно-методической конференции Университета ИТМО (Санкт-Петербург, Россия, 29 января – 1 февраля 2020).

Достоверность и надежность результатов

Достоверность результатов обусловлена достаточным объемом выборок при спектральном анализе частотно-селективных фильтров; согласием полученных экспериментальных результатов с современными знаниями об устройстве частотно-селективных фильтров; совместным использованием взаимодополняющих методов численного моделирования и импульсной ТГц спектроскопии.

Личный вклад автора

Автор лично получил оригинальные экспериментальные спектры пропускания управляемых режекторных фильтров и спектры отражения частотно-селективных зеркал (совместно с соавторами МГТУ им. Н. Э. Баумана). При непосредственном участии диссертанта проведены обработка и анализ экспериментальных и теоретических результатов спектров пропускания полосовых фильтров совместно с соавторами из Университета ИТМО. Автор лично получил дисперсии вещественной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости слоя углеродных нанотрубок. Также диссертантом лично проведено численное моделирование спектров отражения частотно-селективных зеркал и проведён анализ полученных результатов.

Публикации

Основное содержание диссертации опубликовано в 20 печатных работах, из них 12 в научных журналах, индексируемых международными базами данных, 2 рекомендованных ВАК, 4 индексируемых базой данных РИНЦ и 2 в материалах международных и российских конференций.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, 5 глав, заключения, списка литературы. Общий объем диссертации составляет 161 страницу, включая 37 рисунков, 7 таблиц и список цитируемой литературы из 197 наименований.

Основное содержание работы

Во введении обоснована актуальность проведенного исследования.

В первой главе представлен литературный обзор по теме диссертационного исследования. Приведена краткая информация о применении терагерцового излучения в современной науке [1–3]. Рассмотрены примеры применения частотно-селективных фильтров [4–8]. Объяснено понятие метаматериалов. Также подробно разобраны конструкции и сферы применения таких типов частотно-селективных фильтров, как: частотно-селективные метаповерхности и частотно-селективные фильтры с управляемыми характеристиками. Помимо того были рассмотрены материалы с перестраиваемыми оптическими параметрами в терагерцовом диапазоне частот и методы их управления.

Во второй главе описан процесс разработки идеального селективного зеркала на основе электрических кольцевых резонаторов.

Структура, изучаемая в этой главе, представляет собой поглотитель на основе метаматериалов (ММП) с элементарной ячейкой на основе электрических кольцевых резонаторов (ЭКР), используемой при реализации узкополосных поглотителей. Эта структура состоит из 4 слоев: 1 - кремниевая подложка, 2 - отражающая медная пленка, 3 - диэлектрическая прослойка, 4 - матрица медных

ЭКР. ЭКР состоит из двух разорванных колец, соединенных друг с другом, и определяется следующим набором параметров: g – ширина разрыва ЭКР; w – ширина полосы; a , b – длина и ширина элементарной ячейки метаповерхности соответственно; p – расстояние между границей ЭКР и границей элементарной ячейки. Структура элементарной ячейки метаповерхности проиллюстрирована на Рисунке 1.

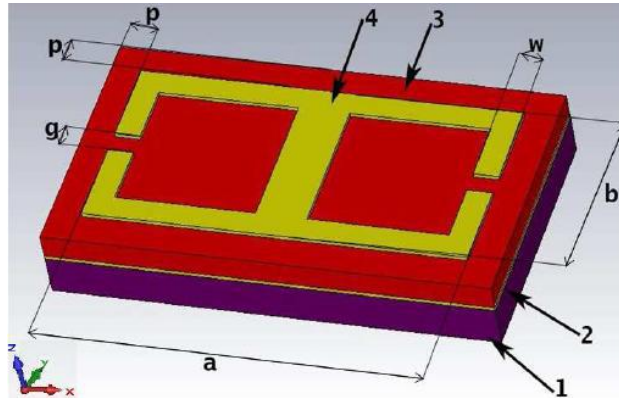


Рисунок 1 – Структура элементарной ячейки метаповерхности. 1 – кремниевая подложка (20 мкм); 2 – медный отражающий слой (0,5 мкм); 3 – диэлектрик (12 мкм); 4 – массив медных ЭКР (0,5 мкм)

Чтобы провести исследование влияния геометрических параметров ЭКР, было проведено численное моделирование 5 образцов с различными геометрическими параметрами ЭКР. Значения геометрических параметров образцов приведены в Таблице 1.

Таблица 1 - Моделируемые геометрические параметры ММП

№ образца	a , мкм	b , мкм	g , мкм	p , мкм	w , мкм
1	160	80	15	15	5
2	176	88	15	15	5,5
3	192	96	15	15	6
4	208	104	15	15	6,5
5	224	112	15	15	7

Результаты этого моделирования (5 структур с геометрическими параметрами из Таблицы 1 и следующими толщинами слоев: подложка – 20 мкм,

отражательный слой – 0,5 мкм, прослойка полиимида – 12 мкм, массив ЭКР – 0,5 мкм) представлены на Рисунке 2. Они демонстрируют относительно низкое поглощение ТГц излучения, не превышающее 55%.

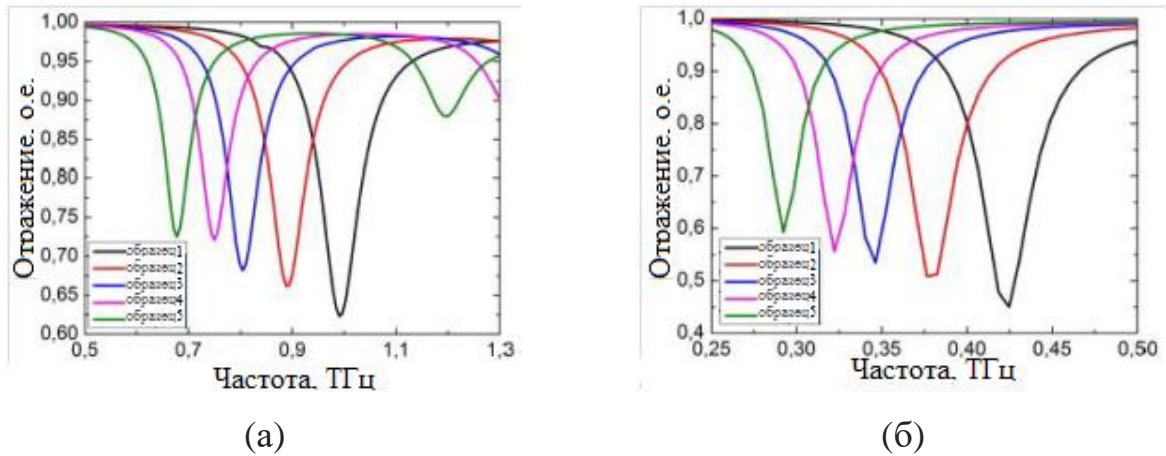


Рисунок 2 – Спектры отражения 5 образцов с геометрическими параметрами из Таблицы 1 для у-поляризованных (а) и х-поляризованных (б) волн

Чтобы показать влияние толщины прослойки на поглощение образца для образца 1 из Таблицы 1 было проведено параметрическое исследование влияния толщины прослойки в диапазоне от 5 до 35 мкм (Рисунок 3).

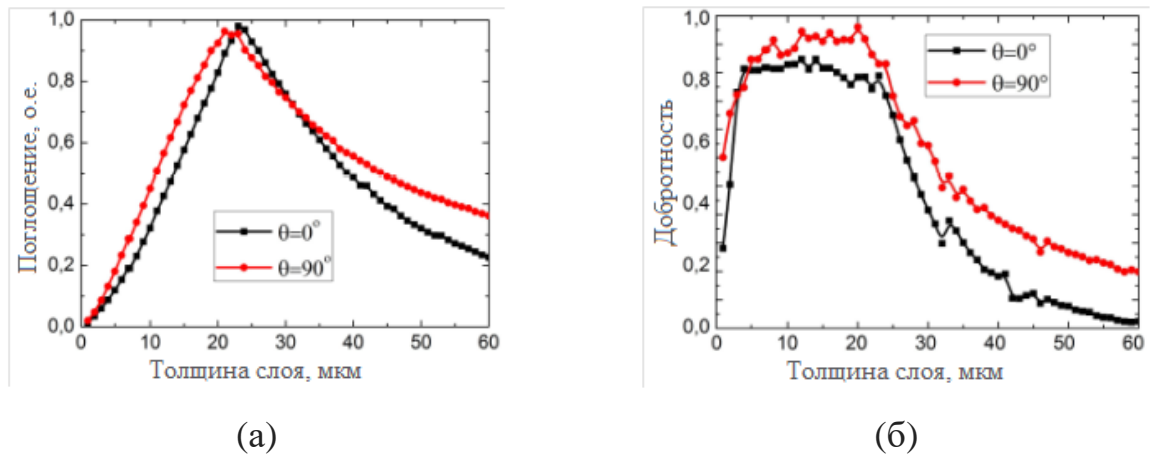


Рисунок 3 – Влияние толщины слоя полиимида SU-8 на поглощающую способность на резонансном пике (а) и добротность (б) для образца 1 с толщиной слоя ЭКР 0,5 мкм. $\theta=0^\circ$, $\theta=90^\circ$ – углы между вектором напряжённости электрического поля падающей волны и короткой стороной ЭКР, соответствующие у- и х-поляризации соответственно

Чтобы иметь максимальное значение поглощения, толщина ЭКР должна быть больше, чем толщина скин-слоя, выраженная формулой (1):

$$\Delta = c \sqrt{2 \frac{\varepsilon_0}{\omega \mu_m} \rho}, \quad (1)$$

где Δ – толщина скин-слоя, c – скорость света, ε_0 – диэлектрическая проницаемость свободного пространства, ω – циклическая частота, μ_m – относительная магнитная проницаемость меди, ρ – удельное сопротивление меди. Толщина скин-слоя меди на резонансной частоте составляет $\Delta = 0,13$ мкм.

Так как толщина ЭКР должна быть больше, чем толщина скин-слоя, был выбран диапазон толщины от 0,2 мкм до 1 мкм для моделирования и оценки влияния толщины ЭКР. Результаты расчета поглощения и добротности на резонансной частоте метаповерхности для двух поляризаций: $\theta=0^\circ$, $\theta=90^\circ$.

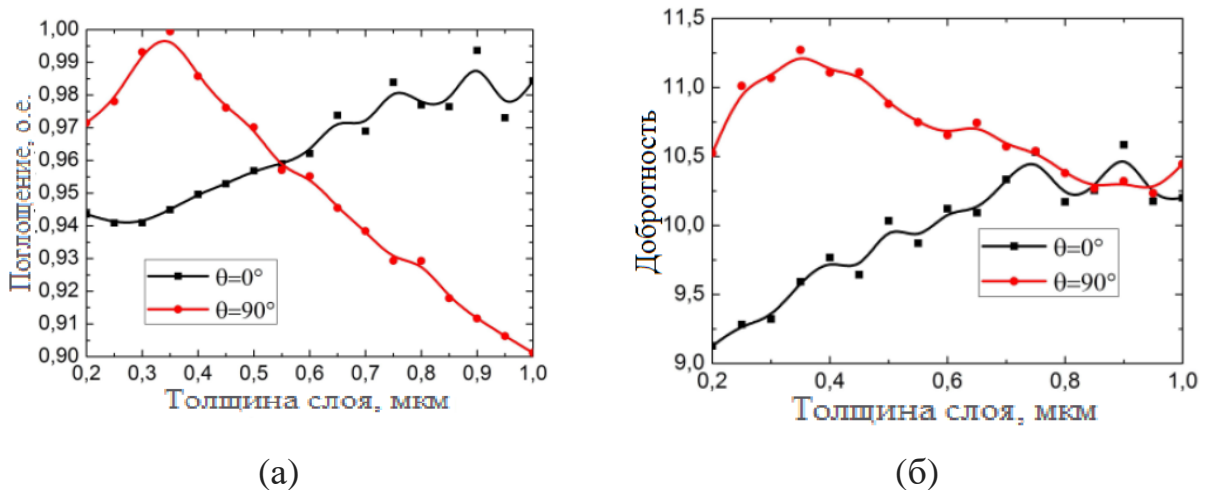


Рисунок 4 – Влияние толщины слоя ЭКР на поглощение на резонансном пике (а) и на добротность (б) для образца 1 с толщиной полиимидного слоя 23 мкм

В данной главе представлена конструкция метаповерхности, проведён анализ влияния толщины слоёв метаповерхности, описан процесс изготовления экспериментальных образцов, а также представлены результаты экспериментального исследования образцов.

Были изготовлены два экспериментальных образца с параметрами представленными в Таблице 2 (образцы №1 и №3). Микрофотографии образцов представлены на Рисунке 5 (вставки).

Таблица 2 - Геометрические параметры для изготовленных образцов

№ образца	a , мкм	b , мкм	g , мкм	p , мкм	w , мкм
(а)	159	78	13	17	5
(б)	208	98	13	23	6

Коэффициент отражения был измерен для изготовленных образцов ММП, чтобы получить поглощение каждого из образцов (спектры отражения образцов представлены на Рисунке 5). Образец (а) демонстрирует полное поглощение 99,57% на частоте 1,06 ТГц для у-поляризованной волны и 99,11% на частоте 0,4 ТГц для х-поляризованной волны; для образца (б) измеренное поглощение составляет 99,98% на частоте 0,87 ТГц для у-поляризованной волны и 98,68% на частоте 0,33 ТГц для х-поляризованной волны.

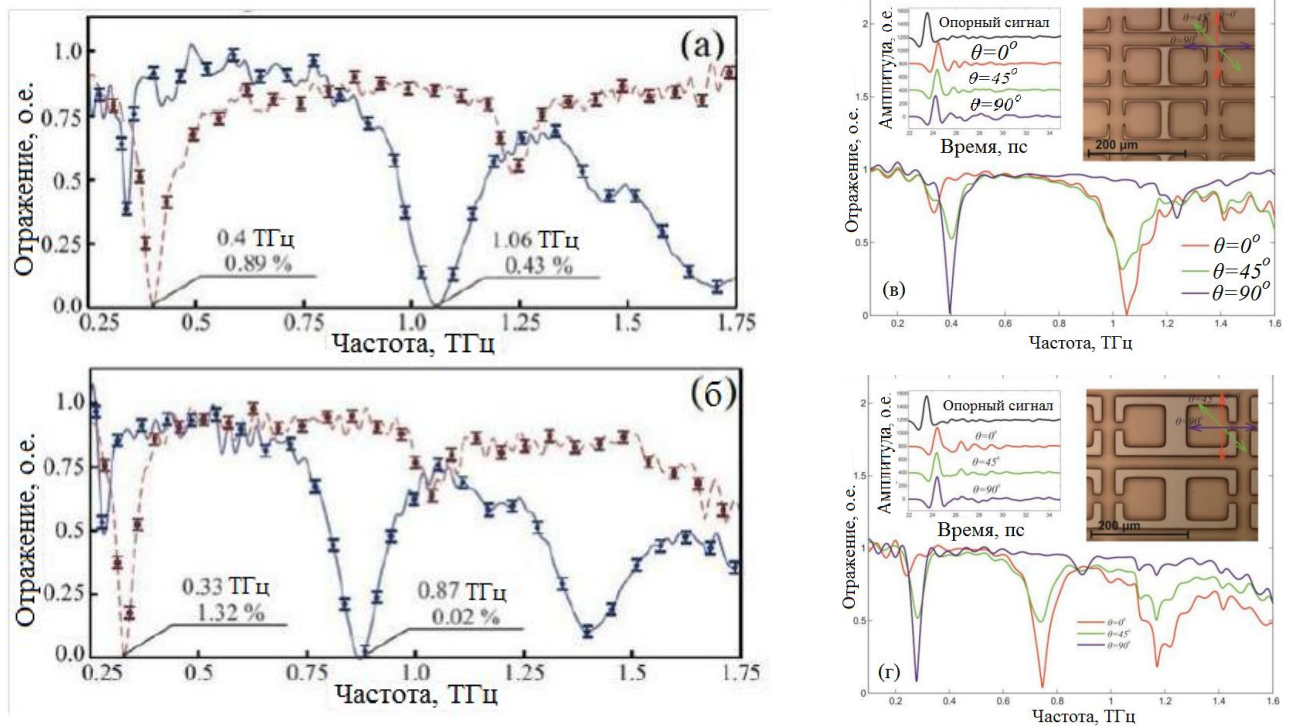


Рисунок 5 – (а) и (б) Спектры отражения для у-поляризованной (синяя кривая) и х-поляризованной (красная кривая) волн для экспериментальных образцов ММП (а) и (б) с геометрическими параметрами из Таблицы 2; (в) и (г) амплитудные спектры отражения и временные формы для разных поляризаций волны ($\theta=0^\circ$, 45° , 90°) для (а) и (б) экспериментальных образцов с геометрическими параметрами из Таблицы 2. Вставки: микрофотографии образцов

Таким образом, методом численного моделирования были выявлены оптимальные толщины слоёв метаповерхности для достижения максимального поглощения на резонансном пике, а также определено влияние геометрических параметров ЭКР на частотное положение резонансного пика. Экспериментально продемонстрировано поглощение 99,57% на резонансной частоте 1,06 ТГц для у-поляризованной волны и 99,11% при 0,4 ТГц для x -поляризованной волны.

В третьей главе содержатся данные о разработке механически управляемого полосового фильтра на основе металлической плёнки с массивом вырезанных крестообразных резонаторов.

Положение резонансной частоты пропускания полосового фильтра определяется геометрическими параметрами крестообразных резонаторов — длиной L , шириной K и периодом G (Рисунок 6).

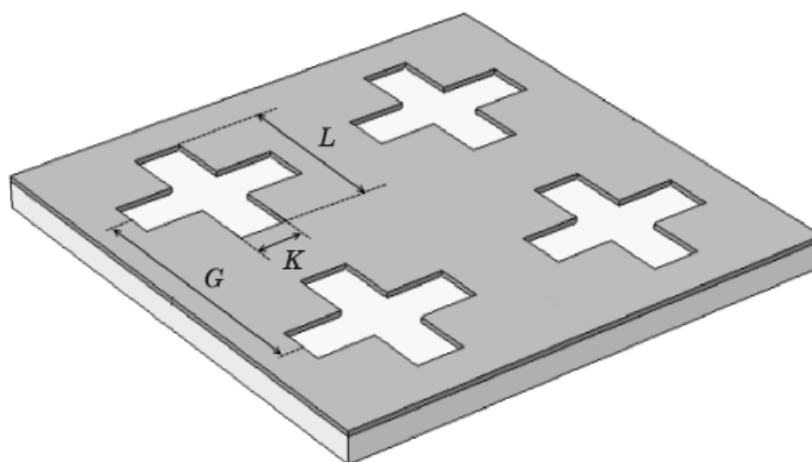


Рисунок 6 – Параметры фильтра с крестообразной геометрией

Используя значения параметров крестообразных резонаторов из Таблицы 3, были построены спектры пропускания фильтра для четырех частот (0,1; 0,2; 0,3; 0,4 ТГц). Резонансные частоты спектров, полученные в результате моделирования, практически совпали с теоретическими данными. Коэффициент пропускания близок к единице.

Таблица 3 – Параметры крестообразных фильтров для заданных резонансных частот

f , ТГц	G , мкм	L , мкм	K , мкм
-----------	-----------	-----------	-----------

0,1	2351	1533	445
0,2	1175	766	222
0,3	784	511	148
0,4	588	383	111

Для прогнозирования вида спектра пропускания можно использовать теоретическую модель колебательного контура, которая представлена в [9].

Коэффициент пропускания можно рассчитывать с помощью этой модели:

$$\frac{P_T}{P_{IN}} = 1 - \left[\frac{|(Z_{grid}||Z_0) - Z_0|}{|(Z_{grid}||Z_0) + Z_0|} \right]^2, \quad (2)$$

$$Z_{grid} = (R + j\omega L) || (j\omega C)^{-1}, \quad (3)$$

где P_{IN} – мощность падающего излучения, P_T – мощность прошедшего излучения, $Z_0=377$ Ом – импеданс свободного пространства, $R=7,8 \times 10^{-2}$ Ом – омические потери в сетке, L – индуктивность, C – емкость, ω – циклическая частота, Z_{grid} – импеданс элементарной ячейки.

Добротность колебательного контура составляет:

$$Q = \frac{\omega_r C Z_0}{2}, \quad (4)$$

где ω_r — резонансная частота, равная:

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (5)$$

Для фильтров с подложкой ёмкости и индуктивности были рассчитаны на основе результатов моделирования. Ёмкость можно рассчитать по формуле (4), зная добротность, электрический импеданс свободного пространства и резонансную частоту, а затем, используя рассчитанную емкость, индуктивность рассчитать по формуле (5). Получив, таким образом, значения индуктивности и емкости для одного фильтра, путем пропорционального изменения относительно резонансной частоты, можно рассчитать L и C для других фильтров.

Тестовый образец (Рисунок 7 а) представляет собой круг, разделенный на 4 части, каждая из которых содержит массив крестообразных резонаторов с геометрическими параметрами, представленными в Таблице 3. Таким образом, каждая часть имеет пиковое пропускание на разных резонансных частотах, что

обеспечивает механическое управление. Фильтр изготовлен методом прямой лазерной абляции металлической пленки поверх полимерной подложки [10]. Материалом подложки является лавсан толщиной 65 мкм, его диэлектрическая проницаемость равна 3. Металлическая пленка с вырезанными крестовыми резонаторами представляет собой слой алюминия толщиной 0,5 мкм. Спектры пропускания каждой части такой структуры были получены путём численного моделирования в среде Comsol Multiphysics с использованием метода конечных элементов, аналитически с использованием модели колебательного контура и экспериментально с использованием импульсной ТГц спектроскопии (Рисунке 7).

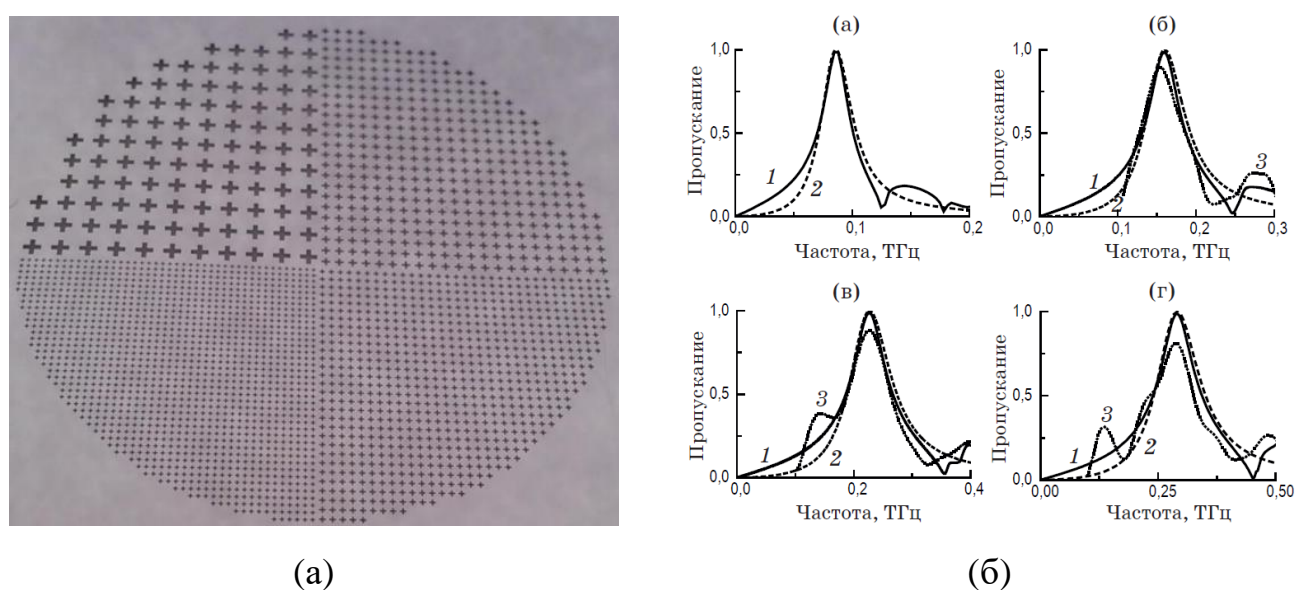


Рисунок 7 – (а) Фотография изготовленного образца; (б) спектры пропускания, полученные численно (1), теоретически (2) и экспериментально (3) для исследуемого образца

Резонансные частоты f и коэффициенты пропускания на этих частотах T , полученные разными методами, указаны в Таблице 4 (f_i и T_i — теоретическое исследование, f_{sim} и T_{sim} — результаты моделирования; f_{exp} и T_{exp} — экспериментальные данные).

Таблица 4 – Спектральные характеристики фильтров, полученные численно, аналитически и экспериментально

Спектральные характеристики	Фильтр №1	Фильтр №2	Фильтр №3	Фильтр №4
-----------------------------	-----------	-----------	-----------	-----------

f , ТГц	f_t	0,087	0,155	0,219	0,285
	f_{sim}	0,086	0,160	0,227	0,291
	f_{exp}	–	0,154	0,226	0,288
T	T_t	1	1	1	1
	T_{sim}	0,98	0,99	0,99	0,98
	T_{exp}	–	0,91	0,88	0,82

Геометрические параметры крестообразных резонаторов (G , K , L) для фильтров первоначально рассчитывались для резонансных частот 0,1; 0,2; 0,3; 0,4 ТГц (Таблица 3), однако в результате добавления лавсановой подложки все резонансные частоты сместились в сторону более низких частот. Из-за этого спектр пропускания первого фильтра не попадал в диапазон рабочих частот спектрометра (0,1–1,0 ТГц).

Таким образом, была разработана структура полосового фильтра с возможностью переключения между 4 резонансными частотами (0,1; 0,2; 0,3; 0,4 ТГц) с пропусканием в диапазоне от 82% до 91%. Аналитические расчёты, численное моделирование и экспериментальные данные показали хорошее соответствие.

В четвёртой главе показана возможность управления диэлектрическими свойствами слоя углеродных нанотрубок при освещении его инфракрасным излучением.

Углеродные нанотрубки (УНТ) были синтезированы путём химического осаждения из газовой фазы, с точным контролем их морфологии, формирования связок и толщины слоя [11]. Способ производства одностенных углеродных нанотрубок (ОСУНТ) в аэрозольной фазе позволяет получать ОСУНТ с очень высоким качеством [12]. Спектр поглощения образца, подготовленного методом сухого переноса на кварцевую подложку, показан на Рисунке 8 (а). На Рисунке 8 (б) и (в) показаны соответственно изображение, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии, структура ОСУНТ на кварцевой подложке и изображение, полученное с помощью пропускающей электронной микроскопии, отдельных нанотрубок. Слой ОСУНТ был нанесен на кварцевую

подложку с двумя параллельными золотыми электродами и освещался лазером с длиной волны 532 нм, как показано на схеме на Рисунке 8 (г). Измеряемая емкость и сопротивление образца уменьшались при циклическом освещении (Рисунок 8 (д)). Наблюдаемое изменение электрической емкости составляет около 10%, в то время как изменение сопротивления составляет менее 0,2%. Это измерение позволяет предположить, что настройка диэлектрической проницаемости более чувствительна к свету, чем настройка проводимости.

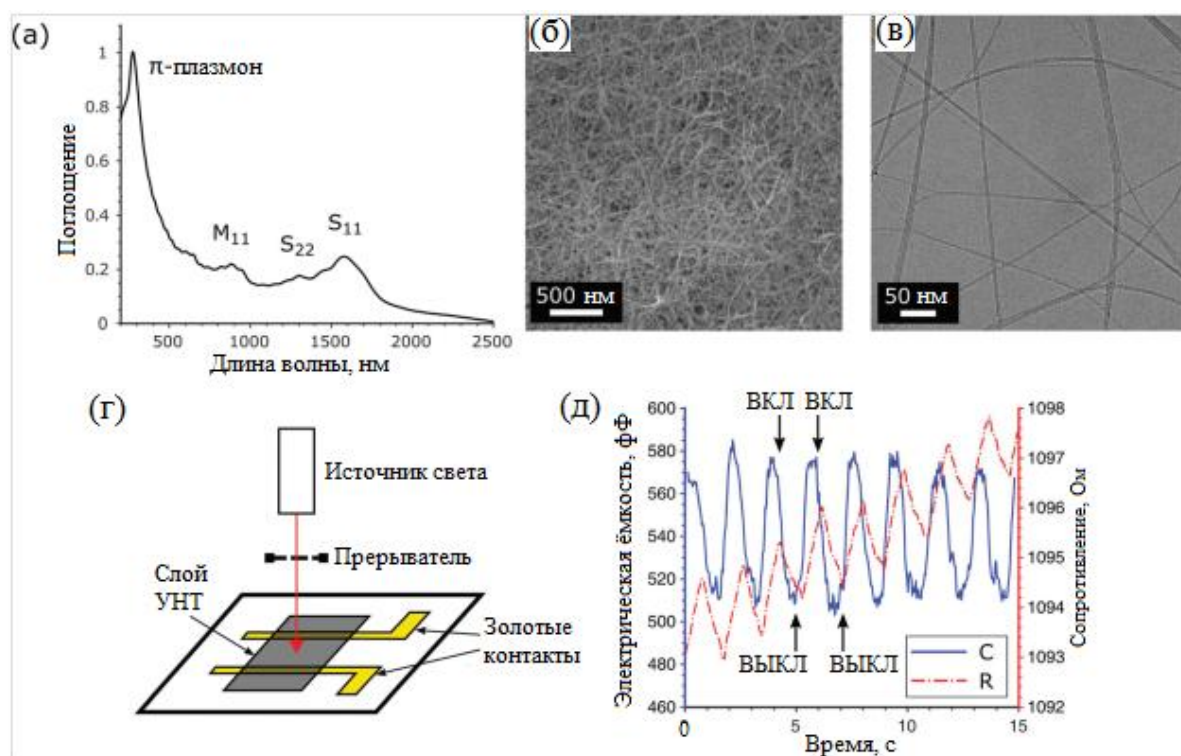


Рисунок 8 – Характеристика тонких слоев ОСУНТ: (а) спектр оптического поглощения образца ОСУНТ. Средний диаметр ОСУНТ рассчитывается по положению пика S_{11} с использованием графика Катауры; (б) изображение ОСУНТ, полученные с помощью сканирующей электронной микроскопии; (в) изображение ОСУНТ, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии; (г) схематическое изображение установки измерения импеданса слоя ОСУНТ на кварцевой подложке при освещении светом; (д) измеренное влияние циклического освещения на емкость и сопротивление слоя ОСУНТ

Принципиальная схема установки ТГц импульсной спектроскопии (ТИС) показана на Рисунке 9 (а). Инфракрасный фемтосекундный лазерный импульс

был разделен на два луча с соотношением 1:9. «Зондирующий пучок» содержал 10% энергии, а «пучок накачки»- 90%. Генерация ТГц сигнала осуществлялась за счёт фотоэффекта Дэмбера в полупроводниковом кристалле InAs, который находился в магнитном поле 2 Т. Детектирование ТГц сигнала осуществлялось за счет эффекта Поккеляса в электрооптическом нелинейном кристалле CdTe.

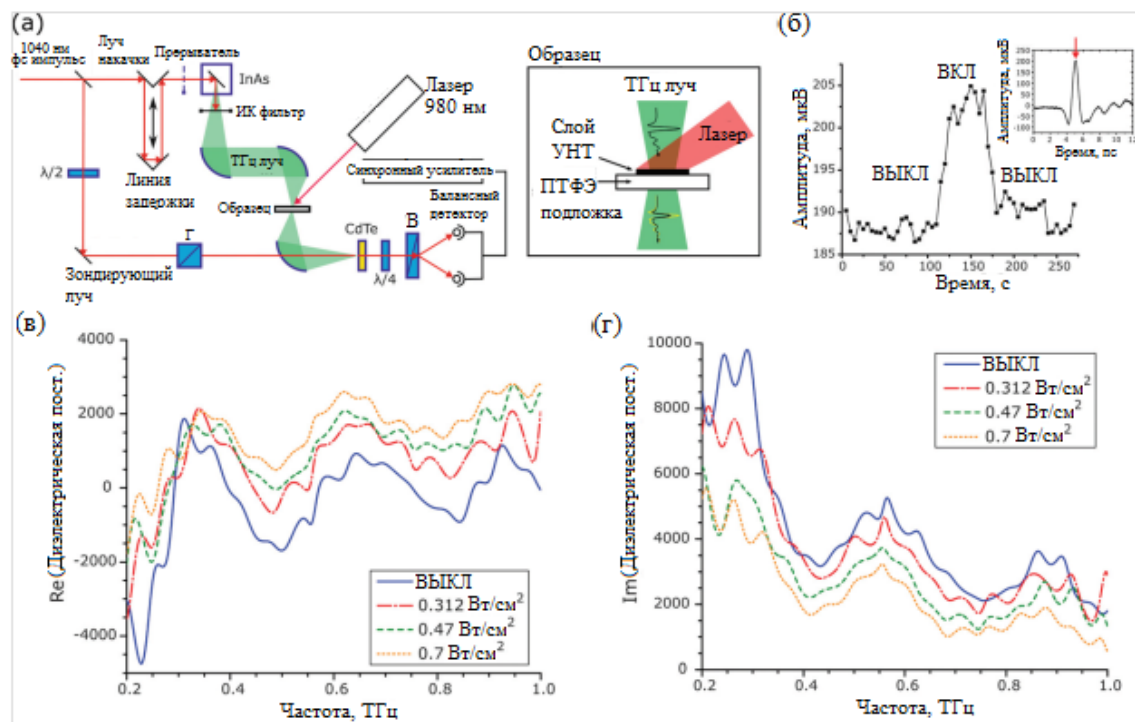


Рисунок 9 – Характеристика ОСУНТ с помощью ТГц импульсной спектроскопии: (а) схематическое изображение установки ТИС. Ch - оптический прерыватель, InAs - ТГц генератор (кристалл InAs в магнитном поле 2 Тл), G - призма Глана, CdTe - нелинейный кристалл, $\lambda/2$ и $\lambda/4$ – полу- и четвертьволновая пластины, W - призма Волластона; (б) изменение пиковой амплитуды обнаруженного ТГц сигнала во включенном и выключенном состояниях освещения. Вставка – временная форма одиночного ТГц импульса; (в, г) действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости образца ОСУНТ. Значительное увеличение действительной части и уменьшение мнимой части диэлектрической проницаемости наблюдаются с увеличением интенсивности света

Пиковые амплитуды детектированных ТГц импульсов были записаны как функция от освещения образца (показано на вложении Рисунке 9 (б)). Среднее

возрастание амплитуды в процессе освещения составляет 8%, как показано на Рисунке 9 (б). Длина волны возбуждения здесь отличается от длины волны лазера, использованного для прямого измерения импеданса, соответствующего различным значениям оптического поглощения слоя ОСУНТ. Измеренная комплексная диэлектрическая проницаемость ОСУНТ, характеризующаяся изменением сдвига фазы и амплитуды ТГц излучения, представлена на Рисунках 9 (в) и 9 (г). При отсутствии освещения, действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости принимает отрицательные значения при частоте ниже 0,3 ТГц. Более того она показывает резонансное поведение, что означает, что проводимость не может быть описана простой моделью Друде. Взамен чего, может быть применена модель Друде-Лоренца в комбинации с теорией Максвелла-Гарнетта. Под воздействием освещения действительная часть диэлектрической проницаемости возрастает, в то время как мнимая часть уменьшается, при увеличении интенсивностях освещения 0,312; 0,47 и 0,7 Вт/см².

Таким образом, было показано, что при увеличении интенсивности оптического возбуждения с длиной волны 980 нм наблюдается значительное увеличение действительной и уменьшение мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости.

В пятой главе показан процесс разработки оптически управляемого режекторного фильтра. В данной главе исследуется возможность создания управляемых фильтров на основе метаповерхности из крестообразных резонаторов и углеродных нанотрубок. Геометрия такой метаповерхности описывается следующим набором параметров: P – период структуры крестообразных резонаторов; L – длина линий крестообразных резонаторов; W – ширина линий крестообразных резонаторов; h – толщина диэлектрической подложки. На Рисунке 10 (а), (б) представлены конструкции полосового и режекторного фильтров, а на Рисунке 10 (в), (г) их спектры пропускания.

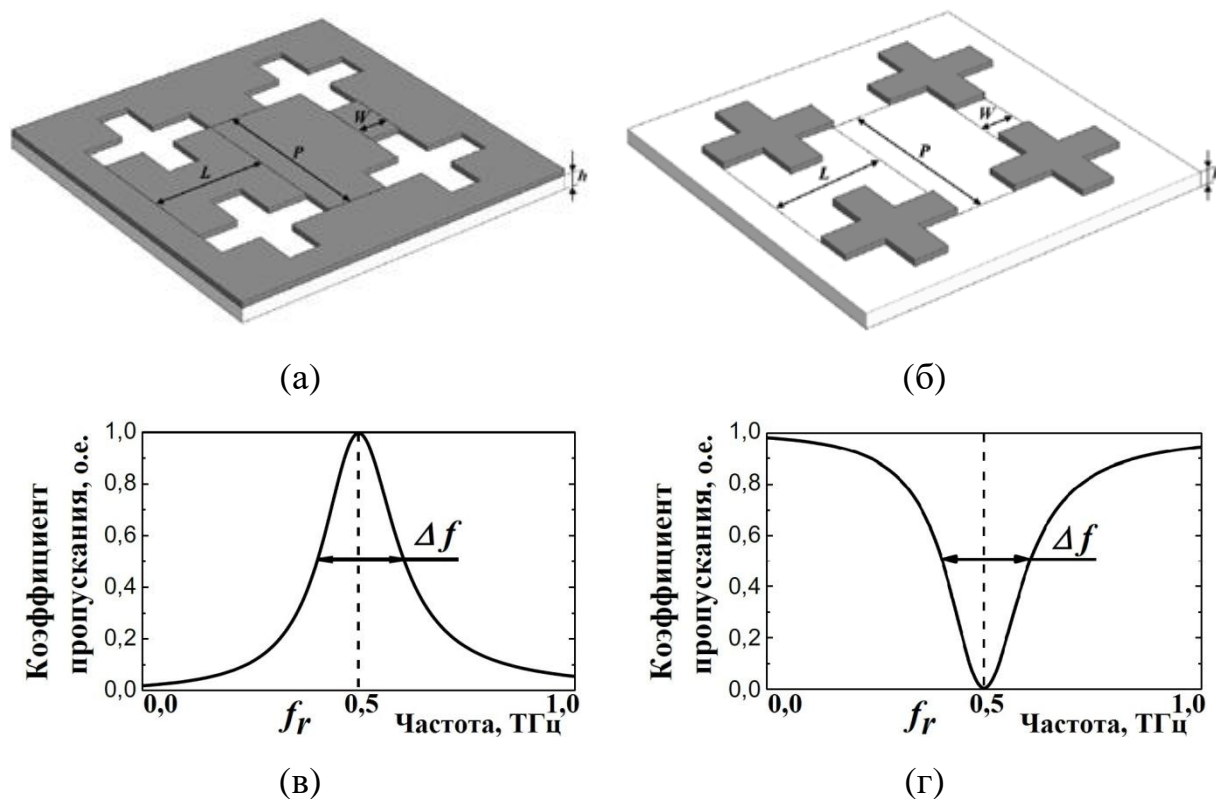
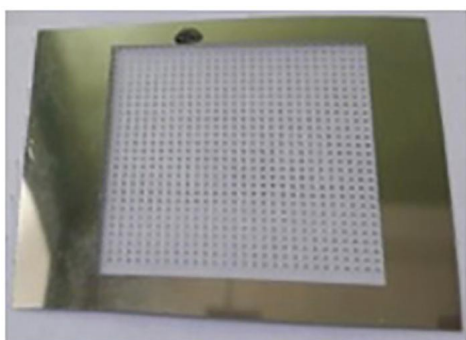
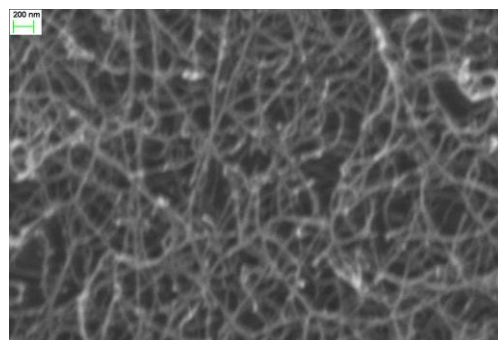


Рисунок 10 – Конструкции (а) полосового и (б) режекторного фильтров; схематические спектры пропускания (в) полосового и (г) режекторного фильтров

При пропорциональном изменении всех параметров резонатора ($P = kP_0$, $L = kL_0$, $W = kW_0$), резонансная частота изменяется в $1/k$ раз (т.е. $f_r^0 = kf_r$, где f_r – резонансная частота фильтра с параметрами P , L и W , а f_r^0 – резонансная частота фильтра с параметрами P_0 , L_0 и W_0) и не изменяется добротность фильтра. Был изготовлен образец режекторного фильтра на основе крестообразных резонаторов (геометрические параметры: $L = 741$ мкм; $W = 199$ мкм; $P = 1164$ мкм), с резонансной частотой $f_r = 0,15$ ТГц и добротностью $Q = 16$. Затем на фильтр со стороны подложки был нанесен слой УНТ толщиной порядка 1 мкм (длина нанотрубок 0,3 мкм, диаметр 1,3 нм). На Рисунке 11 (а) представлена фотография изготовленного режекторного фильтра с нанесённым слоем нанотрубок, изображение слоя нанотрубок, полученное с помощью атомно-силовой микроскопии показано на Рисунке 11 (б).



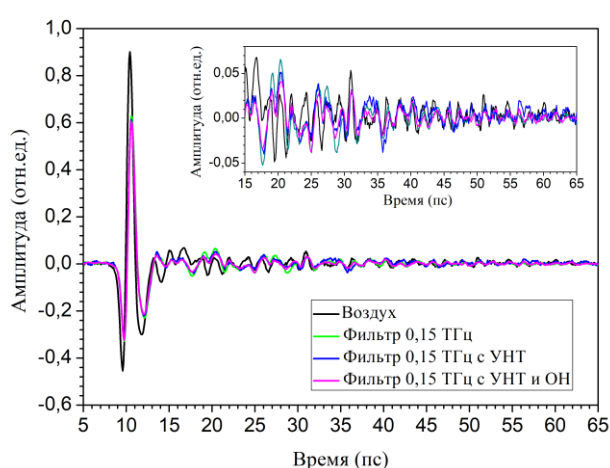
(а)



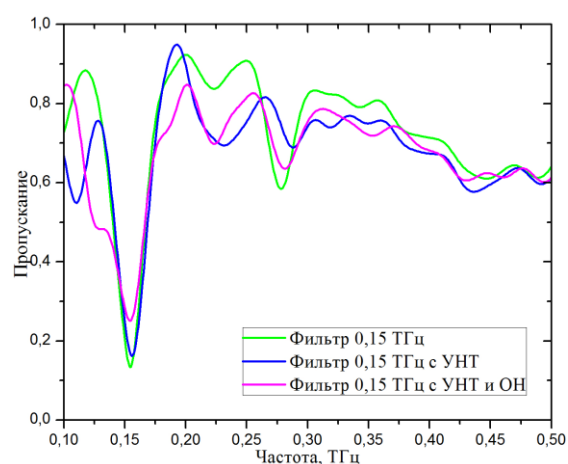
(б)

Рисунок 11 – (а) Фотография изготовленного режекторного фильтра; (б) изображение слоя нанотрубок, полученное с помощью атомно-силовой микроскопии

Волновые формы воздуха, пустого фильтра и фильтра с УНТ показаны на Рисунке 12 (а). Для вычисления погрешности измерения волновых форм, каждый образец был измерен 5 раз, в каждом измерении каждая точка временной формы измерялась 500 раз. На Рисунке 12 (а) представлено среднее значение в каждой точке, относительная погрешность не превышает 3%. Все три спектра пропускания (без слоя УНТ, со слоем УНТ без накачки и со слоем УНТ с оптической накачкой (ОН)), полученных с помощью Фурье-преобразования, представлены на Рисунке 12 (б).



(а)



(б)

Рисунок 12 – Волновые формы фильтров (а) и экспериментальные спектры пропускания фильтров (б)

Таким образом, экспериментально показано, что слой углеродных нанотрубок нанесенный на обратную сторону подложку влияет на пропускание основного максимума (0,15 ТГц) и на резонансную частоту побочного максимума (0,275 ТГц), сдвигая его на 9 ГГц в сторону больших частот.

Основные результаты работы

1. Разработаны конструкции трёх типов фильтров терагерцового излучения. Методом численного моделирования и экспериментально (методом импульсной терагерцовой спектроскопии), получены следующие результаты;
 - 1.1. Частотно-селективные зеркала показали поглощение 99,57% на резонансной частоте 1,06 ТГц для у-поляризованной волны и 99,11% при 0,4 ТГц для х-поляризованной волны. Показана возможность управления резонансной частотой с помощью изменения поляризации падающего излучения.
 - 1.2. Полосовые фильтры на основе крестообразных резонаторов продемонстрировали возможность механического переключения между 4 резонансными частотами (0,1; 0,2; 0,3; 0,4 ТГц) с пропусканием в диапазоне от 82% до 91%.
 - 1.3. Режекторные фильтры на основе крестообразных резонаторов и слоя нанотрубок продемонстрировали возможность управления спектральными характеристиками с помощью возбуждения излучением с длиной волны 980 нм. Показано, что излучения с длиной волны 980 нм при интенсивности излучения накачки $0,75 \text{ Вт/см}^2$ увеличивает пропускание основного и побочного резонансных максимумов на частотах 0,155 и 0,275 ТГц соответственно.
2. Выявлено значительное увеличение действительной и уменьшение мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости одностенных углеродных нанотрубок с увеличением интенсивности излучения возбуждения с длиной волны 980 нм.

Цитируемая литература

1. Tao H. et al. Recent progress in electromagnetic metamaterial devices for terahertz applications //IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2010. – Т. 17. – №. 1. – С. 92-101.
2. Pendry J. B. et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena //IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 1999. – Т. 47. – №. 11. – С. 2075-2084.
3. Schurig D. et al. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies //Science. – 2006. – Т. 314. – №. 5801. – С. 977-980.
4. Barbuto M. et al. Design of a non-Foster actively loaded SRR and application in metamaterial-inspired components //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2012. – Т. 61. – №. 3. – С. 1219-1227.
5. Ozbay E. et al. Ferroelectric based tuneable SRR based metamaterial for microwave applications //2007 European Microwave Conference. – IEEE, 2007. – С. 497-499.
6. Velez A., Bonache J., Martín F. Doubly tuned metamaterial transmission lines based on complementary split-ring resonators //Electromagnetics. – 2008. – Т. 28. – №. 7. – С. 523-530.
7. Velez A., Bonache J., Martín F. Varactor-loaded complementary split ring resonators (VLCSRR) and their application to tunable metamaterial transmission lines //IEEE Microwave and wireless components letters. – 2008. – Т. 18. – №. 1. – С. 28-30.
8. Lim H. et al. A tunable notch resonator based on varactor-loaded complementary split-ring resonators //2008 International Workshop on Antenna Technology: Small Antennas and Novel Metamaterials. – IEEE, 2008. – С. 426-429.
9. Porterfield D. W. et al. Resonant metal-mesh bandpass filters for the far infrared //Applied Optics. – 1994. – Т. 33. – №. 25. – С. 6046-6052.
10. Баля В.К. Создание плёночной микрооптики методом лазерной абляции полимерных материалов // Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. СПб.: НИУ ИТМО

11. Anoshkin I. V. et al. Hybrid carbon source for single-walled carbon nanotube synthesis by aerosol CVD method //Carbon. – 2014. – Т. 78. – С. 130-136.
12. Ding E. X. et al. Highly conductive and transparent single-walled carbon nanotube thin films from ethanol by floating catalyst chemical vapor deposition //Nanoscale. – 2017. – Т. 9. – №. 44. – С. 17601-17609.

Публикации автора по теме исследования

Научные издания, входящие в международные реферативные базы данных:

1. Gomon D., Sedykh E., Idelfonso T. M., Zaitsev K., Vozianova A., & Khodzitsky M. Influence of the geometric parameters of the electrical ring resonator metasurface on the performance of metamaterial absorbers for terahertz applications //Chinese Optics. – 2018. – Т. 11. – №. 1. – С. 47-59.
2. Smirnov S., Anoshkin I. V., Demchenko P., Gomon D., Lioubtchenko D. V., Khodzitsky M. & Oberhammer, J. Optically controlled dielectric properties of single-walled carbon nanotubes for terahertz wave applications //Nanoscale. – 2018. – Т. 10. – №. 26. – С. 12291-12296.
3. Soboleva V. Y., Gomon D. A., Sedykh E. A., Balya V. K., & Khodzitskiï M. K. Development of narrow bandpass filters based on cross cavities for the terahertz frequency range //Journal of Optical Technology. – 2017. – Т. 84. – №. 8. – С. 521-524.
4. Gomon D.A., Sedykh E.A., Gill V.V., Zaitsev K.I., Khodzitsky M.K. Modeling and experimental demonstration of terahertz frequency tunable metamaterial absorber // Journal of Physics: Conference Series – 2016 – Т. 735 – No. 1 – С. 012087.
5. Demchenko P.S., Gomon D.A., Anoshkin I.V., Lioubtchenko D.V., Khodzitskiy M.K. Study of optical pumping influence on carbon nanotubes permittivity in THz frequency range // Journal of Physics: Conference Series – 2018 – Т. 1124 – No. 5 – С. 051012.
6. Gomon D., Sedykh E., Soboleva V., Zaitsev A., Khodzitsky M. Influence of the incidence radiation polarization on the absorptivity of Electrical Ring Resonator Metasurface in Terahertz frequency range//Journal of Physics: Conference Series, 2018, Vol. 1062, No. 1, pp. 012013

7. Demchenko P., Gomon D., Anoshkin I., Lioubtchenko D.V., Khodzitskiy M. Influence of optical pumping on properties of carbon nanotubes with different geometric parameters in THz frequency range //2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). – IEEE, 2018. – С. 1-2.
8. Demchenko P.S., Gomon D.A., Anoshkin I.V., Smirnov S., Lioubtchenko D.V., Khodzitskiy M.K. Study of influence of densification on control of conductivity and spectral characteristics of thin films of carbon nanotubes in terahertz frequency range // EPJ Web of Conferences – 2018 – Т. 195 – С. 06022.
9. Gomon D.A., Gusev S.I., Demchenko P.S., Anoshkin I.V., Lioubtchenko D.V., Khodzitskiy M.K. Optically tunable conductivity of carbon nanotubes in terahertz frequency range //Laser Science. – Optical Society of America, 2018. – С. JTU2A. 40.
10. Baimagambetova R., Gomon D.A., Demchenko P.S., Anoshkin I., Khodzitskiy M.K. Study of the effect of carbon nanotube lengths on their conductivity in the terahertz frequency range during optical pumping//Journal of Physics: Conference Series, 2019, Vol. 1410, No. 1, pp. 012125
11. Demchenko P., Gomon D., Litvinov E., Sheklanova E., Khodzitskiy M. Optically tunable terahertz notch filter based on carbon nanotubes//2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). – IEEE, 2019. – С. 1-1.
12. Demchenko P., Gomon D., Khodzitskiy M. THz dielectric photonic crystal with double lattice // Int. Conference on Infrared, Millimeter, and THz Waves, IRMMW-THz – 2019 – С.8874136.

Научные издания, входящие в перечень российских рецензируемых журналов:

1. Гомон Д.А., Соболева В.Ю., Демченко П.С., Шекланова Е.Б., Ходзицкий М. Перестраиваемые терагерцовые фильтры на основе углеродных нанотрубок // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики – 2019. – Т. 19. – № 5(123) – С. 775-782.

2. Соболева В.Ю., Гомон Д.А., Седых Е.А., Баля В.К., Ходзицкий М. Разработка узкополосных фильтров на основе крестообразных резонаторов для терагерцового диапазона частот // Оптический журнал -2017. - Т. 84. - № 8. - С. 23-26

Входящие в РИНЦ

1. Гомон Д.А., Ходзицкий М.К., Даскалаки К., Гурвиц Е.А., Гусев С.И., Цортакис С., Андронаки С.А., Исследование зависимости спектральных характеристик и оптических свойств диэлектрических композитных структур от внутренней периодической структуры для терагерцового диапазона частот, Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие СВЧ, ТГц и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами», Саратов, Россия, 14 мая - 17 мая 2015, С. 178-179.
2. Зайцев К.И., Гурвиц Е.А., Ассасса Т., Гомон Д.А., Ходзицкий М.К. Моделирование и экспериментальная апробация узкополосного поглотителя излучения с перестраиваемыми характеристиками в терагерцовом диапазоне частот, Сборник трудов конференции ОПТИКА 2015, Санкт-Петербург, Россия, 12-16 октября 2015. – С. 647-649.
3. Gomon D., Demchenko P., Khodzitsky M. Investigation of oxipane optical properties in THz frequency range //Modern problems of laser physics. – 2018. – С. 129-130.
4. Гомон Д.А., Седых Е.А., Зайцев К.И., Ходзицкий М.К. Влияние поляризации на поглощение метаповерхности электронных кольцевых резонаторов в терагерцовом диапазоне частот//Сборник трудов Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики» – 2016. – С. 510-512.

Другие публикации.

1. Gomon D.A. Influence of electrical ring resonators metasurface parameters on perfect absorption in terahertz frequency range // 4th International Symposium. “Optics and its Applications”. Yerevan - Ashtarak, Armenia, IET – 2016. – С. 73.

2. Demchenko P.S., Gomon D.A., Anoshkin I.V., Lioubtchenko D.V., Khodzitsky M.K. Study of the conductivity and spectral characteristics of carbon nanotubes under optical pumping in the terahertz frequency range by pulsed THz spectroscopy//BOOK of ABSTRACTS 5th International School and Conference Saint-Petersburg OPEN 2018, IET – 2018 – C. 330-331.

Synopsis

Relevance

Recently, the terahertz (THz) frequency range, which occupies an intermediate position in the spectrum of electromagnetic radiation between the well-studied microwave and optical ranges, is one of the main trends in the development of modern photonics. This range is object of great interest because of its many practical applications, including various fields, such as non-destructive testing, military and civil defense, chemistry, medicine, ecology and the explore of art objects. Particular attention is paid to terahertz spectroscopy, because of there are absorption lines of both simple and complex molecules corresponding to rotational vibrations of the molecule in the submillimeter wavelength range, that allows non-destructive visualization. Most sources of THz radiation (photoconductive antennas and nonlinear crystals irradiated by femtosecond laser pulses) are broadband. For such sources, filters are required, for example, to select the spectral band near a certain frequency. In other cases, filters are required that able to “cut” a specific spectral band near a frequency that is destructive to biological objects. High-tech elements from the standpoint of production and operation are the THz radiation-controlling elements, which are thin frequency-selective surfaces whose spectral characteristics depend on the geometry of their structural cell. The main applications of such devices are THz communication, THz spectroscopy and diagnostics. For the fabrication of band-pass filters (allowing to pass a spectral band near a certain frequency), are often used frequency-selective surface, which is a thin metal film perforated using different geometries (crosses, squares, circles, rings, etc.) in a two-dimensional array. The main element of the notch filters (capable to “cut” a certain spectral band) is an array of metal resonators, which can also have different geometries. Filters of both types operate as high-frequency, low-frequency, narrow-band or wide-band filters, and the most important characteristic of such filters is capability to tune optical characteristics during changing of their geometry and its dimensions. In addition, they are compact and represent a simple and reasonable fabrication process. Recent years, more and more works have been devoted to the

development of tunable THz devices, including modulators and filters, various control methods have been proposed: chemically, thermally, by applying voltage, with the aid of an electric field, etc. To create tunable THz devices, materials with the ability to control optical properties are used: vanadium oxide, liquid crystals, graphene, carbon nanotubes. It has been established that the carbon nanotube layer can be used in the development and design of tunable devices, as far as its conductivity can be controlled by an external action: an applied electric field or optical pumping. In this study, I propose structures of three structures of frequency-selective filters controlled by three methods: mechanically, by the polarization of the incident radiation or by optical radiation pumping (with a layer of carbon nanotubes).

Goal: to develop new types of frequency-selective filters that allow controlling the spectral characteristics of radiation of 0,1-2 THz frequency band.

Tasks:

- numerical modeling and experimental study of the spectral characteristics of a narrow-band frequency-selective mirror (absorber) based on dual electric ring resonators with the ability to control the resonant frequency by changing of incident radiation polarization;
- numerical modeling and experimental study of the spectral characteristics of a band-pass filter based on cross-shaped resonators with the ability to control the resonant frequency of the filter by mechanical tuning;
- experimental study of the possibility of controlling the optical properties of a layer of single-walled carbon nanotubes using optical excitation with infrared radiation of various intensities;
- numerical modeling and experimental study of the spectral characteristics of a notch filter based on cross-shaped resonators and a layer of nanotubes with the ability to control the transmittance at resonant frequencies by optical excitation with infrared radiation of various intensities.

Scientific novelty

1. For the first time using the numerical simulation, the influence of the thickness and dimensions of double electric ring resonators and the thickness of the dielectric layer on the spectral characteristics of a frequency-selective mirror (absorber) based on a four-layer structure from an array of double electric ring resonators, a polyimide dielectric layer, a reflecting copper layer and a silicon substrate was studied in THz frequency range.
2. A frequency-selective metasurface (absorber) based on a four-layer structure from an array of double electric ring resonators, a polyimide dielectric layer, a reflecting copper layer and a silicon substrate with a maximum absorption (99,57% at a resonant frequency of 1,06 THz for a *y*-polarized wave and 99,11% at 0,4 THz for an *x*-polarized wave), which is achieved with the following optimal layer thicknesses: array of dual electric ring resonators — 0,5 μm , reflective copper layer — 0,5 μm , polyimide dielectric layer – 21,6 μm ; and geometric parameters of electric ring resonators: a length of 160 μm , a width of 80 μm , a strip thickness of 5 μm , a gap width of 15 μm , a distance between the resonators of 15 μm .
3. The effect of the length of nanotubes on the dispersion of the optical properties of a layer of single-walled nanotubes in the frequency range from 0,2 to 1 THz was shown. An increase in the real and imaginary parts of the complex conductivity of a single-walled nanotube layer, as well as an increase in the real and imaginary parts of the complex permittivity with an increase in the length of the nanotubes from 10 to 40 nm, were demonstrated.
4. An increase in the real and a decrease in the imaginary part of the permittivity of a single-walled carbon nanotube layer in the frequency range from 0,2 to 1 THz with an increase in the intensity of optical pumping at a wavelength of 980 nm were shown.
5. A band-pass filter was developed, which is a two-layer structure of 0,5 μm thick aluminum film with cut-out cross-shaped resonators on top of a 65 μm thick polyethylene terephthalate substrate. The filter was divided into 4 parts with

different geometric parameters of the cut-out cross-shaped resonators, when turning the transmission, the resonance frequency was switched in the range of 0,1-0,4 THz, and the transmission at the resonant frequency increased from 82% to 91%.

6. A notch filter was developed, which was a three-layer structure of an array of cross-shaped resonators with a thickness of 0,5 μm over a substrate of polyethylene terephthalate with a thickness of 68 μm , a layer of carbon single-walled nanotubes 1 μm thick (a nanotube length of 0,3 μm , a diameter of 1,3 nm was deposited on the bottom of the substrate). The resonant frequency of the filter was 0,15 THz, and the quality factor was 16, the geometric parameters of the cross-shaped resonators were: the stripe length was 741 μm , the stripe width was 199 μm , the period of the structure was 1164 μm . By optical pumping with a wavelength of 980 nm and a power density of 0,75 W / cm², the transmittance of the filter at the resonant frequency increased from 16% to 25%.

Practical importance

1. The dependences of the spectral characteristics on the geometrical dimensions of the metasurface obtained in this work based on a four-layer structure of an array of double electric ring resonators, a polyimide dielectric layer, a reflecting copper layer and a silicon substrate can be used to develop terahertz ideal frequency-selective absorbers with the possibility to control the resonant frequency by changing of incident radiation polarization.
2. The dependences obtained in the PhD thesis on the optical properties of single-walled carbon nanotubes on their length and intensity of pump radiation can be used to develop compact controlled devices for the terahertz frequency range, such as phase shifters and filters.
3. The dependences of the spectral characteristics on the geometric dimensions of the resonators of the metasurface obtained in the work, which is a two-layer structure of an 0,5 mm thick aluminum film with cut out cross-shaped resonators

on top of a 65 micron thick PET substrate, can be used to develop terahertz band filters with the possibility of mechanical switching of resonant frequency.

4. The dependences of the spectral characteristics of the metasurface obtained in the work, which is a three-layer structure of an array of cross-shaped resonators with a thickness of 0,5 μm on top of a substrate of polyethylene terephthalate with a thickness of 68 μm , a layer of carbon single-walled nanotubes 1 μm thick (0,3 μm nanotube length, diameter 1,3 nm), can be used to develop terahertz notch filters with the ability to adjust the transmittance at the resonant frequency by optical pumping.

Scientific statements

1. The absorption of 99,57% at a resonant frequency of 1,06 THz for a y -polarized wave and 99,11% at 0,4 THz for an x -polarized wave for narrow-band selective mirrors based on a four-layer structure from an array of double electric ring resonators, a polyimide dielectric interlayer, a reflective copper layer and a silicon substrate were experimentally demonstrated. The possibility to control the resonant frequency by using change of incident radiation polarization for the narrow-band selective mirrors was shown.
2. Optical control of the dispersion of the complex permittivity of a layer of single-walled carbon nanotubes with a diameter of 1,3-2 nm on a polytetrafluoroethylene substrate in the frequency range from 0,2 to 1 THz under excitation by infrared radiation with a wavelength of 980 nm of various intensities has been experimentally shown. For the layer of single-walled carbon nanotubes with thickness of 55 nm, it was demonstrated the increasing by 4000 a.u. of the real part and decreasing by 2000 a.u. of the imaginary part of the complex permittivity at the frequency with a maximum radiation intensity (0.3 THz) during increasing of the optical pump intensity from 0 to 0,7 W/cm^2 .
3. The control of the spectral characteristics of a notch filter based on cross-shaped resonators and a layer of nanotubes by excitation by radiation with a wavelength of 980 nm was experimentally shown. It was demonstrated that a 1- μm -thick

layer of carbon nanotubes with a diameter of 1,3 nm increases the transmission of the main and secondary resonance maxima at frequencies of 0,155 and 0,275 THz, respectively at a pump radiation intensity of 0,75 W / cm². The possibility of mechanical control of the spectral characteristics for a band-pass filter based on cross-shaped resonators was shown.

Approbations

The main results of the work were reported and discussed at 17 leading international scientific conferences: IX International Conference of Young Scientists and Specialists “Optics-2015” (St. Petersburg, Russia, October 12-16, 2015); all-Russian scientific school-seminar “Interaction of microwave, terahertz and optical radiation with semiconductor micro-and nanostructures, metamaterials and bioobjects” (Saratov, Russia, May 14-17, 2015); 4th International Symposium “Optics and its Applications” (Yerevan, Armenia, July 25-28, 2016); International Symposium “Optics and Biophotonics” (Saratov, Russia, September 27-30, 2016); International conference “Fundamental Problems of Optics - 2016” (St. Petersburg, Russia, October 17-21, 2016); International conference Summer School on Optics & Photonics (Oulu, Finland, June 1-3, 2017); International seminar Science seminar Changchun University of Science and Technology (Changchun, China, October 28 - November 4, 2017); International conference Young scientist Chinese-Russian Optics & Photonics Symposium CROPS 2017 (St. Petersburg, Russia, November 27 - December 6, 2017); 5th International School and Conference “SPB OPEN 2018” (St. Petersburg, Russia, April 2-5, 2018); 2018 IONS Changchun International Conference (Changchun, China, August 17-20, 2018); International conference “Modern Problems of Laser Physics” (Novosibirsk, Russia, August 25-31, 2018); International conference “Terahertz and Microwave radiation: Generation, Detection and Applications” (Nizhny Novgorod, Russia, October 22-25, 2018); XLVIII scientific and educational conference of ITMO University (St. Petersburg, Russia, January 29 - February 1, 2019); International Conference SPb Photonic, Optoelectronic, & Electronic Materials, SPb-POEM 2019 (St. Petersburg, Russia, April 24-27, 2019), 6th International School and Conference

Saint-Petersburg OPEN 2019 (St. Petersburg, Russia, April 23-24, 2019), IRMMW-THz 2019 (Paris, France, September 1-6, 2019), XLIX scientific and educational conference of ITMO University (St. Petersburg, Russia, January 29 - February 1, 2020).

The veracity and reliability of results

The veracity of the results is due to the sufficient selections number in the spectral analysis of frequency-selective filters; the adjustment of the obtained experimental results with modern knowledge about the device of frequency-selective filters; joint use of complementary methods of numerical simulation and terahertz time-domain spectroscopy.

Author's contribution

The author personally received the original experimental transmission spectra of controlled notch filters and reflection spectra of frequency-selective mirrors (together with co-authors of N.E.Bauman Moscow State Technical University). With the direct participation of the defender of thesis, the experimental and theoretical results of the transmission spectra of bandpass filters were processed and analyzed together with co-authors from ITMO University. The author personally obtained dispersions of the real and imaginary parts of the complex permittivity of a layer of carbon nanotubes. He also personally carried out a numerical simulation of the reflection spectra of frequency-selective mirrors and analyzed the results.

Publications

The main results of the PhD thesis were presented in 20 publications, of which 12 in scientific journals recommended by the Scopus and Web of Science, 2 recommended by Higher Attestation Commission, 4 recommended by RSCI and 2 in materials of international and Russian conferences.

The structure and size of the dissertation

The dissertation consists of the introduction, 5 chapters, the conclusion, the list of references. The total volume of the dissertation is 161 pages, including 37 figures, 7 tables and a list of cited literature from 197 titles.

Main contents of work

The introduction substantiates the relevance of the study.

The first chapter is a review on the topic of PhD thesis research. Brief information on the use of THz radiation in modern science was given [1-3]. Examples of the use of frequency selective filters were considered [4–8]. The concept of metamaterials was explained. The structures and applications of such types of frequency-selective filters, such as frequency-selective metasurfaces and frequency-selective filters with controlled characteristics, were also analyzed in details. In addition, materials with tunable optical parameters in THz frequency range and methods for their control were considered.

The second chapter is devoted to the development of an ideal selective mirror (absorber) based on electric ring resonators. The structure studied in this chapter is an absorber based on metamaterials (MMA) with a unit cell based on electric ring resonators (ERR). This structure consists of 4 layers: 1 - a silicon substrate, 2 - a reflecting copper film, 3 - a dielectric layer, 4 - a matrix of copper ERR. ERR consisted of 2 split-ring rings connected to each other, and was determined by the following set of parameters: g is the width of the gap of the ERR; w is the width of stripe; a , b are the length and width of the unit cell of the metasurface (ERR), respectively; p is the distance between the boundary of the ERR and the boundary of the unit cell. The structure of the unit cell of the metasurface is illustrated in Figure 1.

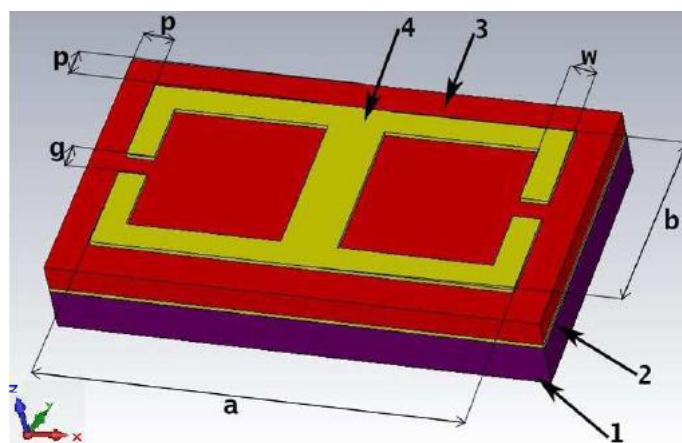


Figure 1 – The structure of the unit cell metasurface. 1 – a silicon substrate (20 μm); 2 – a copper reflective layer (0,5 μm); 3 – a dielectric (12 μm); 4 – a copper ERR (0,5 μm)

In order to study the influence of the geometric parameters of the ERR, a numerical simulation of 5 samples with different geometric parameters of the ERR was carried out. The values of the geometric parameters of samples are shown in Table 1.

Table 1 - Simulated MMA geometric parameters

Sample №	$a, \mu\text{m}$	$b, \mu\text{m}$	$g, \mu\text{m}$	$p, \mu\text{m}$	$w, \mu\text{m}$
1	160	80	15	15	5
2	176	88	15	15	5,5
3	192	96	15	15	6
4	208	104	15	15	6,5
5	224	112	15	15	7

The results of this simulation (5 structures with geometric parameters from Table 1 and layer thicknesses shown in Figure 1) are presented in Figure 2. They demonstrate the relatively low absorption of THz radiation, not exceeding 55%.

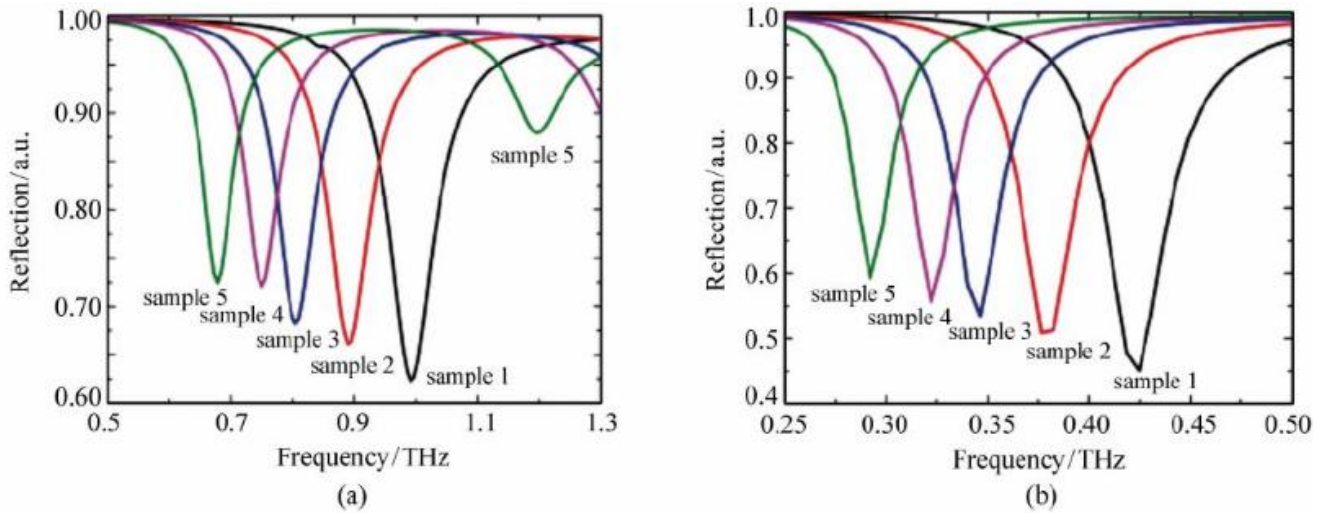


Figure 2 - Spectral characteristics of 5 samples with geometric parameters from Table 1 for y-polarized (a) and x-polarized (b) waves

To illustrate the effect of the spacer thickness on the sample absorptivity, the parametric sweep was performed out in the range from 5 to 35 μm (Figure 3) for the sample 1 in Table 1.

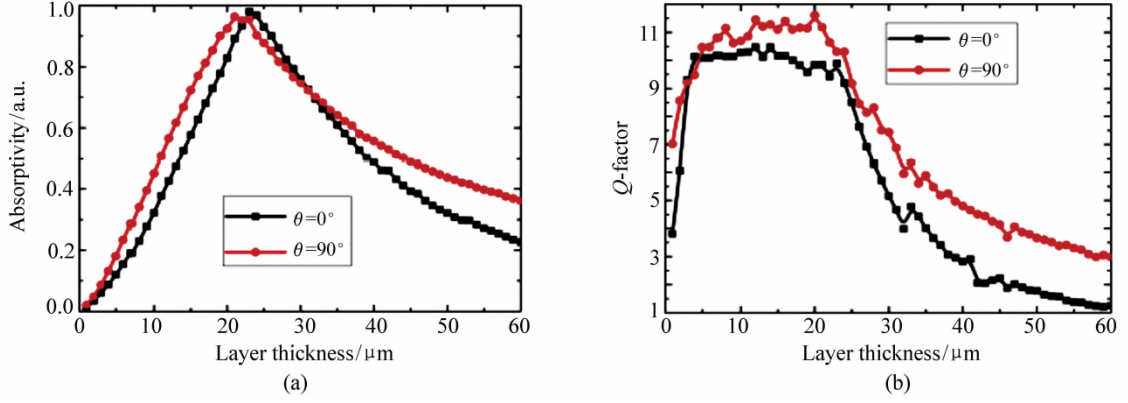


Figure 3 – Effect of SU-8 polyimide layer thickness on the absorption at the resonance peak (a) and Q factor (b) for sample 1 with an ERR layer thickness of $0,5 \mu\text{m}$. $\Theta = 0^\circ$, $\Theta = 90^\circ$ are the angles between the electric field vector of the incident wave and the short side of the ERR, corresponding to the y - and x -polarizations, respectively

To have a maximum absorption value, the thickness of the ERR should be higher than the thickness of skin depth, expressed by the formula (1):

$$\Delta = c \sqrt{2 \frac{\varepsilon_0}{\omega \mu_m} \rho}, \quad (1)$$

where Δ is the thickness of skin depth; c is the speed of light; ε_0 is the dielectric constant of free space; ω is the angular frequency; μ_m is the relative permeability of copper; ρ is the resistivity of copper. The thickness of the skin depth at the resonant frequency is $\Delta = 0,13 \mu\text{m}$.

Since the thickness of the ERR should be greater than the thickness of the skin depth, a thickness range of $0,2 \mu\text{m}$ to $1 \mu\text{m}$ was chosen to model and evaluate the effect of the thickness of the ERR. The results of calculation of absorption and quality factor of the metasurface for two polarizations: $\Theta = 0^\circ$, $\Theta = 90^\circ$ can be seen in Figure 4.

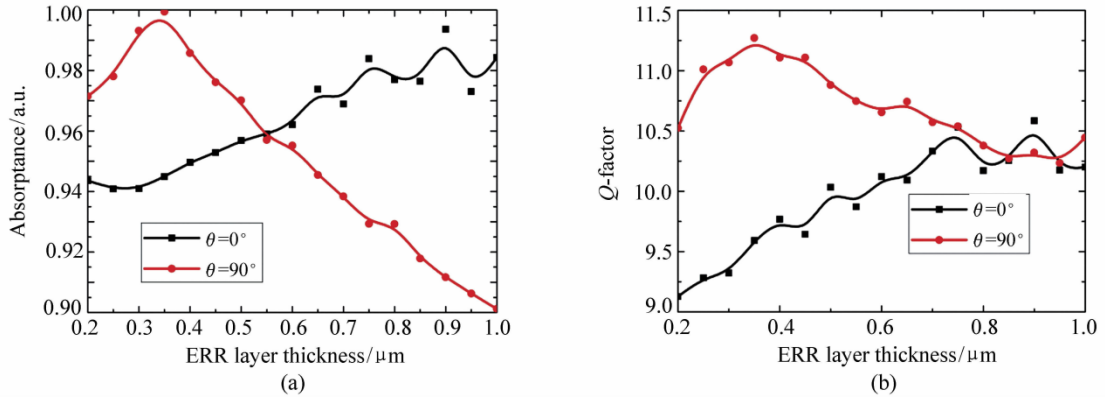


Figure 4 - Effect of the thickness of the ERR layer on the absorption at the resonance peak (a) and on the Q factor (b) for sample 1 with a polyimide layer thickness of 23 μm

This chapter presents the design of the metasurface, analyzes the thickness of the layers of the metasurface, describes the manufacturing process of experimental samples, and also presents the results of experimental research of samples. Two experimental samples with the parameters presented in Table 2 were made.

Table 2 - Geometric parameters for fabricated samples

Sample	a , μm	b , μm	g , μm	p , μm	w , μm
(a)	159	78	13	17	5
(b)	208	98	13	23	6

Reflection was measured for the prepared MMA samples in order to obtain the absorption of each of the samples (the reflection spectra of the samples are shown in Figure 5). In sample (a), the results show the total absorption of 99,57% at the frequency of 1,06 THz for y -polarized wave and 99,11% at the frequency of 0,4 THz for an x -polarized wave; for sample (b), the measured absorption is 99,98% at the frequency of 0,87 THz for y -polarized wave and 98,68% at the frequency of 0,33 THz for x -polarized wave.

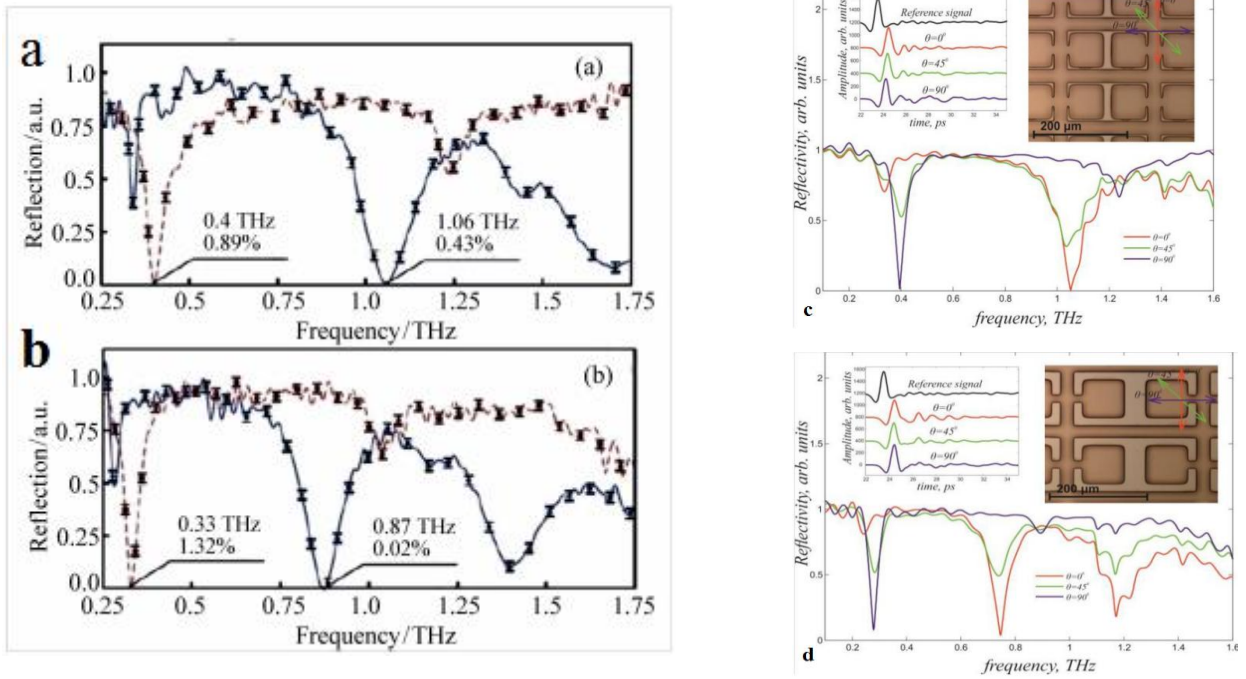


Figure 5 – (a) and (b) Reflection spectra for the y -polarized (blue curve) and x -polarized (red curve) waves for (a) and (b) experimental MMA samples with geometric parameters from Table 2, respectively; (c) and (d) amplitude reflection spectra and THz wave forms for different wave polarizations ($\Theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$) for (a) and (b) experimental samples with geometric parameters from Table 2. Inserts: micrographs of samples

Thus, by numerical simulation, the optimal thicknesses of the layers of the metasurface were determined to achieve maximum absorption at the resonance peak, and the influence of the geometric parameters of the ERR on the frequency position of the resonance peak was determined. The absorption of 99,57% at the resonant frequency of 1,06 THz for y -polarized wave and 99,11% at 0,4 THz for x -polarized wave has been experimentally demonstrated.

The third chapter is devoted to the development of a band-pass filter based on a metal film with an array of cut out cross-shaped resonators.

The position of the resonant transmission frequency of the band-pass filter is determined by the geometric parameters of the cross-shaped resonators — length L , width K , and period G (Figure 6).

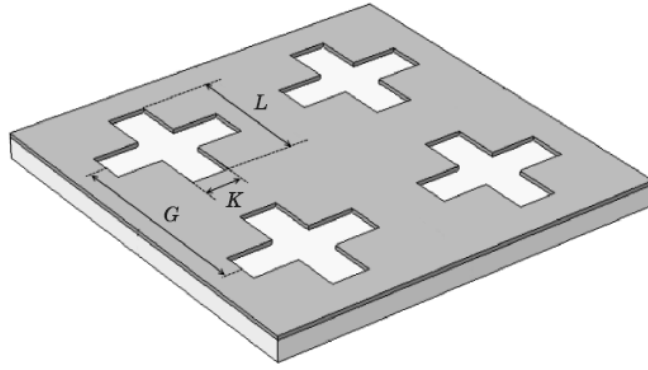


Figure 6 - Parameters of the filter with cross-shaped geometry

Using the values of the parameters of the cross-shaped resonators from Table 3, the transmission spectra of the filter were obtained for four frequencies (0,1; 0,2; 0,3; 0,4 THz). The resonance frequencies obtained as a result of the simulation almost coincided with the theoretical ones. The transmittance is close to unity.

Table 3 – Parameters of cross-shaped filters for given resonant frequencies

f , THz	G , μm	L , μm	K , μm
0,1	2351	1533	445
0,2	1175	766	222
0,3	784	511	148
0,4	588	383	111

To predict the type of transmission spectrum, one can use a theoretical model of the oscillatory circuit, which is presented in [9]. The transmittance can be calculated using this model:

$$\frac{P_T}{P_{IN}} = 1 - \left[\frac{|(Z_{grid}||Z_0) - Z_0|}{|(Z_{grid}||Z_0) + Z_0|} \right]^2, \quad (2)$$

$$Z_{grid} = (R + j\omega L) || (j\omega C)^{-1}, \quad (3)$$

where P_{IN} is the incident radiation power, P_T is the transmitted radiation power, $Z_0 = 377 \text{ Ohm}$ is the impedance of free space, $R = 7,8 \times 10^{-2} \text{ Ohm}$ is the ohmic loss in the grid, L is the inductance, C is the capacitance, ω is the circular frequency, Z_{grid} is the impedance of the unit cell. The quality factor of the oscillatory circuit is:

$$Q = \frac{\omega_r C Z_0}{2}, \quad (4)$$

where ω_r is resonant frequency, equal to:

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (5)$$

For filters with substrate, capacitance and inductance were calculated based on simulation results. The capacitance can be calculated by (4), knowing the Q factor, the impedance of the free space and the resonant frequency, and then, using the calculated capacitance, the inductance can be calculated by (5). Having thus obtained the inductance and capacitance values for one filter, by proportionally changing it with respect to the resonant frequency, we can calculate L and C for other filters.

The test sample is a circle divided into 4 parts, each of which contains an array of cross-shaped resonators with geometric parameters presented in Table 3. Thus, each part has a peak transmission at different resonant frequencies, which provides mechanical control. The filter was fabricated by direct laser ablation of a metal film on a polymer substrate [10]. The substrate material is a PET with a thickness of 65 μm , its permittivity is 3. A metal film with cut out cross-shaped resonators is a layer of aluminum with a thickness of 0,5 μm . The transmission spectrum of each part of such a structure were obtained by numerical simulation in Comsol Multiphysics software using the finite element method, analytically using the oscillatory circuit model and experimentally using THz time-domain spectroscopy (Figure 7).

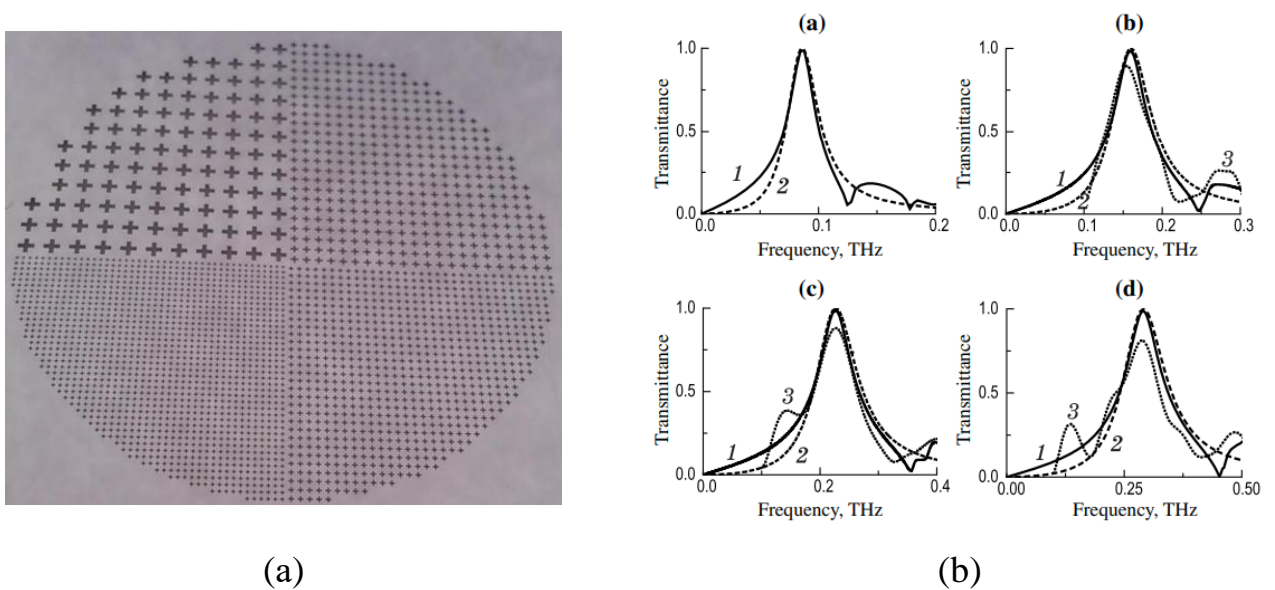


Figure 7 – (a) Photograph of the fabricated sample ; (b) transmission spectra obtained numerically (1), theoretically (2) and experimentally (3) for the sample under study

The resonance frequencies f and transmission coefficients at these frequencies T obtained by different methods are shown in Table 3 (f_t and T_t are theoretical studies, f_{sim} and T_{sim} are simulation results; f_{exp} and T_{exp} are experimental data).

Table 4 - Spectral characteristics of filters obtained numerically, analytically and experimentally

Spectral characteristics		Filter №1	Filter №2	Filter №3	Filter №4
f , THz	f_t	0,087	0,155	0,219	0,285
	f_{sim}	0,086	0,160	0,227	0,291
	f_{exp}	–	0,154	0,226	0,288
T	T_t	1	1	1	1
	T_{sim}	0,98	0,99	0,99	0,98
	T_{exp}	–	0,91	0,88	0,82

The geometric parameters of the cross-shaped resonators (G , K , L) for the filters were initially calculated for the resonance frequencies of 0,1; 0,2; 0,3; 0,4 THz (Table 3), however, as a result of the addition of the PET substrate, all resonant frequencies shifted toward lower frequencies. Thus, the bandpass filter structure was developed with the ability to switch between 4 resonant frequencies (0.1; 0.2; 0.3; 0.4 THz) with a transmission in the range from 82% to 91%. Analytical calculations, numerical simulations and experimental data showed good agreement.

The fourth chapter is devoted to the possibility of controlling the dielectric properties of a layer of carbon nanotubes at illumination by infrared radiation. Carbon nanotubes (CNTs) were synthesized by chemical vapor deposition, with precise control of their morphology, formation of bundles and layer thickness [11]. A method for the production of single-walled carbon nanotubes (SWCNTs) in the aerosol phase allows obtaining SWCNTs with a very high quality [12]. The absorption spectrum of a sample prepared by the dry transfer method on a quartz substrate is shown in Figure 8 (a). In Figures 8 (b) and 8 (c) it is shown, respectively, an image obtained by scanning electron microscopy, the structure of SWCNTs on a quartz substrate, and an image obtained by transmission electron microscopy of individual nanotubes. The SWCNT layer was

deposited on a quartz substrate with two parallel gold electrodes and was illuminated by a laser with a wavelength of 532 nm, as shown in the diagram in Figure 8 (d). The measured capacitance and resistance of the sample decreased under cyclic illumination (Figure 8 (e)). The observed change in electrical capacitance is about 10%, while the change in resistance is less than 0,2%. This measurement suggests that the permittivity tuning is more sensitive to light than the conductivity tuning.

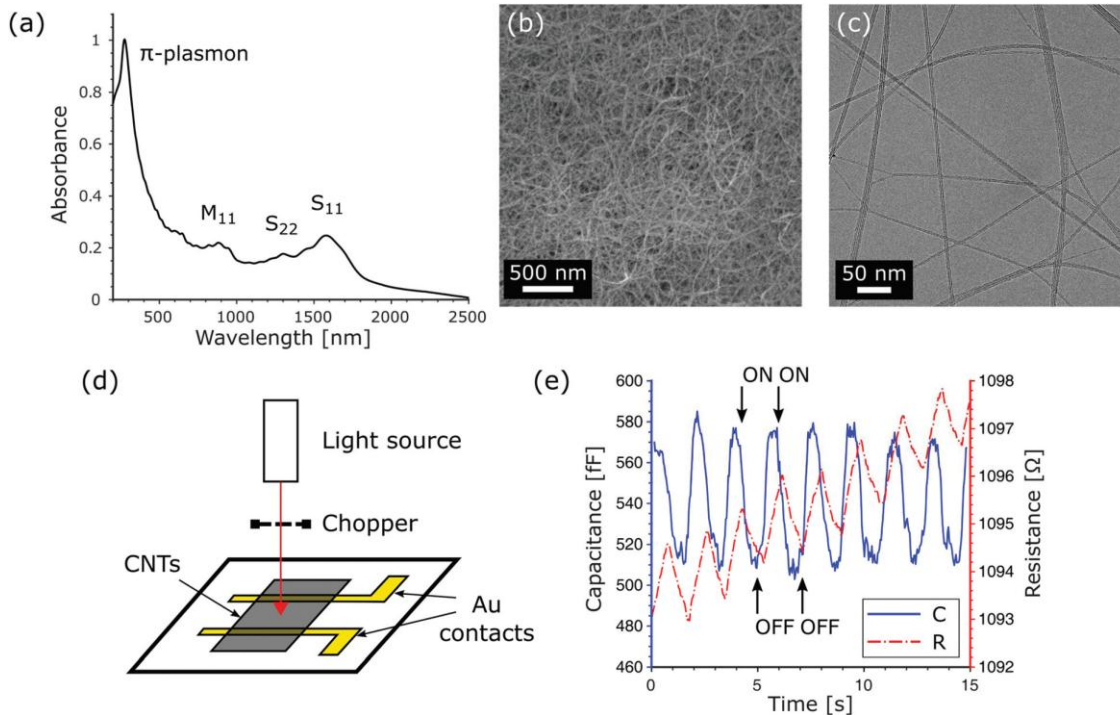


Figure 8 - Characterization of thin SWCNT layers: (a) optical absorbance spectrum of the SWCNT sample. The average diameter of the SWCNTs was calculated from the S_{11} peak positions using the Kataura plot; (b) SEM image of the SWCNTs; (c) TEM image of the SWCNTs; (d) schematic drawing of the impedance measurement setup of the SWCNT layer on a quartz substrate under light illumination; (e) measured influence of cyclic illumination on the capacitance and the resistance of the SWCNT layer

A schematic diagram of THz time-domain spectroscopy setup is shown in Figure 9 (a). The infrared femtosecond laser pulse was divided into two beams with a ratio of 1: 9. The “probe beam” contained 10% of the energy, and the “pump beam” - 90%. The THz signal was generated due to the Dember photoeffect in the InAs semiconductor crystal, which is in the magnetic field of 2 T. THz signal was detected due to the Pockels effect in an electro-optical nonlinear CdTe crystal.

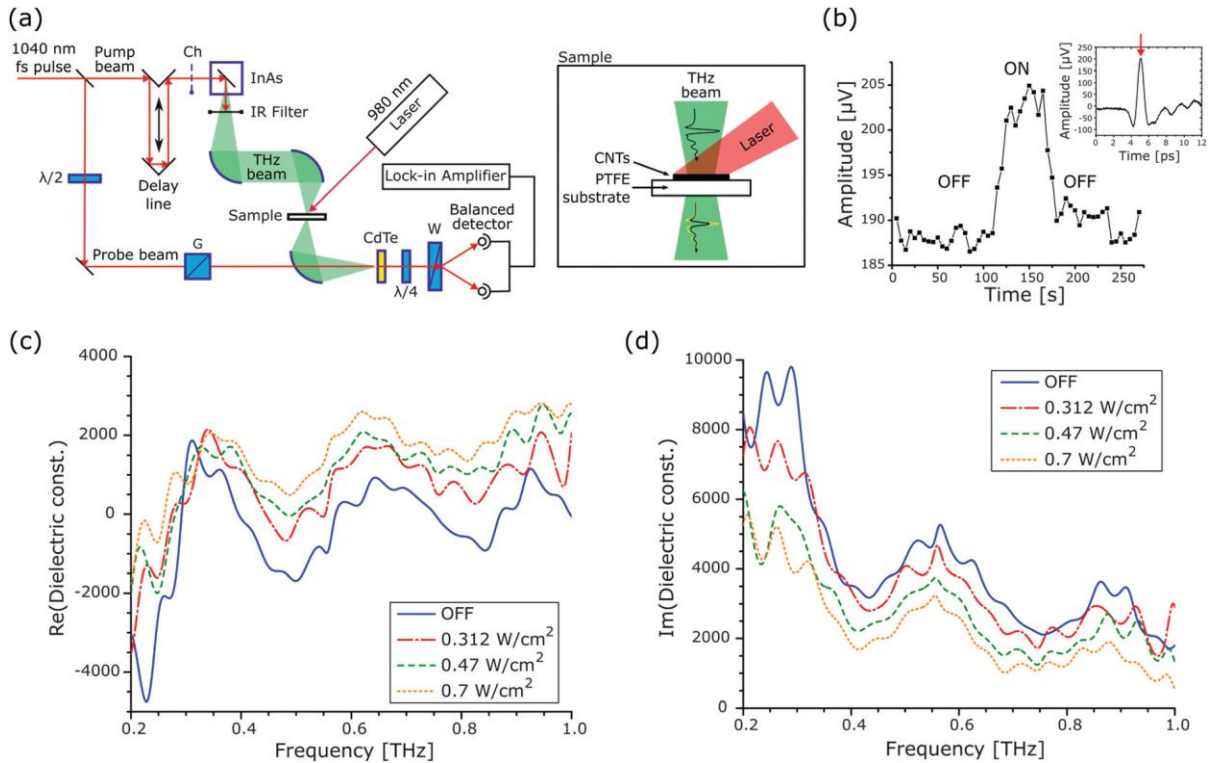


Figure 9 - Characterization of SWCNTs by terahertz time domain spectroscopy: (a) schematic drawing of the THz TDS setup. Ch – optical chopper, InAs – THz generator (InAs crystal in a magnetic field of 2 T), G – Glan prism, CdTe – nonlinear crystal, $\lambda/2$ and $\lambda/4$ – half-wave and quarter-wave plates, W – Wollaston prism; (b) variation of the detected THz signal's peak amplitude in the "on" and "off" illumination states. Inset – single THz pulse; (c, d) real and imaginary parts of the SWCNT sample's permittivity. A significant increase of the real part and a decrease of the imaginary part are observed with increasing light intensities

The peak amplitudes of the detected THz pulses were recorded as a function of illumination of the sample (shown in the attachment of Figure 8 (b)). The average increase in amplitude during lighting is 8%, as shown in Figure 9 (b). The excitation wavelength here differs from the laser wavelength used for direct impedance measurements corresponding to different values of the optical absorption of the SWCNT layer. The measured complex permittivity of SWCNTs, characterized by an increase in the phase shift and the invariance of the amplitude of terahertz radiation, is presented in Figures 9 (c) and 9 (d). In the absence of lighting, the real part of the permittivity takes negative values at the frequencies below 0,3 THz. Moreover, this

shows resonant behavior, which means that the conductivity cannot be described by a simple Drude model. Instead, the Drude-Lorentz model can be applied in combination with the Maxwell-Garnett theory. Under the influence of illumination, the real part of the permittivity increases, while the imaginary part decreases, with an increase in the illumination intensities of 0,312; 0,47, and 0,7 W/cm². Thus, it was shown that with the increase in the intensity of optical pumping with the wavelength of 980 nm, the significant increase in the real part and the decrease in the imaginary part of the complex permittivity were observed.

The fifth chapter is devoted to the development of an optically controlled notch filter. This chapter explores the possibility of development of controlled filters based on a metasurface from cross-shaped resonators and carbon nanotubes. The geometry of such a metasurface is described by the following set of parameters: P is the period of the structure of the cross-shaped resonators; L is the length of the lines of the cross-shaped resonators; W is the width of the lines of the cross-shaped resonators; h is the thickness of the dielectric substrate. Figures 10 (a), (b) shows the design of the band-pass and notch filters, and Figures 10 (c), (d) demonstrate their transmission spectra.

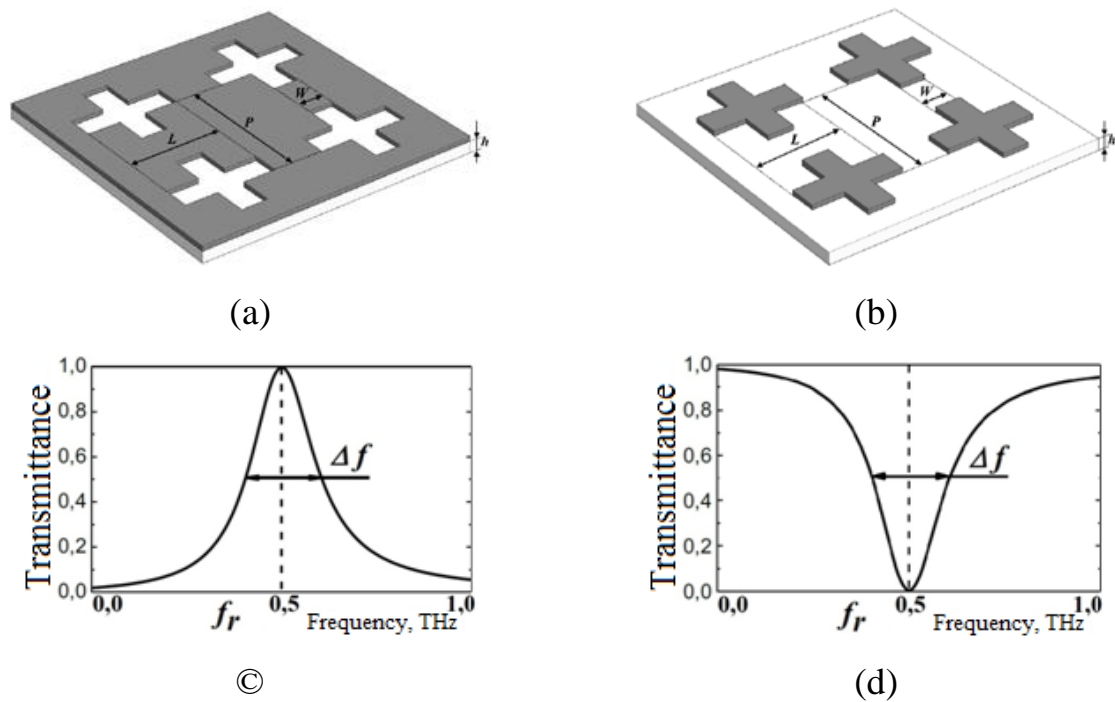
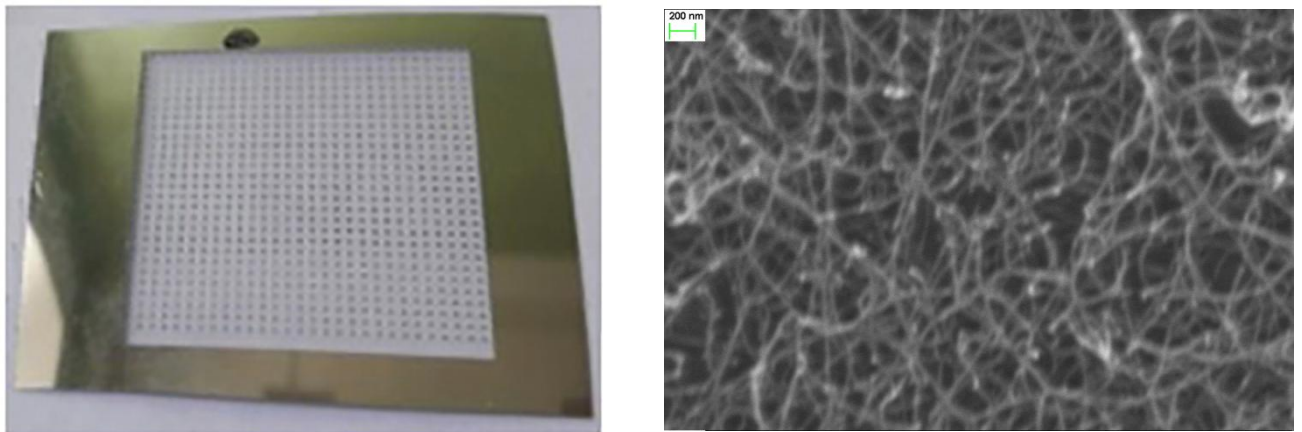


Figure 10 - Designs of (a) band-pass and (b) notch filters; schematic transmission spectra of (c) band-pass and (d) notch filters

With a proportional change in all resonator parameters ($P = kP_0$, $L = kL_0$, $W = kW_0$), the resonance frequency changes $1/k$ times (i.e., $f_r^0 = kf_r$, where f_r is the resonant frequency of the filter with parameters P , L and W , and f_r^0 is the resonant frequency of the filter with parameters P_0 , L_0 and W_0) and the quality factor of the filter does not change. A notch filter was made on the basis of cross-shaped resonators (the geometric parameters $L = 741 \mu\text{m}$; $W = 199 \mu\text{m}$; $P = 1164 \mu\text{m}$), with a resonant frequency $f_r = 0,15 \text{ THz}$ and the quality factor of $Q = 16$. Then, a CNT layer with a thickness of the order of $1 \mu\text{m}$ was deposited on the filter from the side of the substrate (the CNT length of $0,3 \mu\text{m}$, the CNT diameter of $1,3 \text{ nm}$). Figure 11 shows a photograph of a manufactured notch filter with a deposited layer of nanotubes.



(a)

(b)

Figure 11 – (a) Photograph of the fabricated notch filter, (b) image of a layer of nanotubes obtained using atomic force microscopy

THz waveforms of air, the empty filter, and the filter with CNT layer are shown in Figure 12 (a). To calculate the error in the measurement of waveforms, each sample was measured 5 times, in each measurement each point of THz waveform was measured 500 times. Figure 12 (a) shows the average value at each point, the relative error does not exceed 3%. All three transmission spectra (without the CNT layer, with the CNT layer without pumping, and with the CNT layer with optical pumping) obtained using the Fourier transform are shown in Figure 12 (b).

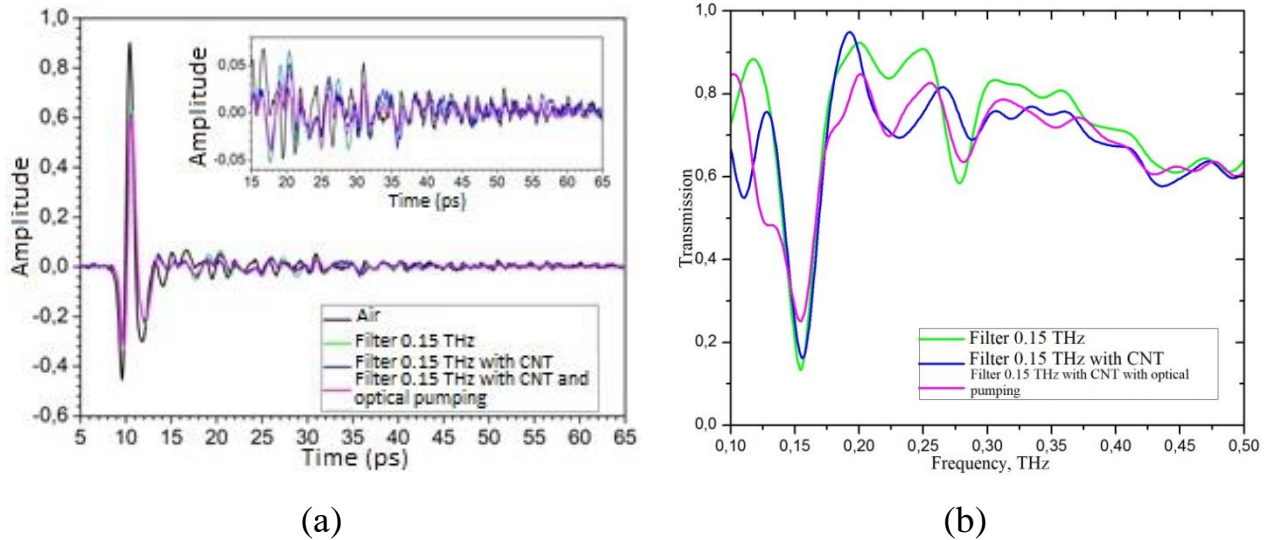


Figure 12 – THz waveforms of filters (a) and experimental transmission spectra of filters (b)

Thus, it was experimentally shown that the layer of carbon nanotubes deposited on the back side of the substrate of the filter affects on the transmission of the main maximum (0,15 THz) and the resonant frequency of the side maximum (0,275 THz), shifting it by 9 GHz toward higher frequencies.

Summary

1. Designs of three types of terahertz radiation filters have been developed. By the method of numerical simulation and experimentally by the method of terahertz time-domain spectroscopy, the following results were obtained:
 - 1.1. Frequency selective mirrors (absorbers) showed the absorption of 99,57% at the resonant frequency of 1,06 THz for y -polarized wave and 99,11% at 0,4 THz for x -polarized wave.
 - 1.2. Band-pass filters based on cross-shaped resonators have demonstrated the ability to switch between 4 resonant frequencies (0,1; 0,2; 0,3; 0,4 THz) with transmission in the range from 82% to 91%.
 - 1.3. Notch filters based on cross-shaped resonators and the layer of nanotubes have demonstrated the ability to control spectral characteristics by excitation by

radiation with a wavelength of 980 nm. It was shown that radiation with a wavelength of 980 nm at the pump radiation intensity of $0,75 \text{ W / cm}^2$ increases the transmission of the main and secondary resonance maxima at frequencies of 0,155 and 0,275 THz, respectively.

2. A significant increase in the real part and the decrease in imaginary part of the complex permittivity of single-walled carbon nanotubes with the increase in the radiation intensity with a wavelength of 980 nm were revealed.

References

1. Tao H. et al. Recent progress in electromagnetic metamaterial devices for terahertz applications //IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2010. – T. 17. – №. 1. – C. 92-101.
2. Pendry J. B. et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena //IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 1999. – T. 47. – №. 11. – C. 2075-2084.
3. Schurig D. et al. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies //Science. – 2006. – T. 314. – №. 5801. – C. 977-980.
4. Barbuto M. et al. Design of a non-Foster actively loaded SRR and application in metamaterial-inspired components //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2012. – T. 61. – №. 3. – C. 1219-1227.
5. Ozbay E. et al. Ferroelectric based tuneable SRR based metamaterial for microwave applications //2007 European Microwave Conference. – IEEE, 2007. – C. 497-499.
6. Velez A., Bonache J., Martín F. Doubly tuned metamaterial transmission lines based on complementary split-ring resonators //Electromagnetics. – 2008. – T. 28. – №. 7. – C. 523-530.
7. Velez A., Bonache J., Martín F. Varactor-loaded complementary split ring resonators (VLCSRR) and their application to tunable metamaterial transmission lines //IEEE Microwave and wireless components letters. – 2008. – T. 18. – №. 1. – C. 28-30.

8. Lim H. et al. A tunable notch resonator based on varactor-loaded complementary split-ring resonators //2008 International Workshop on Antenna Technology: Small Antennas and Novel Metamaterials. – IEEE, 2008. – С. 426-429.
9. Porterfield D. W. et al. Resonant metal-mesh bandpass filters for the far infrared //Applied Optics. – 1994. – Т. 33. – №. 25. – С. 6046-6052.
- 10.Баля В.К. Создание плёночной микрооптики методом лазерной абляции полимерных материалов // Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. СПб.: НИУ ИТМО
- 11.Anoshkin I. V. et al. Hybrid carbon source for single-walled carbon nanotube synthesis by aerosol CVD method //Carbon. – 2014. – Т. 78. – С. 130-136.
- 12.Ding E. X. et al. Highly conductive and transparent single-walled carbon nanotube thin films from ethanol by floating catalyst chemical vapor deposition //Nanoscale. – 2017. – Т. 9. – №. 44. – С. 17601-17609.

Author's publications on the research topic

Articles in scientific journals recommended by the Higher Attestation Commission:

1. Gomon D., Sedykh E., Idelfonso T. M., Zaitsev K., Vozianova A., & Khodzitsky M. Influence of the geometric parameters of the electrical ring resonator metasurface on the performance of metamaterial absorbers for terahertz applications //Chinese Optics. – 2018. – Т. 11. – №. 1. – С. 47-59.
2. Smirnov S., Anoshkin I. V., Demchenko P., Gomon D., Lioubtchenko D. V., Khodzitsky M. & Oberhammer, J. Optically controlled dielectric properties of single-walled carbon nanotubes for terahertz wave applications //Nanoscale. – 2018. – Т. 10. – №. 26. – С. 12291-12296.
3. Soboleva V. Y., Gomon D. A., Sedykh E. A., Balya V. K., & Khodzitskiĭ M. K. Development of narrow bandpass filters based on cross cavities for the terahertz frequency range //Journal of Optical Technology. – 2017. – Т. 84. – №. 8. – С. 521-524.

4. Gomon D.A., Sedykh E.A., Gill V.V., Zaitsev K.I., Khodzitsky M.K. Modeling and experimental demonstration of terahertz frequency tunable metamaterial absorber // Journal of Physics: Conference Series – 2016 – T. 735 – No. 1 – C. 012087.
5. Demchenko P.S., Gomon D.A., Anoshkin I.V., Lioubtchenko D.V., Khodzitskiy M.K. Study of optical pumping influence on carbon nanotubes permittivity in THz frequency range // Journal of Physics: Conference Series – 2018 – T. 1124 – No. 5 – C. 051012.
6. Gomon D., Sedykh E., Soboleva V., Zaitsev A., Khodzitsky M. Influence of the incidence radiation polarization on the absorptivity of Electrical Ring Resonator Metasurface in Terahertz frequency range//Journal of Physics: Conference Series, 2018, Vol. 1062, No. 1, pp. 012013
7. Demchenko P., Gomon D., Anoshkin I., Lioubtchenko D.V., Khodzitskiy M. Influence of optical pumping on properties of carbon nanotubes with different geometric parameters in THz frequency range //2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). – IEEE, 2018. – C. 1-2.
8. Demchenko P.S., Gomon D.A., Anoshkin I.V., Smirnov S., Lioubtchenko D.V., Khodzitsky M.K. Study of influence of densification on control of conductivity and spectral characteristics of thin films of carbon nanotubes in terahertz frequency range // EPJ Web of Conferences – 2018 – T. 195 – C. 06022.
9. Gomon D.A., Gusev S.I., Demchenko P.S., Anoshkin I.V., Lioubtchenko D.V., Khodzitsky M.K. Opticaly tunable conductivity of carbon nanotubes in terahertz frequency range //Laser Science. – Optical Society of America, 2018. – C. JTu2A. 40.
10. Baimagambetova R., Gomon D.A., Demchenko P.S., Anoshkin I., Khodzitsky M.K. Study of the effect of carbon nanotube lengths on their conductivity in the terahertz frequency range during optical pumping//Journal of Physics: Conference Series, 2019, Vol. 1410, No. 1, pp. 012125
11. Demchenko P., Gomon D., Litvinov E., Shekhanova E., Khodzitsky M. Optically tunable terahertz notch filter based on carbon nanotubes//2019 44th International

Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). – IEEE, 2019. – С. 1-1.

12. Demchenko P., Gomon D., Khodzitsky M. THz dielectric photonic crystal with double lattice // Int. Conference on Infrared, Millimeter, and THz Waves, IRMMW-THz – 2019 – С.8874136.

Articles in scientific journals included in List of Russian peer-reviewed journals

1. ГОМОН Д.А., Соболева В.Ю., Демченко П.С., Шекланова Е.Б., Ходзицкий М. Перестраиваемые терагерцовые фильтры на основе углеродных нанотрубок // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики – 2019. – Т. 19. – № 5(123) – С. 775-782.
2. Соболева В.Ю., ГОМОН Д.А., Седых Е.А., Баля В.К., Ходзицкий М. Разработка узкополосных фильтров на основе крестообразных резонаторов для терагерцового диапазона частот // Оптический журнал -2017. - Т. 84. - № 8. - С. 23-26

Articles in scientific journals included in List of RSCI

1. ГОМОН Д.А., Ходзицкий М.К., Даскалаки К., Гурвиц Е.А., Гусев С.И., Цортакис С., Андронаки С.А., Исследование зависимости спектральных характеристик и оптических свойств диэлектрических композитных структур от внутренней периодической структуры для терагерцового диапазона частот, Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие СВЧ, ТГц и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами», Саратов, Россия, 14 мая - 17 мая 2015, С. 178-179.
2. Зайцев К.И., Гурвиц Е.А., Ассасса Т., ГОМОН Д.А., Ходзицкий М.К. Моделирование и экспериментальная апробация узкополосного поглотителя излучения с перестраиваемыми характеристиками в терагерцовом диапазоне частот, Сборник трудов конференции ОПТИКА 2015, Санкт-Петербург, Россия, 12-16 октября 2015. - С. 647-649.

3. Gomon D., Demchenko P., Khodzitsky M. Investigation of oxipane optical properties in THz frequency range //MODERN PROBLEMS OF LASER PHYSICS. – 2018. – С. 129-130.
4. ГОМОН Д.А., Седых Е.А., Зайцев К.И., Ходзицкий М.К. Влияние поляризации на оглощение метаповерхности электронных кольцевых резонаторов в терагерцовом диапазоне частот//Сборник трудов Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики» – 2016. – С. 510-512.

Other publications

1. Gomon D.A. Influence of electrical ring resonators metasurface parameters on perfect absorption in terahertz frequency range // 4th International Symposium. “Optics and its Applications”. Yerevan - Ashtarak, Armenia, IET – 2016. – С. 73.
2. Demchenko P.S., Gomon D.A., Anoshkin I.V., Lioubtchenko D.V., Khodzitsky M.K. Study of the conductivity and spectral characteristics of carbon nanotubes under optical pumping in the terahertz frequency range by pulsed THz spectroscopy//BOOK of ABSTRACTS 5th International School and Conference Saint-Petersburg OPEN 2018, IET – 2018 – С. 330-331.

Введение

Терагерцовый диапазон частот, занимающий в спектре электромагнитного излучения промежуточное положение между хорошо изученными микроволновым и оптическим участками спектра, является одной из основных тенденций развития современной фотоники. Количество фундаментальных и прикладных исследований по этой тематике резко выросло за последние годы. Создание компактных устройств, работающих в этом диапазоне частот, позволит улучшить параметры не только систем военного и аэрокосмического применения, но и оборудования гражданского назначения. Ряд исследований посвящён разработке компактных устройств, таких как источники и приёмники ТГц излучения, антенны, волноводы, селективные зеркала, фильтры ТГц излучения и многие другие. Существует ряд разнообразных конструкций селективных зеркал и фильтров ТГц излучения, различающихся по таким параметрам как: режим работы на пропускание или отражение, резонансные частоты, ширина запрещённой полосы/полосы пропускания, чувствительность к поляризации и др. Лишь недавно начали предлагаться решения проблемы создания фильтров ТГц излучения с управляемыми спектральными характеристиками. Как следствие рассмотренного состояния дел, в вопросе о разработке компактных устройств, работающих в этом диапазоне частот, является актуальным. Все вышесказанное обосновывает актуальность диссертационного исследования.

Глава 1 Метаматериалы с перестраиваемыми характеристиками

В данной главе представлен литературный обзор по теме диссертационного исследования. Приведена краткая информация о применении терагерцового излучения в современной науке. Рассмотрены примеры применения частотно-селективных фильтров. Объяснено понятие метаматериалов. Также подробно разобраны конструкции и сферы применения таких типов частотно-селективных фильтров, как: частотно-селективные метаповерхности и частотно-селективные фильтры с управляемыми характеристиками. Помимо того были рассмотрены материалы с перестраиваемыми оптическими параметрами в терагерцовом диапазоне частот и методы их управления.

1.1 Применение терагерцового излучения в современной науке

Нынешние тенденции в развитии технологий повысили требования к многофункциональным устройствам по всему спектру электромагнитного излучения. Для беспроводной связи в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот необходимы эффективные, перестраиваемые, управляемые, бюджетные и компактные антенны, которые могли быть применимы в более компактных устройствах. Для терагерцового диапазона частот в настоящий момент наблюдается дефицит компонентов: переключателей, линз, модуляторов и пр. Ощутимые усилия учёных идут на устранение этого «пробела» в электромагнитном спектре [1]. Помимо того, определённые разделы оптики, в частности трансформационная оптика, требуют материалов, обладающих пространственным градиентом показателя преломления, который невозможен у природных материалов. При решении этих проблем разработчики вынуждены идти на компромиссное решение, выбирая между функциональностью, сложностью, стоимостью изготовления и размером устройства.

Искусственно созданные материалы (метаматериалы) являются хорошим кандидатом для преодоления этих проблем и показали себя удобным подходом в

фотонике для разработки устройств со сложными откликами в пространственной или частотной области [2, 3]. Последние исследования в области настраиваемых и управляемых метаматериалов увеличили возможности изготовления метаустройств [4] и уникальных устройств, размеры которых сопоставимы с рабочей длиной волны, с практической функциональностью. Помимо проявления электромагнитных откликов невозможных в природе, эти метаустройства предоставляют ресурс для улучшения эксплуатационных характеристик в многофункциональных применениях.

Метаматериалы – это периодические структуры, содержащими массив резонансных элементов с размерами во много раз меньшими, чем длина волны ($< \lambda/10$), как правило, являются правильной кристаллической решеткой и могут быть описаны эффективными импедансами для плоских (двумерных структур) или эффективными материальными параметрами для объёмных материалов (трехмерных структур) [5]. Предназначение этих резонаторов является взаимодействие с распространяющимися в свободном пространстве электромагнитными волнами, в отличие от возбуждённых волноводом или линией передачи. При разработке метаматериалов, конструктор может задать необходимые показатель преломления, импеданс, профиль диэлектрической и магнитной проницаемостей, а также желаемую частотно-зависимую характеристику рассеяния, которую можно рассматривать как дисперсионное ограничение для эффективных материальных параметров. На практике применяется термин «метаматериал» к любому субволновому резонатору, будь то индивидуальная структура или находящаяся в наборе резонаторов.

Многие сложности препятствуют реализации устройства на основе метаматериалов, в том числе ограничение полосы пропускания резонансных устройств, а также трудности изготовления. Множество решений этих проблем были достигнуты путем изменения в структуре метаматериала, состава и свойств используемых него материалов. Метаматериалы с перестраиваемыми характеристиками способны разрешить многие проблемы пассивных метаматериалов.

Эта глава представляет обзор опубликованных методов управления характеристиками метаматериалов в терагерцовом частотном диапазоне и показывает сравнение между конкурирующими методами и их применениями.

1.2 Обзор методов управления характеристиками метаматериалов

1.2.1 Метаматериалы и устройства на основе метаматериалов

Зачастую про антенны, линии передачи и частотно-избирательные поверхности говорят, что они изготовлены «на основе метаматериалов», хотя в метаматериалах используется множество периодически расположенных резонаторов, в отличие от перечисленных устройств, которые используют лишь часть метаматериала, а точнее один его резонансный элемент. Хотя эти структуры не являются метаматериалами в полном смысле слова, подходы к их конструированию и изготовлению имеют много общего с метаматериалами, преимущественно в случае настраиваемых устройств. Многие из примеров перестраиваемых метаматериалов, представленных в литературе, более правильно называть устройствами на основе метаматериалов, которые используют одиночные резонаторы (чаще всего резонатор с разрезным кольцом), и часто используются в линиях передачи или антеннах. Эти статьи были включены обзор, так как проблемы, связанные с изготовлением, являются общими для обоих подходов и могут рассматриваться как первый шаг в разработке управляемых метаматериалов.

1.2.2 Метод управления характеристиками в зависимости от частоты

Было исследовано разнообразие методов настройки, описанных в литературе, для создания динамических изменений спектральных характеристик метаматериала. Эти методы включают прямые изменения в модели схемы элементарной ячейки путем изменения емкости или проводимости, используя термически, химически, электрически или оптически чувствительные материалы

для изменения свойств составляющих структуру материалов и, как следствие, изменяя его электрический отклик. Другим видом прямого изменения модели схемы элементарной ячейки является изменение её геометрических параметров путем растяжения, сдвига или деформации всей структуры или её части. Некоторые из этих методов (в частности, использующие варакторные диоды) были использованы для работы в небольшом диапазоне длин волн, в то время как иные (например, материалы с фазовым переходом) были применены для всего электромагнитного спектра. Эти методы настройки описывается более подробно в Разделе 1.3. На Рисунке 1.1 показана схема методов настройки в зависимости от рабочей частоты для всех реконфигурируемых метаматериалов и устройств на основе метаматериалов, рассмотренные в этом разделе.

1.2.3 Общие конструкции элементарной ячейки

В большей части случаев начальным этапом разработки перестраиваемых устройств является разработка структуры с фиксированными параметрами, которая затем модифицируется управляемым компонентом, например материалом или структурой. Геометрические размеры элементарной ячейки определяют электромагнитный отклик в метаматериале, обеспечивает (наличие или отсутствие) частотной селективности, и может погасить магнитное (в случае LC -резонатора) или электрическое (в случае кольцевого резонатора со щелью) возбуждения, а также для сильной взаимосвязи электрического и магнитного откликов. В частности для длин волн оптического диапазона многие элементарные ячейки не имеют явной связи с электрическим или магнитным полями, но отъюстированы на резонанс для определённой геометрии [6]. Элементарные ячейки с заранее определенными резонансными свойствами электромагнитной связи обычно используются для изготовления метаматериала с заданными свойствами, в то время как устройства для настройки рассеяния или усиления антенны могут быть в меньшей степени чувствительны к поляризации падающего электромагнитного излучения. Большинство перестраиваемых метаматериалов основаны на стандартных элементарных блоках, таких как

широко используемые кольцевые резонаторы со щелью [7, 8], вложенные кольцевые резонаторы с щелью [9–11] или LC-резонаторы [12–16]. Часто структура изменяется в большей или меньшей степени, чтобы учесть ограничения механизма настройки [17, 18]. Как правило, перестраиваемые импедансные поверхности изготовлены из заземленных квадратных участков (структуры с искусственным магнитопроводом, так называемого, «грибного типа») [19–28]. Несмотря на то, что конструкции, базирующиеся на существующих резонаторах, могут быть полезными, немалая часть исследований посвящена разработке новых структур, подверженных ограничениям, но повышающих возможности этого механизма настройки, что включает в себя использование переориентируемых или изменяемых распределений коллоидных наночастиц [29–33], взаимосвязанных сеточных структур [34–36] и оптимизированных бинарных структур частотно-селективной поверхности [37, 38]. Некоторые метаматериалы могут не использовать такую распространённую элементарную ячейку, как кольцевой резонатор со щелью или спираль, но достигают периодического поведения за счёт модели эквивалентной цепи [39–41].

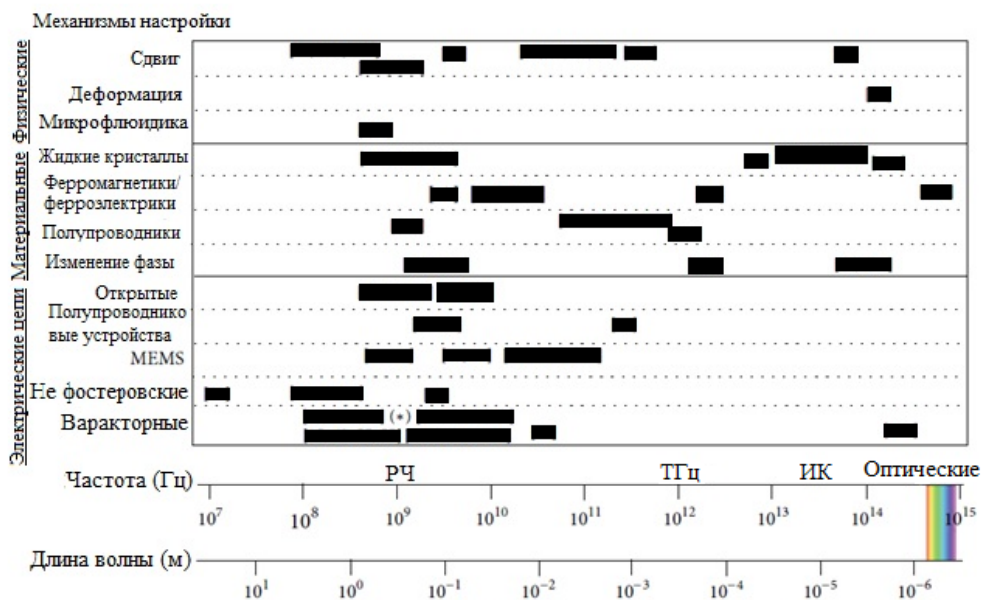


Рисунок 1.1 – Примеры механизмов настройки метаматериалов нанесены в зависимости от их рабочей частоты

1.3 Активные метаповерхности

Активные устройства и компоненты играют ключевую роль в современных электромагнитных и фотонных системах. Активное управление метаматериалами и метаповерхностями расширяет их экзотические пассивные свойства, позволяя путём тонкой настройки резонанса адаптировать условия работы и переключаемый резонансный отклик, например, для модуляции сигнала в системах связи и визуализации. С другой стороны, концентрация падающего электромагнитного поля в узких областях резонаторов метаповерхности может значительно усилить нелинейный отклик от интегрированного функционального материала, как и предсказывалось в оригинальной работе проф. Пендри по кольцевым резонаторам со щелью [42]. В сравнении с объёмными метаматериалами, использование плоских метаматериалов (метаповерхностей) облегчает интеграцию функциональных материалов и внедрение в конструкцию устройства. Существует множество функциональных материалов и конструкций, которые успешно применяются в активных метаповерхностях с применением внешнего воздействия, которое включает в себя термическое возбуждение, напряжение смещения, магнитное поле, оптическое возбуждение и механическую деформацию. Полупроводники и графен всё чаще применяются в этой области из-за хорошо изученной физики процесса в разработанных устройствах и хорошей степени развития технологий изготовления.

1.3.1 Активно-переключаемые и настраиваемые по частоте полупроводниковые гибридные метаповерхности

Проводимость в полупроводниках может быть увеличена на порядки, путём легирования, обеспечивая металлический тип проводимости. Более того, активная настройка проводимости может быть реализована путём инъекции носителей заряда и обеднения с помощью фотовозбуждения и изменения напряжения смещения. Эти уникальные возможности делают полупроводники идеальными материалами для интеграции в метаматериальные структуры для достижения

активных и динамических функциональных возможностей, особенно в микроволновом и ТГц диапазонах частот. Варакторные диоды широко использовались для реализации частотной перестройки и нелинейного отклика [43, 44] для микроволнового диапазона длин волн.

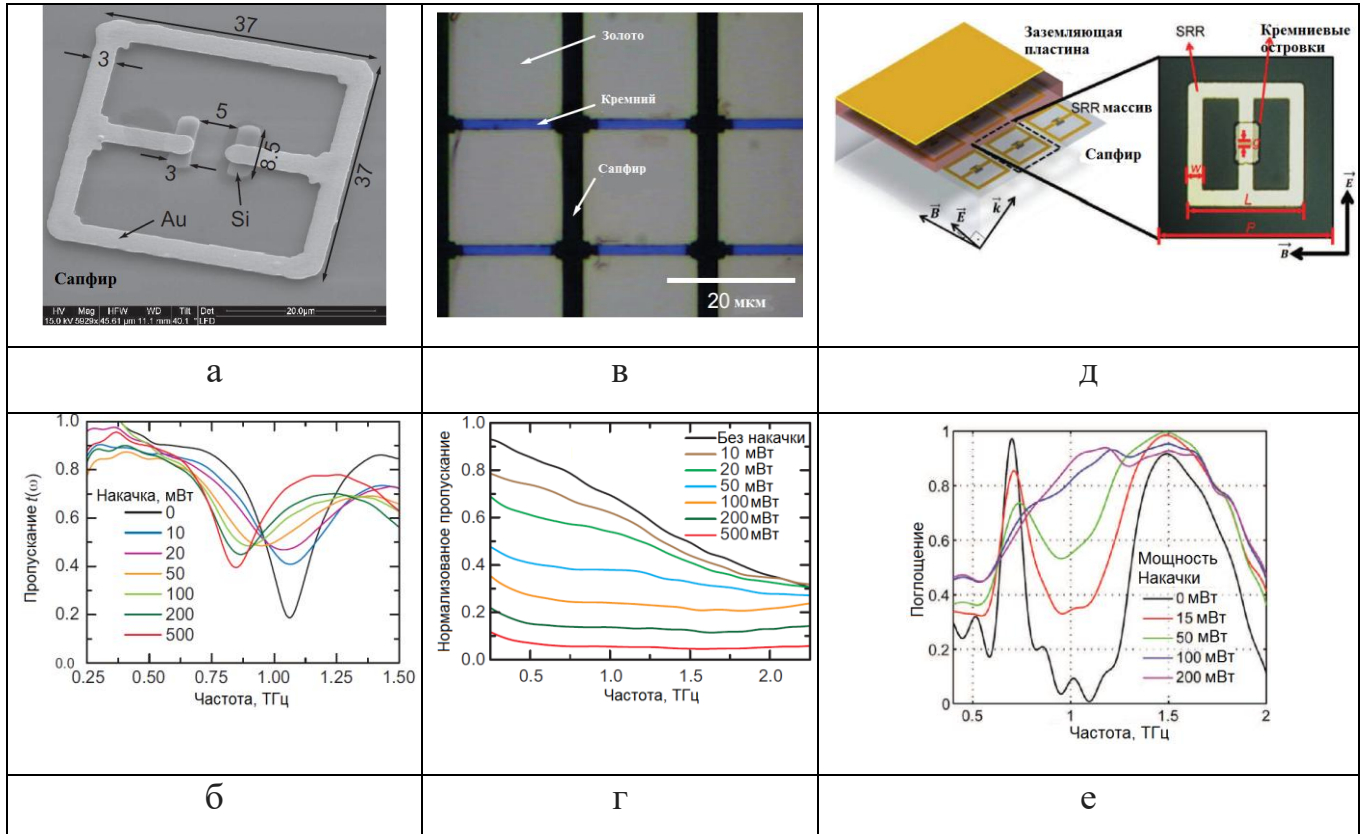


Рисунок 1.2 – Оптически перестраиваемые ТГц металл-полупроводниковые гибридные метаповерхности. (а) Изображение сдвоенного электрического резонатора со щелью ТГц частотно-перестраиваемой метаповерхности, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ); (б) спектры пропускания данных резонаторов при различных значениях накачки фотовозбуждения [47]; (в) изображение ультраширокополосного ТГц модулятора, полученное с помощью оптической микроскопии; (г) и его спектры пропускания без оптического возбуждения и с различными значениями интенсивности оптического возбуждения [47]; (д) схема метаматериала и изображение элементарной ячейки, полученное с помощью оптической микроскопии, ТГц поглотителя на основе метаматериала; (е) и спектры пропускания метаматериала без оптического возбуждения и с различными значениями интенсивности оптического возбуждения [50]

Для ТГц диапазона частот массивы сдвоенных электрических резонаторов со щелью могут быть изготовлены непосредственно поверх полупроводниковых подложек, таких как собственные полупроводники арсенида кремния или галлия, а переключение отклика резонанса осуществляется через фотовозбуждение свободных носителей заряда на поверхности подложки [45], в результате чего происходит сверхбыстрая скорость переключения [46]. С другой стороны, полупроводники можно использовать как часть резонансных структур. В этом случае фотовозбуждение динамически изменяет структурную геометрию резонатора, обеспечивая возможность переключения или настройки частоты отклика. Как показано на Рисунке 1.2 (а), пара кремниевых стержней образуют часть емкостного зазора в электрической ячейке сдвоенного электрического резонатора со щелью. При фотовозбуждении излучением ближнего инфракрасного спектрального диапазона, кремниевые стержни приобретают металлические свойства и увеличивают емкость сдвоенного электрического резонатора со щелью. Следовательно, частота LC -резонанса этого резонатора настраивается на более низкую частоту, с диапазоном настройки около 20% [47], как показано на Рисунке 1.2 (б). Множество подобных структур было использовано, например, для синего смещения резонансной частоты [48].

Оптическая модификация геометрии поверхности метаструктуры позволяет переходу между различными типами резонансов. На Рисунке 1.2 (в) кремний интегрируется в промежутки металлической матрицы, которая демонстрирует дипольный резонанс без фотовозбуждения и делающая возможным высокое пропускание на частотах ниже резонансной. При фотовозбуждении металлический кремний соединяется с металлическими участками, образуя металлическую проволочную решетку, которая блокирует низкочастотные ТГц волны, как показано на Рисунке 1.2 (г), в результате чего происходит сверхширокополосная ТГц модуляция [49]. Также были продемонстрированы оптически перестраиваемые ТГц метаматериалы [50], как показано на Рисунках 1.2 (д) и (е), где кремниевые островки распложены в зазорах сдвоенного электрического резонатора со щелью. Используя такой подход, множество

оптических откликов можно переключать/настраивать, например, закрученность электрического поля, прошедшего через хиральную метаповерхность [51, 52] и плазменная электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП) [53], с помощью фотовозбуждения.

Полупроводниковые гибридные метаповерхности также обладают функцией электрической настройки резонансов с помощью приложения напряжения смещения, что более удобно и практично для реальных применений. Самыми наглядными примерами являются интеграция варакторного диода для микроволнового диапазона длин волн и перехода Шоттки для ТГц спектрального диапазона. Первая электрически переключаемая ТГц метаповерхность с беспрецедентной глубиной модуляции в 50% была продемонстрирована в работе [54], глубина модуляции которой была впоследствии улучшена до 80% за счет оптимизации структуры [55]. Вместе с фазовой модуляцией (до 0,55 рад), это устройство делает возможной широкополосную ТГц модуляцию [54], которая может быть использована для замены оптико-механического модулятора в схеме синхронного детектора ТГц излучения со скоростью модуляции в мегагерцовом диапазоне частот [56–58], ограниченной либо большой площадью устройства, либо высокой паразитной емкостью от соединений электродов и проводов. Совсем недавно, ТГц скорость электронной модуляции была продемонстрирована с помощью двухканальной гетероструктуры, поддерживающей наноразмерные двумерные электронные газы с высокой концентрацией носителей заряда и подвижностью [59], показанной на Рисунке 1.3 (а).

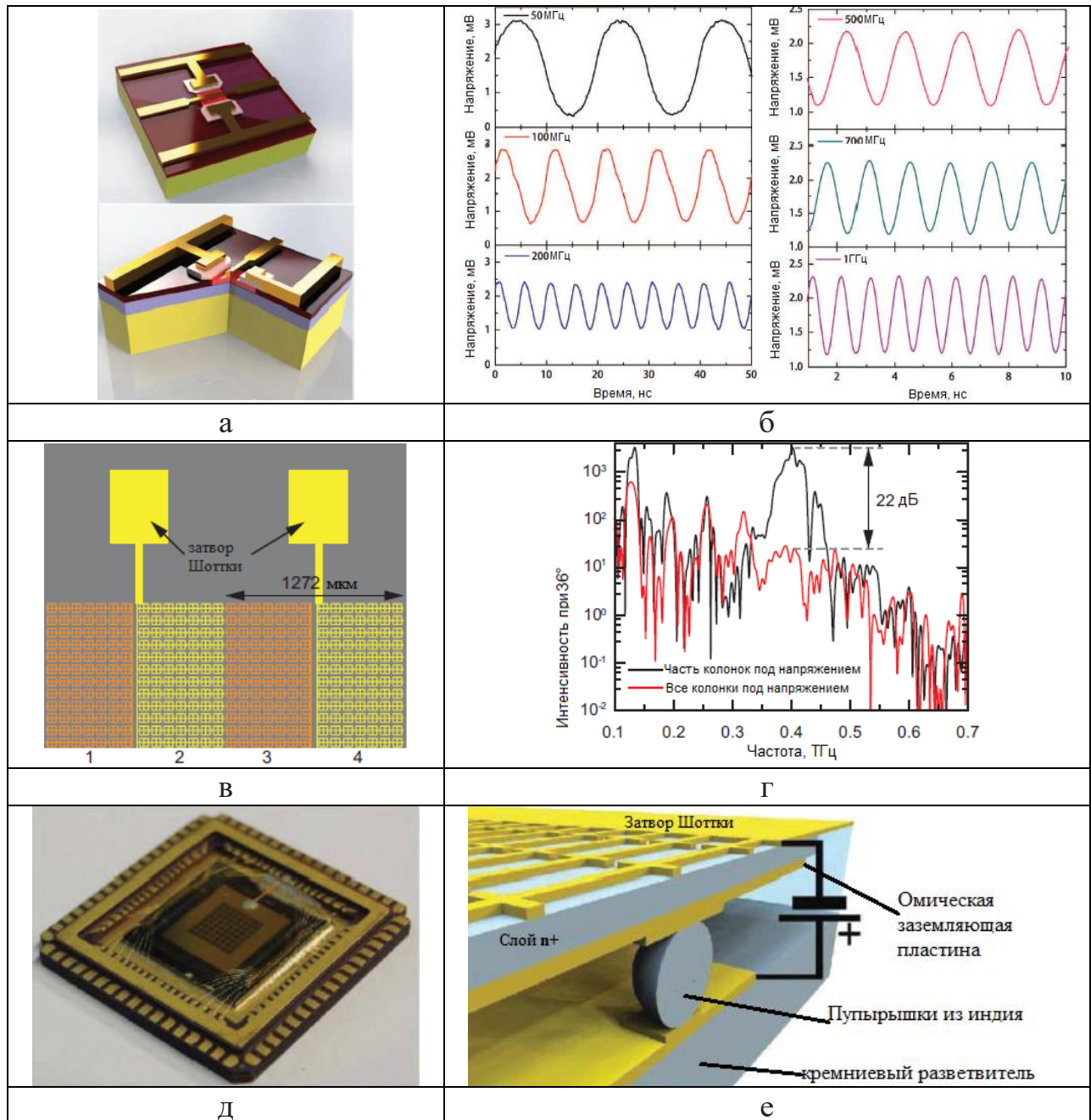


Рисунок 1.3 – Электрическая модуляция полупроводниковых гибридных метаповерхностей. (а) Схема структуры устройства внутри элементарной ячейки высокоскоростного ТГц метаматериального модулятора на основе двухканальных гетероструктур; (б) характеристики модуляции на разных частотах; (в) структурная схема метаповерхности активной ТГц дифракционной решетки, образованной 32 столбцами, управляемыми независимыми смещениями напряжения, где разные цвета указывают на разные смещения напряжения; (г) динамическая дифракция включается путем применения обратного напряжения смещения к альтернативным столбцам; (д) пространственный ТГц модулятор

размером 8×8 ячеек, основанный на электрически переключаемом терагерцовом метаматериальном поглотителе, который использовался для формирования изображений с компрессией в ТГц диапазоне частот; (е) соответствующая схема структуры, состоящая из связанного массива резонаторов, служащих контактами Шоттки, *n*-легированная полупроводниковая прослойка, металлическая заземляющая плоскость, служащая омическим контактом, а также вспомогательная структура, обеспечивающая независимое смещение напряжения на элементарных ячейках

Путём конструирования составной гибридной структуры для уменьшения паразитной емкости, были экспериментально реализованы скорость модуляции 1 ТГц и глубина модуляции 85% (Рисунок 1.3 (б)), и сдвиг фазы 1,19 рад, что было показано в ходе динамического испытания в режиме реального времени. Кроме того, беспроводная модуляция ТГц системы связи в свободном пространстве на основе этого внешнего ТГц модулятора, была протестирована с помощью индикаторной диаграммы в 0,2 Гбит/с. Это достижение открывает путь к развитию высокопроизводительных ТГц беспроводных систем связи и визуализации. В недавней работе была продемонстрирована электрически-возбуждаемая ТГц метаповерхность на основе активной дифракционной решетки для получения ТГц модуляцию без фона с беспрецедентным динамическим диапазоном в 22 дБ [60].

Каждая «линия решетки» состоит из массива электрически связанных и переключаемых кольцевых резонаторов со щелью, образующих столбец, который контролируется независимым напряжением смещения, как показано на Рисунке 1.3 (в). Дифракционная решетка метаповерхности создается путем приложения напряжения смещения на чередующихся столбцах в пределах 32-столбчатой структуры метаповерхности, что приводит к частотной зависимости угла дифракции для падающего широкополосного ТГц излучения.

Самая сильная дифракция достигается на частоте резонанса метаповерхности 0,4 ТГц из-за самого большого контраста пропускания между

двумя соседними столбцами. С другой стороны, когда одинаковое напряжение смещения применяется ко всем столбцам, структура ведет себя как однородная метаповерхность без видимой дифракции. Следовательно, применение переменного напряжения в чередующихся столбцах в результате даёт безфоновую дифракционную модуляцию падающего ТГц излучения, как показано на Рисунке 1.3 (г).

Пространственные модуляторы света были реализованы путем пикселизации метаповерхности для независимого управления амплитудой или фазой отражения и пропускания. Прототип пространственного модулятора света с 4x4 пикселями был впервые продемонстрирован с реконфигурируемыми интерференционными картинками двойных щелей [61]. Возможны пространственные модуляторы света с большим количеством пикселей, однако увеличение числа электрических соединительных проводов усложняет задачу. Одним из решений этой проблемы является пространственный модулятор, работающий в режиме на отражение на основе электрически перестраиваемой структуры метаматериального поглотителя, в котором в качестве разделителя используется легированный полупроводник [58]. Как показано на Рисунке 1.3 (е), все связанные решетки резонаторов служат затвором Шоттки, а металлическая плоскость заземления служит омическим контактом. Применение обратного напряжения смещения позволяет настраивать частоту резонансного поглощения со скоростью модуляции до 10 МГц. Этот тип пространственного модулятора на основе метаматериального поглотителя, показанный на Рисунке 1.3 (д), недавно был успешно использован в ТГц компрессионной визуализации [62].

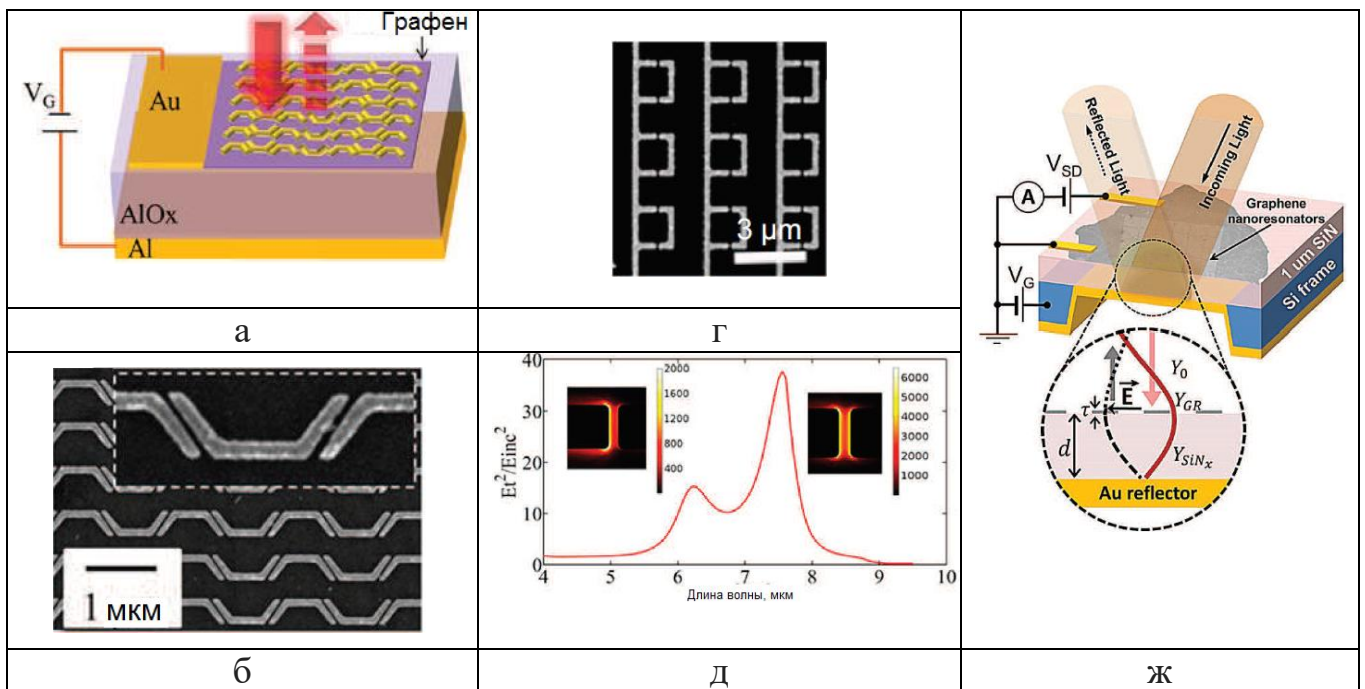
1.3.2 Графеновые гибридные метаповерхности

За исключением изготовления полупроводниковых гибридных метаповерхностных структур непосредственно на подложке, которые показаны на Рисунке 1.2 и Рисунках 1.3 (а) и (в), интеграция кристаллических полупроводниковых пленок или островков в узкие области более сложных

метаповерхностей (например, структура, показанная на Рисунке 1.2 (д) и Рисунке 1.3 (е), а также другие, состоящие из нескольких слоёв, метаповерхности) вызывает значительные производственные проблемы [63], в основном в связи с требованием переноса хрупких полупроводниковых тонких пленок. В этом смысле, отличные механические свойства и перестраиваемая плотность носителей заряда графена делают его отличным материалом для активной метаповерхности [64]. Графен имеет значительную степень перестраиваемости оптической проводимости в среднем инфракрасном диапазоне длин волн и ТГц диапазоне частот. Легирование графена может быть скорректировано с помощью изменения напряжения смещения, в 10 раз при комнатной температуре, что приведет к значительному изменению его проводимости слоя σ и, следовательно, поверхностной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{||} = 1 + i\sigma/(\epsilon_0\omega t)$, где $t = 0,33$ нм – толщина графена.

Для графена резонансный отклик метаповерхностей имеет особое значение для усиления взаимодействия со средним инфракрасным и ТГц излучениями из-за его одноатомной толщины и слабого поглощения. Металлические плазмонные антенны способны захватывать излучение свободного пространства и сосредотачивать оптическую энергию в пятна размером порядка длины волны. Электрическое поле этих пятен может превышать величину падающего поля на два-три порядка. Помещая графен в области с высокой концентрацией энергии, созданные металлическими плазмонными антеннами и настраивая оптическую проводимость графена, можно переключать резонанс или настраивать частоту резонанса такого композитного материала в широком диапазоне. В ТГц диапазоне частот графен был использован для включения широкополосной электрической модуляции [65], и структурированный графен также демонстрирует резонансный плазмонный отклик [66, 67]. Интегрирование графена в металлические резонаторы продемонстрировало возможность создания электрических ТГц модуляторов на основе гибридной метаповерхности [68–70].

Метаповерхности, функционирующие в среднем инфракрасном диапазоне длин волн, с электрически перестраиваемыми спектральными свойствами были экспериментально продемонстрированы путем контроля плотности носителей заряда в графене [71]. Оптимизация конструкции оптической антенны позволила усовершенствовать диапазон настройки частоты, такие как глубина модуляции [72]. На Рисунке 1.4 (а) верхний слой метаповерхности отделен от заднего алюминиевого зеркала тонкой пленкой оксида алюминия. Такая структура отражающей решетки демонстрирует почти идеальное поглощение [73]. Таким образом, в выключенном состоянии отражение почти равно нулю, и частота, на которой происходит отражение, близкое к нулю, может быть настроена путем приложения напряжения смещения, которое модифицирует дисперсию оптических свойств верхней матрицы графен-антенна (Рисунок 1.4 (в)). Этот подход обеспечивает скорость модуляции в диапазоне десятков МГц и глубину оптической модуляции, близкую к 100%, причем последний определяется как $1 - R_{min}(\lambda)/R_{max}(\lambda)$, где $R_{min}(\lambda)$ и $R_{max}(\lambda)$ являются минимально и максимально достижимыми отражательными способностями при определенной длине волны λ [73].



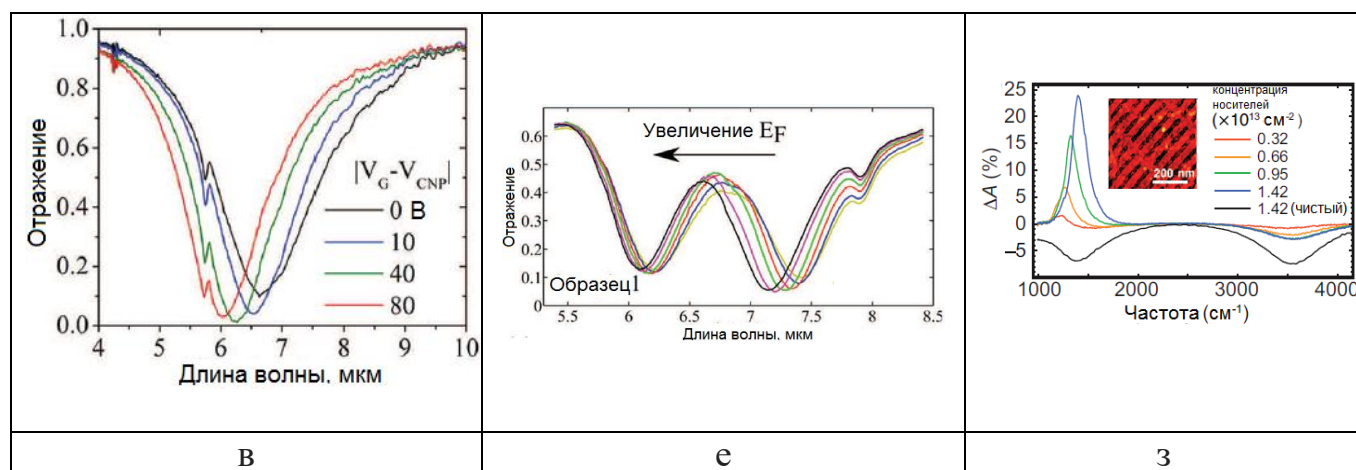


Рисунок 1.4 – Электрически-перестраиваемые метаповерхности на основе графена. (а) Схема ультратонкого модулятора среднего инфракрасного излучения на основе перестраиваемого метаповерхностного поглотителя; (б) изображение, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии, метаповерхностного поглотителя. Вставка: увеличенный вид элементарной ячейки устройства; (в) измеренные спектры отражения (нормированные к спектрам отражения алюминиевого зеркала) поглотителя метаповерхности в (б) для различных напряжений затвора $|V_G - V_{\text{CNP}}|$, где V_{CNP} – напряжение затвора, когда концентрации электронов и дырок в листе графена равны заряду нейтральной точки; (г) изображение, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии, структуры метаповерхности с двойными резонансами Фано; (д) усиление средней интенсивности ближнего поля на поверхности графена. Вставки: пространственное распределение напряжённости электрического поля внутри зазора для двух резонансов Фано; (е) измеренные спектры отражения устройства в (д), как функция энергии Ферми; (ж) схема метаповерхностного модулятора на основе графенового экрана Солсбери. На вставке изображено устройство с оптическими волнами в состоянии резонанса; (з) изменение поглощения по отношению к поглощению в точке нейтральности заряда в нанопертурах графена шириной 40 нм при различных уровнях легирования. Сплошная черная кривая соответствует однослойному графену. На вставке: изображение, полученное с помощью атомно-силовой микроскопии, графеновых нанопертур шириной 40 нм

Узкая спектральная ширина необходима для реализации большей глубины модуляции на основе настройки резонансной частоты. Для этой цели можно интегрировать графен в метаповерхности, которые демонстрируют резонансы Фано с высокой добротностью, такие как структура, показанная на Рисунке 1.4 (г), состоящая из матрицы связанных дипольных и монопольных резонаторов, изготовленных поверх тонкого слоя диоксида кремния на кремниевой подложке [74]. Эта структура метаповерхности демонстрирует двойную плазмонную электромагнитно-индуцированную прозрачность, что иллюстрируется двумя пиками усиления напряженности ближнего поля на Рисунке 1.4 (д) и двумя минимумами отражения на Рисунке 1.4 (е). Структура графен-SiO₂-кремний также позволяет путём уменьшения пропускания настраивать плотность носителей графена, что, соответственно, настраивает резонансы Фано (Рисунок 1.4 (ж)). На определенной длине волны это приводит к состояниям с высоким отражением во включенном режиме и к низкому отражению в выключенном режиме с экспериментально измеренной глубиной модуляции до 90%, хотя вносимые потери, равные 81%, все еще довольно высоки, а ширина полосы также довольно мала несколько процентов от рабочей длины волны [74]. Фазовая модуляция была также недавно показана на подобной графеновой гибридной метаповерхности в среднем инфракрасном диапазоне длин волн, которая может потенциально применяться для чувствительных к перемещению и настраиваемых волновых пластин [75].

Электрически-перестраиваемые метаповерхности могут быть изготовлены из структурированных графеновых листов без использования металлических плазмонных антенн. На Рисунке 1.4 (ж) показан модулятор излучения среднего инфракрасного диапазона длин волн с отражающей решеткой, состоящий из наноапертур графена (то есть пустот, вырезанных на листе графена), отделенных от металлического заднего зеркала тонкой пленкой Si₃N₄ [76]. Ширина наноапертур выбирается в диапазоне 20-60 нм, так что падающий свет среднего инфракрасного спектрального диапазона может возбуждать плазмонные резонансы в наноапертурах, что приводит к значительному усилению оптического

поглощения до 25%. Когда напряжение смещения изменяет легирование носителями заряда перфорированного графенового листа, смещение плазмонных резонансов приводит к изменению амплитуды и спектрального положения пиков поглощения (Рисунок 1.4 (з)).

1.3.3 Другие переключаемые и перестраиваемые по резонансной частоте метаповерхности

Хотя электрически-перестраиваемые метаповерхности, интегрированные с полупроводниками и графеном, имеют первостепенное значение в реальных применениях, существует множество других функциональных материалов и структур, которые были успешно внедрены для реализации активных метаповерхностей.

ТГц металлическая матрица кольцевых резонаторов со щелью была изготовлена непосредственно поверх подложки из титаната стронция (материал фазового перехода), при этом ее резонансная частота испытывает красное смещение при понижении температуры из-за увеличения показателя преломления подложки, однако её недостатком являются значительные вносимые потери из-за высокого показателя преломления подложки титаната стронция [78].

Диоксид ванадия (VO_2) является еще одним термически управляемым материалом фазового перехода диэлектрик-металл, который привлек большой интерес к реализации термически активных метаповерхностей в ТГц и инфракрасном спектральных диапазонах [79–84].

Энергонезависимая термопереключаемая метаповерхность имеет потенциальные применения, такие как устройства памяти [80], а резонанс метаповерхности можно переключать с помощью напряжения смещения [77]. В последнем случае тонкий слой ионного геля был нанесен на поверхность метаповерхности (Рисунок 1.5 (а)). Приложение положительного (отрицательного) напряжения избирательно настраивает резонанс метаповерхности в состояние выключено (включено), переводя пленку VO_2 в более проводящее (изолирующее) состояние. В частности, положительное

напряжение вызывает следующую электрохимическую реакцию: $VO_2 + 2xe^- \rightarrow VO_{2-x} + xeO^{2-}$, так что VO_2 проходит через границу между диэлектрическим и металлическим состояниями (Рисунок 1.5 (б)). В результате приложения положительного напряжения монотонно уменьшается добротность кольцевого резонатора со щелью, при этом напряжение в 3 Вa приводит к полному подавлению резонанса (Рисунок 1.5 (в)).

Жидкие кристаллы также могут быть удобно интегрированы с метаповерхностными структурами и помогают реализовать электрически перестраиваемые спектральные свойства, при регулировании показателя преломления жидких кристаллов [85, 86].

Однако диапазон настройки частоты довольно ограничен, а скорость работы довольно низкая. ТГц сверхпроводящие метаповерхности, состоящие из резонансных элементов, изготовленных из сверхпроводящих пленок вместо обычно используемых металлов, продемонстрировали выдающиеся характеристики переключения и настройки частоты с помощью теплового контроля [87–90] или фотовозбуждения [91], хотя это относится только к микроволновому и ТГц диапазонам частот, что ограничивает применение активных сверхпроводящих метаповерхностей.

Последнее, но не менее важное, интеграция микроэлектромеханических систем в метаповерхности позволила изменять резонансные частоты путем изменения геометрии резонансных элементов посредством термического или электростатического возбуждения [92–96].

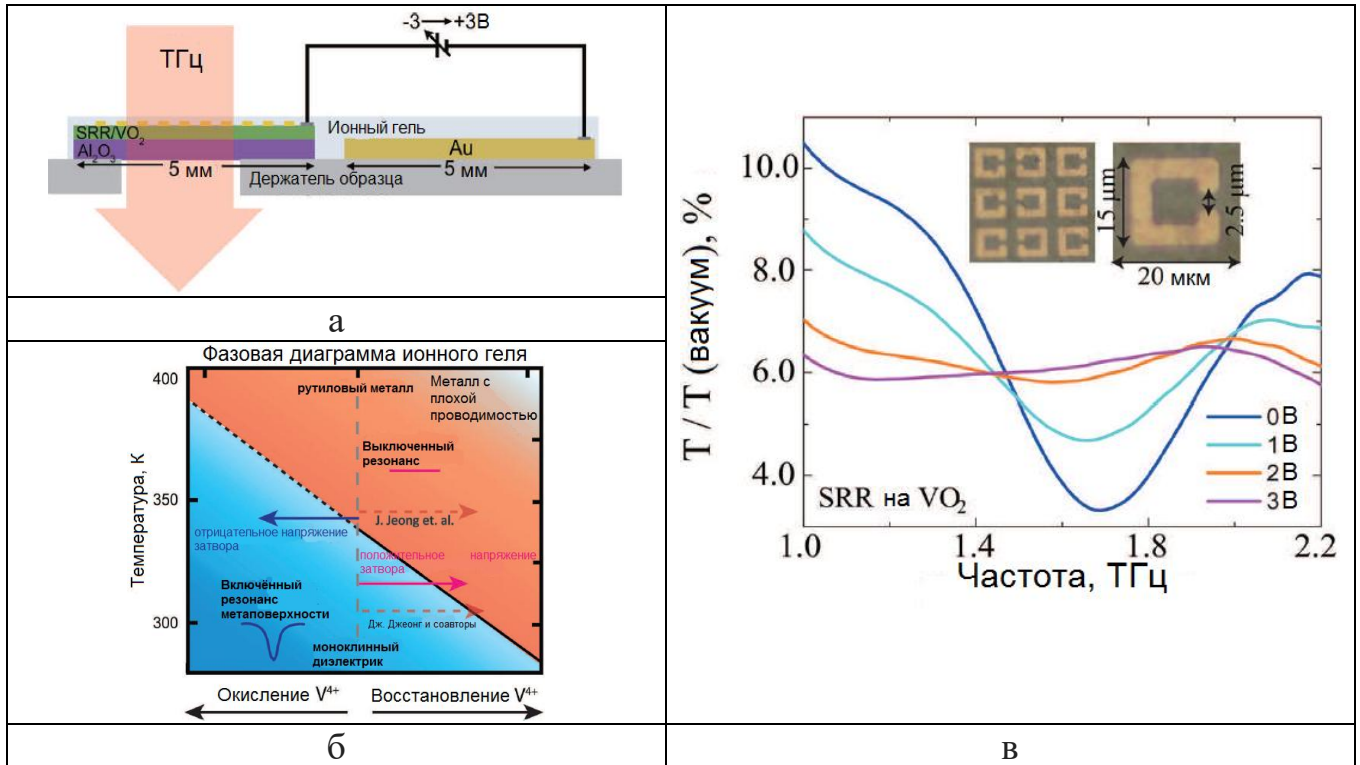


Рисунок 1.5 – (а) Схема электролитического затвора метаповерхностей на основе VO_2 ; (б) фазовая диаграмма для VO_2 , включая зависимость от степени окисления ванадия; (в) зависимые от напряжения ТГц спектры пропускания ТГц метаповерхности на основе VO_2 при 315К. Вставки: фотографии золотого кольцевого резонатора на VO_2 перед нанесением ионного геля

1.3.4 Нелинейные метаповерхности

Способности метаповерхностей к обеспечению взаимодействия света с веществом и управлению локальными оптическими поляризациями идеально подходят для усиления нелинейных оптических эффектов. Это особенно важно в ТГц диапазоне частот из-за трудностей генерации мощного ТГц излучения. Концентрация падающих ТГц волн ослабляет требования к напряженности поля и дополнительно раскрывает сверхбыструю динамику электронных откликов, инициируемых интенсивными ТГц импульсами.

Прекрасным примером является индуцируемый ТГц полем переход между диэлектриком и металлом в гибридных метаповерхностях на основе VO_2 , где поверх пленки VO_2 был изготовлен массив электрических кольцевых резонаторов со щелью (Рисунок 1.6 (а)) [97]. Было показано, что спектры пропускания зависят от напряженности падающего поля, как показано на Рисунке 1.6 (б), из-за фазового перехода VO_2 , который инициируется выбиванием электронов на основе эффекта Пула-Френкеля с последующим возвращением решетки в равновесное состояние за пикосекундный отрезок времени. Падающее ТГц поле в несколько сотен кВ/см резонансно усиливается до уровня МВ/см внутри разреза резонатора, что затем достаточно для необратимого повреждения пленки VO_2 , как показано на Рисунке 1.6 (а). Такая методология была дополнительно применена для исследования нелинейных метаповерхностей, интегрированных с полупроводниками, такими как арсенид галлия и арсенид индия [98, 99], где электрическое поле вызывает междолинное рассеяние или ударную ионизацию, что приводит к уменьшению подвижности носителей заряда или увеличению плотности носителей заряда, тем самым либо ослабляя, либо усиливая отклик метаповерхностного резонанса. Сильный ТГц нелинейный отклик наблюдался также в сверхпроводящих метаповерхностях под интенсивным ТГц излучением [100, 101]. Хотя энергия ТГц фотона значительно ниже той, которая требуется для непосредственного разрыва куперовской пары при поглощении, а приложенные ТГц импульсы не приводят к значительному повышению температуры образца, измерения пропускания показывают значительные зависимости от напряженности поля спектры пропускания при различных температурах. Можно ожидать, что интенсивное ТГц поле может ускорять электроны, которые получают достаточную кинетическую энергию, чтобы вызвать разрыв куперовской пары, что подавляет резонанс, аналогично случаям резонансного переключения и настройки частоты при тепловых и оптических возбуждениях.

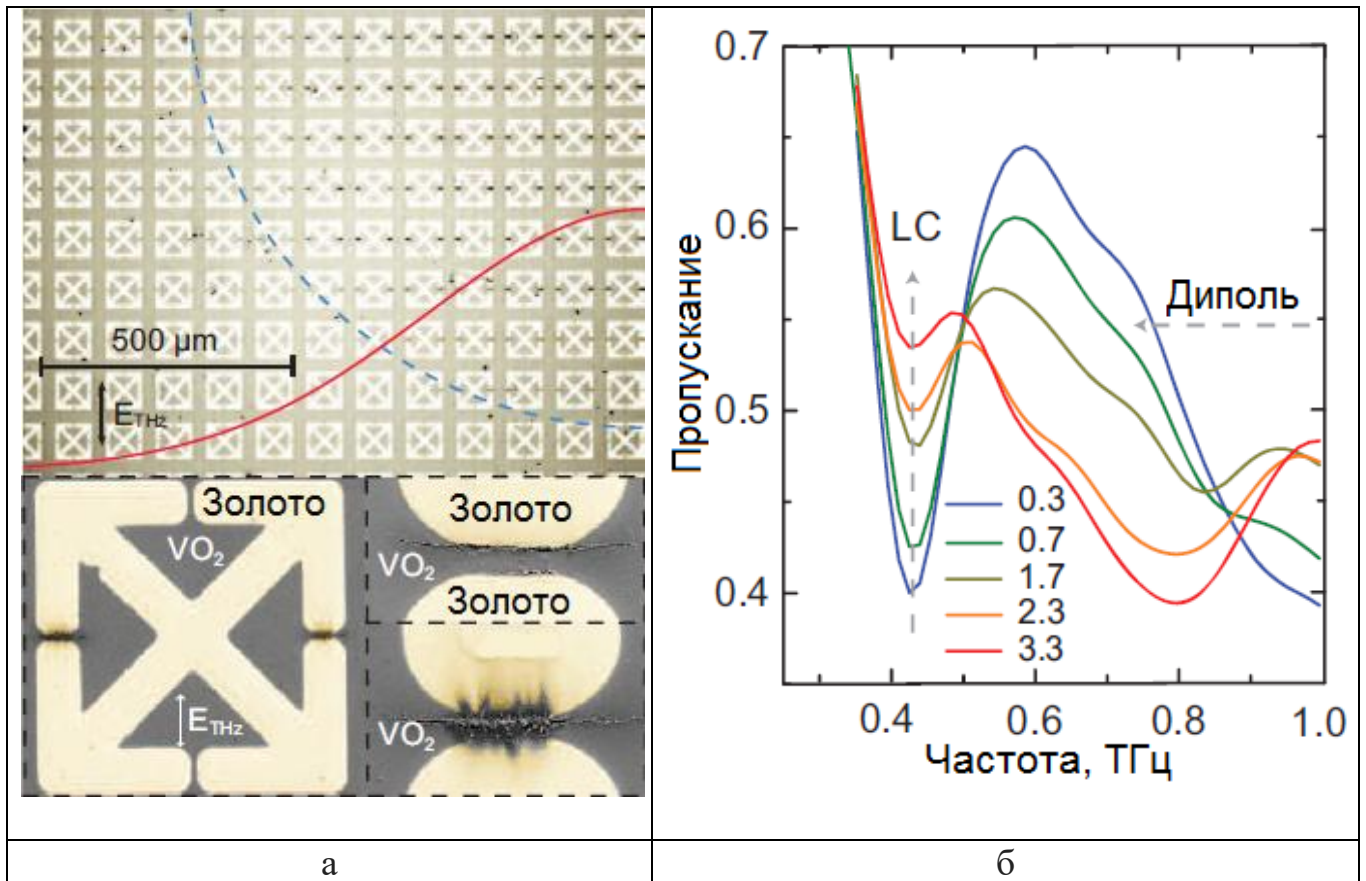


Рисунок 1.6 – (а) Верхняя панель: оптическое изображение массива золотых кольцевых резонаторов со щелью, изготовленного поверх плёнки VO_2 , показывающее повреждение, вызванное ТГц-полем, иллюстрируемое черными пятнами на разрывах. Пунктирная синяя окружность аппроксимирует перетяжку ТГц луча, а красная кривая аппроксимирует распределение интенсивности ТГц излучения. Нижняя панель: изображение, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии, одиночного кольцевого резонатора со щелью показывает, что VO_2 поврежден вертикально поляризованным ТГц полем, с увеличенным видом повреждения на краю ТГц луча (справа вверху) и около центра луча (справа внизу); (б) экспериментальные данные, показывающие зависимость нелинейных спектров пропускания кольцевых резонаторов со щелью от падающего поля при 324 К для полей с интенсивностями от 0,3 до 3,3 $\text{МВ}/\text{см}^2$

Традиционно условие фазового синхронизма в нелинейных процессах, таких как генерация второй гармоники, должно выполняться в объемных нелинейных кристаллах для достижения эффективной нелинейно-оптической генерации. В случае согласования по фазе, нелинейно генерируемые оптические сигналы конструктивно накапливаются, и оптическая мощность будет непрерывно передаваться от накачки к нелинейному оптическому сигналу. Метаповерхности значительно ослабляют требования к фазовому синхронизму, поскольку нелинейные процессы происходят внутри метаповерхностей, толщина которых сопоставима с длиной волны. Огромный отклик второй гармоники (Рисунок 1.7 (а)-(в)) был экспериментально продемонстрирован на плазмонных метаповерхностях, интегрированных с нелинейными средами [102]. В частности, в качестве нелинейных сред использовались множественные квантовые ямы InGaAs/AlInAs, которые демонстрируют огромные электрически перестраиваемые нелинейные коэффициенты в среднем инфракрасном спектральном диапазоне [104–106]. Плазмонные метаповерхности были разработаны не только для усиления локальных полей сигнала накачки и сигнала второй гармоники, но и для управления поляризацией ближнего поля, поскольку соответствующие компоненты поля, участвующие в генерации гармоник, направлены по нормали к квантовым ямам (из-за правил отбора межподзонных переходов внутри квантовых ям [107]). Нелинейные метаповерхности достигли эффективности нелинейного преобразования $\sim 2 \times 10^{-6}$ при интенсивности накачки всего 15 кВт/см² [102], что соответствует эффективному нелинейному коэффициенту второго порядка $\chi^{(2)} \sim 30$ нм/В, что примерно на три порядка больше, чем у LiNbO₃. Еще больший $\chi^{(2)} \sim 250$ нм/В был экспериментально продемонстрирован на нелинейной метаповерхности, состоящей из массива резонаторов и множества квантовых ям InGaAs/AlInAs (Рисунок 1.7 (г, д)) [103]. Два плазмонных резонанса усиливают, соответственно, накачку и сигнал второй гармоники (Рисунок 1.7 (г)).

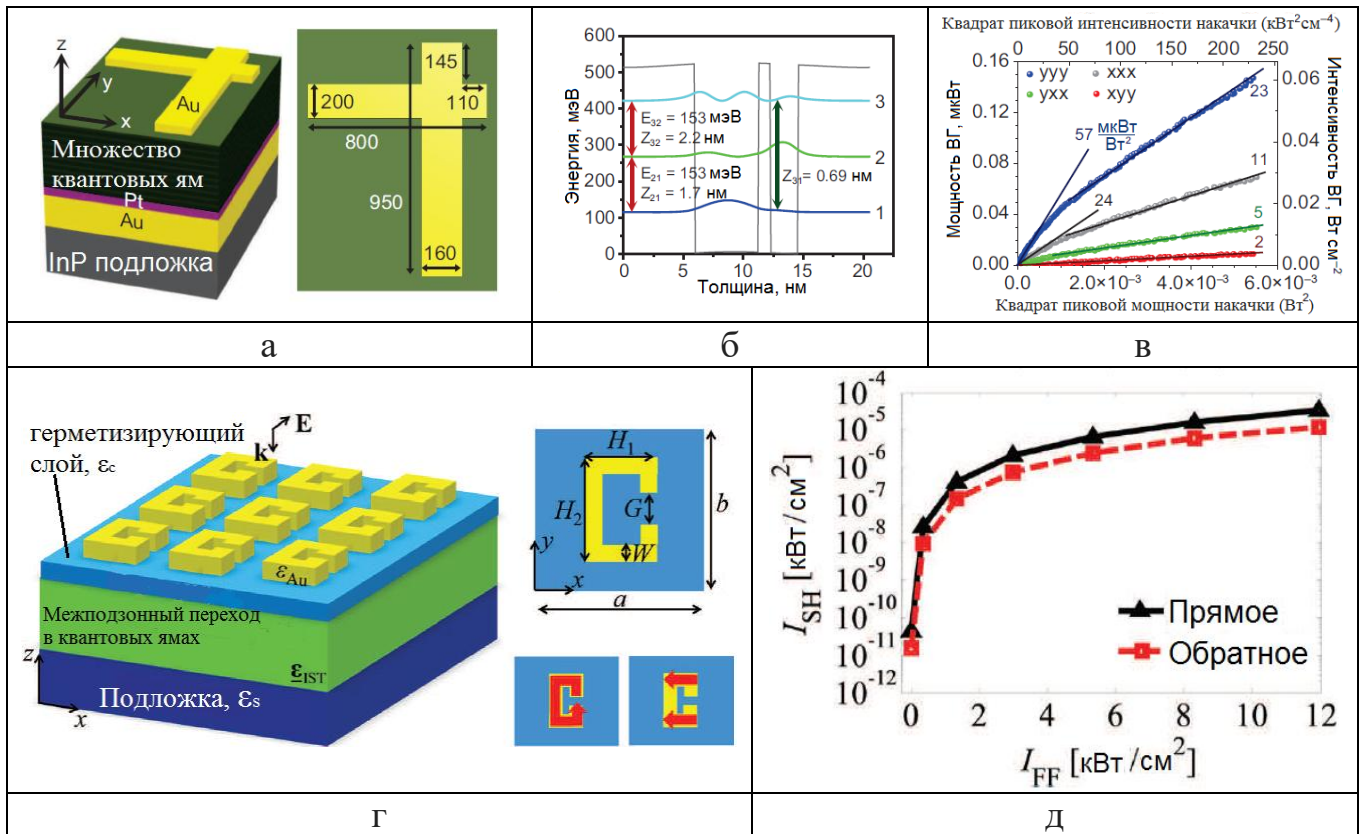


Рисунок 1.7 – (а) Элементарная ячейка метаповерхности для генерации второй гармоники. Размеры золотого нанокреста даны в нм, а элементарная ячейка имеет размер $1000 \text{ нм} \times 1300 \text{ нм}$; (б) диаграмма зоны проводимости одного периода структуры связанных квантовых ям $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As} / \text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$, спроектированной как нелинейная среда для высокоэффективной генерации второй гармоники. Квадраты модулей электронных волновых функций для подзон 1, 2 и 3 показаны и обозначены соответственно. Переходы между парами электронных подзон отмечены двухсторонними красными стрелками, а значения энергий перехода (E_{21} и E_{32}) и дипольных моментов (Z_{21} , Z_{32} и Z_{31}) показаны рядом с каждой стрелкой; (в) генерация второй гармоники метаповерхностей на основе (а) и (б). Показаны пиковая мощность второй гармоники (левая ось) и выходная интенсивность (правая ось), как функция квадрата пиковой мощности оптического возбуждения (нижняя ось) или квадрата пиковой интенсивности (верхняя ось) при волновом числе оптического возбуждения 1240 см^{-1} для разных входов/выходов поляризационных комбинаций; (г) левая панель: схема метаповерхности на основе кольцевых резонаторов со щелью на вершине стека множества квантовых ям. Верхняя правая панель: вид сверху одного резонатора. Нижняя правая панель:

Схема, показывающая две основные резонансные моды кольцевого резонатора со щелью на частоте оптического возбуждения и второй гармоники соответственно; (д) интенсивность сигнала второй гармоники, распространяющегося в прямом и обратном направлениях по отношению к нелинейной метаповерхности в (г), в зависимости от интенсивности оптического возбуждения

Эти экспериментальные результаты следовали первоначальному предложению об использовании кольцевых резонаторов со щелью проф. Джоном Пендри в 1999 году, согласно которому резонанс локализовал бы электромагнитную энергию в небольших расщепленных промежутках резонаторов и значительно бы увеличил нелинейный отклик во вводимых материалах [42]. Большинство экспериментальных демонстраций нелинейных метаматериалов были сосредоточены в основном в микроволновом диапазоне длин волн с использованием модульных нелинейных электронных элементов, таких как варакторные диоды, для введения нелинейности в зазоры металлических резонаторов, что приводит к нелинейным функциональным возможностям, таким как бистабильность [108, 109], резонансная перестраиваемость [43, 110] и генерация гармоник [111, 112]. В оптической частотной интеграции, помимо трудностей в интеграции нелинейных полупроводниковых элементов, основным препятствием являются проблемы в изготовлении объемных метаматериалов, состоящих из сложных трехмерных наноструктур, поскольку толщина является критическим параметром для накопления достаточно высокого нелинейного отклика. Одной из главных задач была генерация гармоник с использованием однослойных металлических решеток кольцевых резонаторов со щелью (десятки нанометров толщиной), возбуждаемых в их режиме магнитного резонанса [113, 114], где нелинейность связана с динамикой свободных и связанных зарядов, особенно в металлической поверхности [115]. По-видимому, это также является причиной недавно обнаруженной широкополосной генерации ТГц излучения при фемтосекундном лазерном возбуждении в ближней инфракрасной области спектра в массиве

золотых кольцевых резонаторов со щелью [116]. Также было показано, что геометрия резонаторов, в частности коэффициент асимметрии, играет критическую роль из-за перекрытия мод [117]. Хотя нелинейные коэффициенты были увеличены на порядки, абсолютная эффективность преобразования все еще довольно низка. Дальнейшее улучшение является нетривиальным и не может быть реализовано путем простой укладки многослойных структур для большей толщины взаимодействия из-за несоответствий импеданса и фазы пропускания.

Следующим шагом является демонстрация нелинейных фазированных решеток, которые излучают генерируемые сигналы второй гармоники (плоской гармонической горизонтально поляризованной волны) в разные стороны в зависимости от их состояний поляризации [118]. В структуре с метаповерхностью, показанной на Рисунке 1.7 (а), верхний ряд шести идентичных резонаторов в элементарной ячейке генерирует одиночный широкополосный пучок с *и*-поляризацией, показанный на правой панели Рисунка 1.7 (б), на частоте второй гармоники. В нижнем ряду четырех резонаторов внутри элементарной ячейки левые два резонатора имеют π -разность фаз по сравнению с двумя правыми резонаторами, поскольку локальный эффективный нелинейный коэффициент второго порядка $\chi^{(2)}$ меняет знак, когда ориентация кольцевых резонаторов со щелью вращается на 180° . Вместе они генерируют два *v*-поляризованных пучка при $\pm 40^\circ$, как показано на левой панели Рисунка 1.7 (б), где углы излучения определяются периодом метаповерхностной структуры. Тот же эффект был использован для демонстрации сложного волнового фронта сигнала второй гармоники, генерируемой из метаповерхностей, состоящих из золотых кольцевых резонаторов со щелью (Рисунок 1.7 (в)-(д)) [119]. Здесь поверхностная нелинейность второго порядка золота приводит к генерации второй гармоники. В экспериментах была продемонстрирована нелинейная зонная пластинка Френеля, которая фокусирует сигнал второй гармоники на фокусных точках пластины, что приводит к значительному увеличению интенсивности второй гармоники.

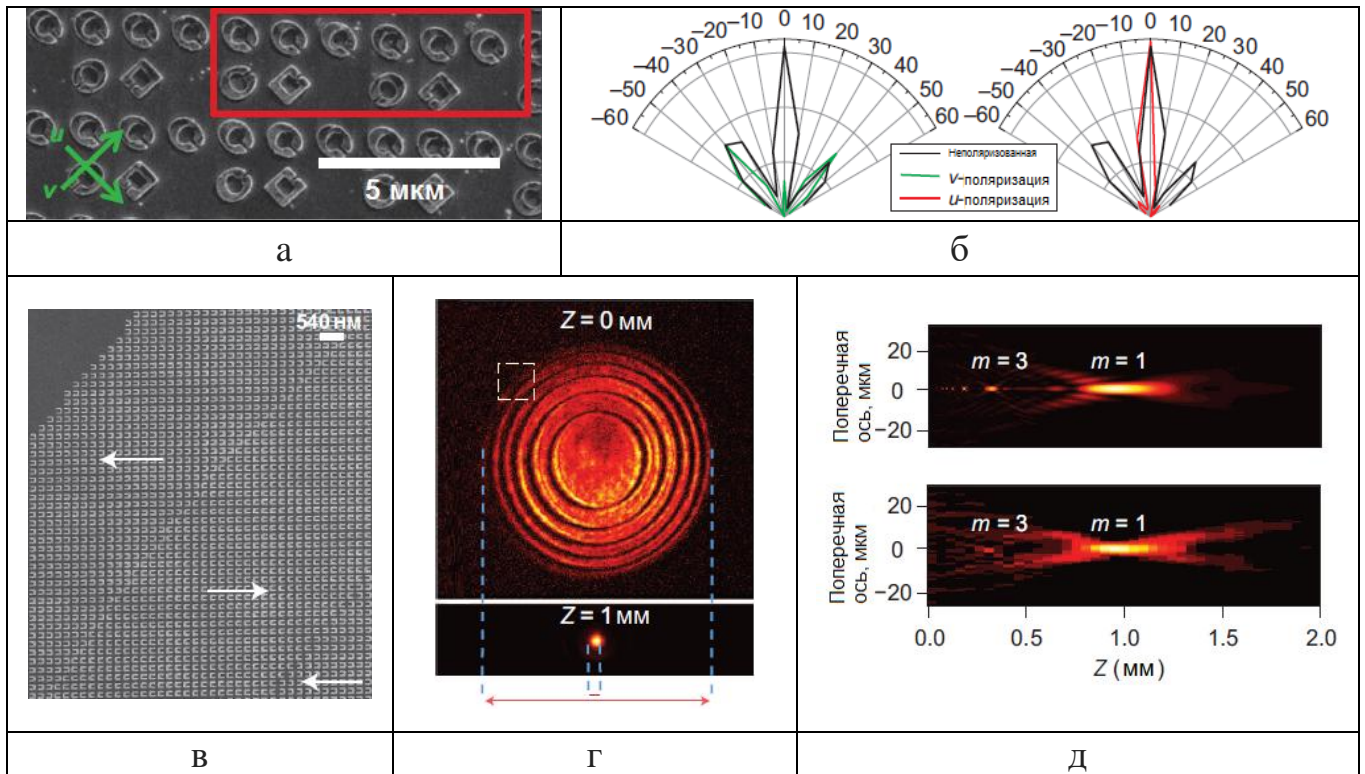


Рисунок 1.8 – (а) Изображение части нелинейной метаповерхности, которая излучает сигнал второй гармоники разных поляризаций в разные стороны, полученное с помощью СЭМ, (то есть поляризационный расщепитель пучка для сигнала второй гармоники). Элементарная ячейка метаповерхности обозначается красным прямоугольником; (б) нормированное экспериментальное измерение диаграммы направленности метаповерхности для двух ортогональных поляризаций второй гармоники излучения, когда освещающий луч оптического возбуждения поляризован вдоль вертикального направления; (в) изображение участка нелинейной метаповерхностной пластины Френеля, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии, показывающее зеркальную инверсию кольцевого резонатора со щелью в смежных зонах, которые излучают волны второй гармоники с противоположными фазами. Стрелками отмечено эффективное направление $\chi^{(2)}$; (г) записанные нормализованные изображения сигнала второй гармоники на расстоянии $Z=0$ и $Z=1$ мм от метаповерхности, изображённой на Рисунке 1.7 (в); (д) верхняя и нижняя панели являются, соответственно, результатами моделирования и измерения, показывающими фокусировку сигнала второй гармоники с помощью метаповерхностной пластины Френеля (m обозначает порядок фокусировки)

1.4 Выводы по Главе 1

На основе существующих возможностей, которые были описаны в литературе, можно определить несколько направлений для будущих разработок. Расширяющиеся концепции настройки, которые были показаны для отдельной или для небольшого количества отдельных ячеек для заполнения больших областей, необходимы для реализации многих метаматериалов или преобразования оптических/электромагнитных устройств, таких как, например, линзы. Лишь немногие исследования продемонстрировали конструкцию метаматериалов с градиентным изменением показателя преломления для нужд трансформационной оптики. Расширение реконфигурируемых элементарных ячеек до обширных областей независимо настраиваемых элементов требует соответствующего развития настройки и управления распределением сигнала по всему метаматериалу. Подводя итог, расширение диапазона настройки и гибкости использования перестраиваемых метаматериальных устройств увеличат продуктивность и применимость этой стратегии конструирования для решения существующих проблем. Другое перспективное направление развития – это увеличение количества доступных перестраиваемых материалов. Как например, материалы для фазовращателей постоянно обновляются, для того чтобы расширить разнообразие составов материалов и для тонкой настройки и управления схемой. Тогда как материалы с фазовым переходом уже были коммерциализированы для высокоскоростных приложений памяти в компьютерном оборудовании, их пригодность для включения в состав практичных, быстродействующих переключаемых метаматериалов – это тема дальнейших исследований. Разработка умных материалов, которые отзываются на внешние раздражители, также является направлением будущего развития. Дальнейшие разработки требуются как в области материаловедения, так и в области электродинамики для вычленения потенциальных сенсорных материалов и разработки метаматериальных платформ.

Подводя итог, расширение диапазона настройки и гибкости применения, перестраиваемых метаматериальных устройств увеличит полезность и применимость этой стратегии проектирования для решения реальных проблем. В настоящее время наблюдается простор для достижений в этой области и развития способов переключения, а также выявления геометрии метаматериала, которые восприимчивы к способу переключения, чтобы расширить диапазон настройки устройства и его функциональность.

Глава 2 Разработка селективных зеркал на основе электрических кольцевых резонаторов

Разработка идеального поглотителя для терагерцовой спектроскопии и получения изображений с использованием резонансных элементов метаматериала в настоящее время вызывает особый интерес у научного сообщества. Также идеальный поглотитель является перспективным кандидатом на роль селективного зеркала для узкополосного поглощения терагерцового излучения, которое оказывает отрицательное влияние на биологические объекты.

Данная глава посвящена численному и экспериментальному исследованию параметров метаповерхности на основе электрических кольцевых резонаторов (ЭКР), таких как геометрические параметры элементарной ячейки, для получения идеального поглощения в диапазоне частот 0,25–1,75 ТГц.

2.1 Описание структуры

В данной главе, была предложена четырехслойная конструкция узкополосного поглотителя на основе метаматериалов с элементарной ячейкой на основе ЭКР. Эта структура состоит из следующих 4-х слоев: 1 - кремниевая подложка, 2 - отражающая медная пленка, 3 - диэлектрическая прослойка, 4 - матрица медных ЭКР (Рисунок 2.1).

ЭКР состоит из 2 разорванных колец, соединенных друг с другом, и определяется следующим набором параметров: g – ширина разрыва ЭКР; w - ширина полосы; a , b - длина и ширина ЭКР соответственно; p - расстояние между границей ЭКР и границей элементарной ячейки.

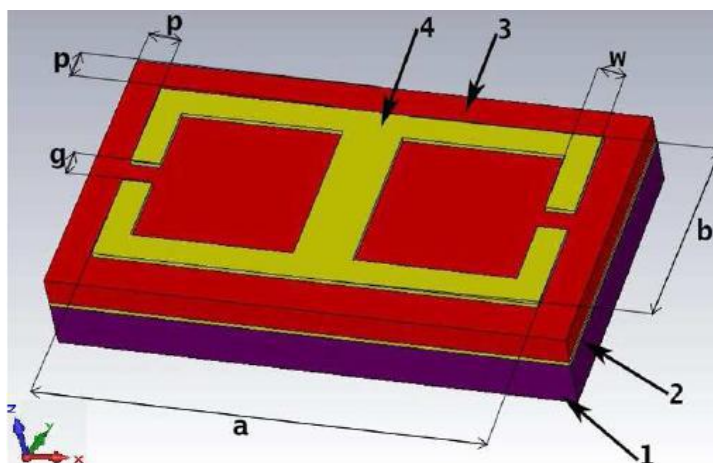


Рисунок 2.1 – Структура поглотителя на основе метаматериалов. 1 - кремниевая подложка (20 мкм); 2 - медный отражающий слой (0,5 мкм); 3 - диэлектрик (12 мкм); 4 - медные ЭКР (0,5 мкм)

2.2 Расчет и процесс конструирования

Чтобы создать метаматериал с идеальным поглощением, в процессе расчета необходимо найти оптимальные значения для геометрии ЭКР и проанализировать влияние разных толщин слоев. Кремниевый слой (слой 1) используется только в качестве подложки в процессе изготовления, поэтому он не влияет на общее поглощение; медный слой (слой 2) должен отражать 100%, поэтому его толщина должна быть больше, чем толщина скин-слоя. Только толщина полиимидной прослойки SU-8 (слой 3) и толщина ЭКР (слой 4) будут влиять на поглощение метаматериала.

Для того, чтобы провести независимый анализ влияния каждого геометрического параметра на поглощение метаматериала, процесс расчета будет выполнен в следующие 5 шагов:

1. Определение опорных параметров ЭКР: на этом шаге будет выбран метод моделирования, и будут определены стандартные параметры, которые будут использоваться в качестве опорных, для подготовки среды моделирования к следующим шагам процесса.

2. Анализ влияния геометрии ЭКР: этот шаг определит различные наборы для геометрии ЭКР, чтобы оценить их влияние на поглощение структуры. На этом этапе будет выбран набор геометрических параметров для ЭКР (a , b , w) для использования при оптимизации следующих шагов.

3. Анализ толщины диэлектрической прослойки: на этом этапе будет проведен параметрический анализ толщины прослойки. Из результатов будет выбрана оптимальная толщина прослойки.

4. Анализ толщины ЭКР: аналогично предыдущему шагу, для получения оптимального значения толщины ЭКР будет выполнена параметрическое изменение толщины ЭКР.

5. Окончательная реализация: все параметры будут включены в последнюю оптимизацию геометрии ЭКР. Последние результаты будут смоделированы для получения теоретического поглощения метаповерхности. Полученные результаты будут использованы в процессе изготовления прототипов метаматериалов.

На каждом этапе было исследовано теоретическое поглощение метаматериального поглотителя в диапазоне частот от 0,25 до 1,75 ТГц с использованием моделирования, основанного на методе конечных разностей в частотной области (FDFD) [120] с тетраэдрической фрагментацией. Электрическое поле было ориентировано в двух направлениях для проверки поляризационной зависимости поглощения метаповерхности: $\theta = 0^\circ$ (вдоль узкой стороны резонатора, волна с y -поляризацией) и $\theta = 90^\circ$ (вдоль широкой стороны резонатора, волна с x -поляризацией). Резонансная частота метаматериала будет различной для разных поляризаций падающего излучения, потому что эта структура не является симметричной в направлениях X и Y (но она позволяет настраивать резонансную частоту путем вращения образца). Для каждого случая были получены S -параметры для расчета коэффициента поглощения. Когда коэффициент пропускания $T = |S_{21}|^2$ равен нулю, коэффициент поглощения зависит от отражения $R = |S_{11}|^2$, как показано в формуле (2.1):

$$A = 1 - R. \quad (2.1)$$

2.2.1 Определение эталонных параметров

В качестве первого шага в исследовании, структура была разработана с использованием опорного набора толщин слоев, которые будут использоваться в качестве ориентира на различных этапах процесса оценки. Толщина этих слоев показана в Таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Толщина слоя элементарной ячейки

Слой	Материал	Толщина слоя, мкм
1	Кремний	20
2	Медь	0,5
3	Полиимид SU-8	12
4	Медные ЭКР	0,5

В рассматриваемом частотном диапазоне диэлектрическая проницаемость кремния равна $\varepsilon=12$. Для слоев меди дисперсия комплексной проводимости была рассчитана с помощью модели Друде [121], уравнение (2.2):

$$\hat{\sigma} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty \omega_p^2}{\gamma + j\omega}, \quad (2.2)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость свободного пространства, $\varepsilon_\infty = 4,5$ – диэлектрическая проницаемость меди на бесконечной частоте, $\omega_p = 2128$ ТГц – плазменная частота, $\gamma = 4,35$ ТГц – частота релаксации электронов, ω – циклическая частота.

Комплексный показатель преломления полиимида SU-8 показан на Рисунке 2.2, и его можно рассчитать по формуле (2.3):

$$\hat{n}(\omega) = n'(\omega) + jn''(\omega) = n'(\omega) + i \frac{c\alpha(\omega)}{2\omega} \quad (2.3)$$

где \hat{n} – комплексный показатель преломления; n' , n'' – его действительная и мнимая части соответственно; ω – циклическая частота; c – скорость света в вакууме; α – коэффициент поглощения.

Дисперсия комплексного показателя преломления полиимида SU-8 была получена экспериментально методом ТГц импульсной спектроскопии [122].

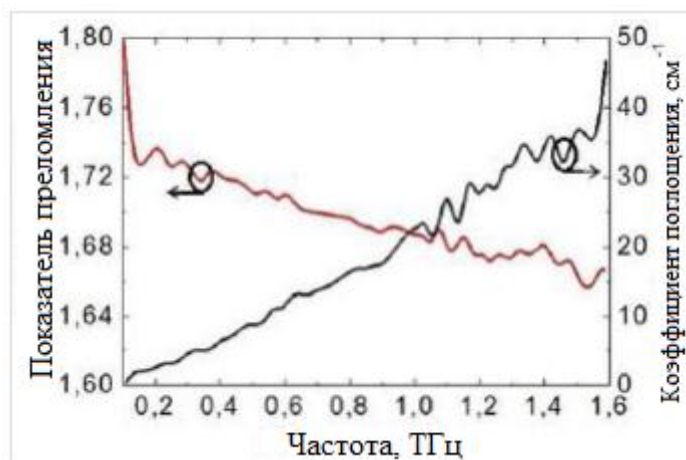


Рисунок 2.2 – Дисперсия показателя преломления (красный) и коэффициента поглощения (черный) SU-8

2.2.2 Анализ влияния геометрии электрических кольцевых резонаторов

Чтобы оценить влияние геометрии ЭКР, геометрические параметры ЭКР были изменены, чтобы разработать различные метаповерхности ЭКР. Образец 1 соответствовал эталонным геометрическим параметрам, а остальные образцы были получены путем изменения значений параметров образца 1 на 10%. Общее количество образцов и их соответствующие значения их геометрических параметров приведены в Таблице 2.2.

Таблица 2.2 - Моделируемые геометрические параметры поглотителя

№ образца	a , мкм	b , мкм	g , мкм	p , мкм	w , мкм
1	160	80	15	15	5
2	176	88	15	15	5,5
3	192	96	15	15	6
4	208	104	15	15	6,5
5	224	112	15	15	7

Результаты этого моделирования (пяти структур с геометрическими параметрами из Таблицы 2.2 и толщиной слоев, приведенными в Таблице 2.1) представлены на Рисунке 2.3. Они демонстрируют относительно низкое поглощение ТГц излучения с поглощением не более 55%. В Таблице 2.3 приведены полученные резонансные частоты и их расчетное поглощение.

Таблица 2.3 - Результаты расчета спектральных характеристик для 5 поглотителей для разных поляризаций (резонансная частота и значение поглощения)

№ образца	Y-поляризация		X- поляризация	
	f_r , ТГц	A , о.е.	f_r , ТГц	A , о.е.
1	0,99	0,377	0,42	0,549
2	0,89	0,338	0,38	0,492
3	0,8	0,318	0,35	0,466
4	0,75	0,279	0,32	0,444
5	0,68	0,275	0,29	0,407

В результатах моделирования можно отметить, что красные смещения резонансной частоты возрастают пропорционально геометрическим параметрам из-за более высокой индуктивности ЭКР. Образец метаповерхности 1 представляет лучшее поглощение, равное 0,549. Это значение будет считаться оптимальным, и будет использоваться в качестве ориентира на следующих этапах расчета.

После облучения на длине волны 418 мкм (0,72 ТГц) наблюдалось нарушение адгезии клеток к поверхности у 70-80% нейронов [123], после облучения на длине волны 337 мкм (0,89 ТГц) и интенсивности излучения 400 мкВт/см² наблюдалось рост опухоли [124]. Следовательно, образцы 2 и 4, которые показывают пик поглощения на этих частотах, могут быть использованы для ТГц биомедицины. Таким образом, показана возможность изменения резонансной частоты путем изменения геометрических параметров ЭКР.

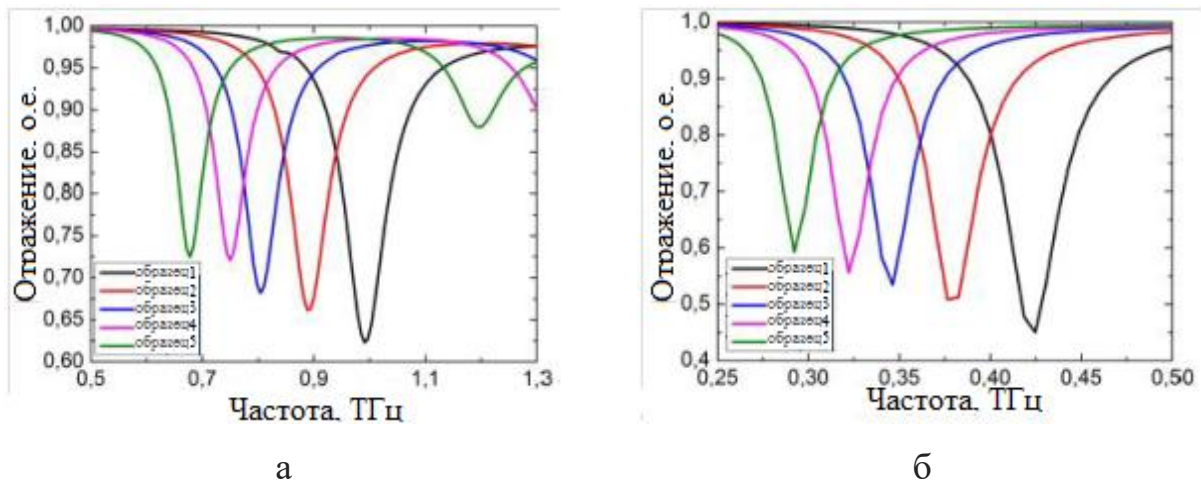


Рисунок 2.3 – Спектральные характеристики пяти образцов с геометрическими параметрами из Таблицы 2.2 для y -поляризованных (а) и x -поляризованных (б) волн. Толщина слоев приведена в Таблице 2.1

2.2.3 Влияние толщины диэлектрической прослойки

В терагерцовом диапазоне частот существует два типа резонансов у метаповерхностей на основе электрических резонаторов: магнитный и электрический (здесь они обозначены как LC -мода и плазмонный резонанс соответственно). В данной работе проводится оптимизация параметров ЭКР для получения максимального поглощения для плазмонного резонанса, потому что его резонансные частоты ближе к разрушительным для биологических объектов частотам.

Чтобы показать влияние толщины прослойки, для образца 1 из Таблицы 2.2 было проведено параметрическое исследование изменения ее толщины в диапазоне от 5 до 35 мкм (поскольку этот образец демонстрирует максимальное поглощение) для двух поляризаций. Теоретические значения поглощения и добротности образца 1 были получены и представлены на Рисунке 2.4 (резонансная частота почти такая же, как в Таблице 2.3 для оптимального дизайна, поскольку резонансная частота определяется геометрическими параметрами ЭКР, а влияние толщины диэлектрического слоя на резонансную частоту пренебрежимо мало).

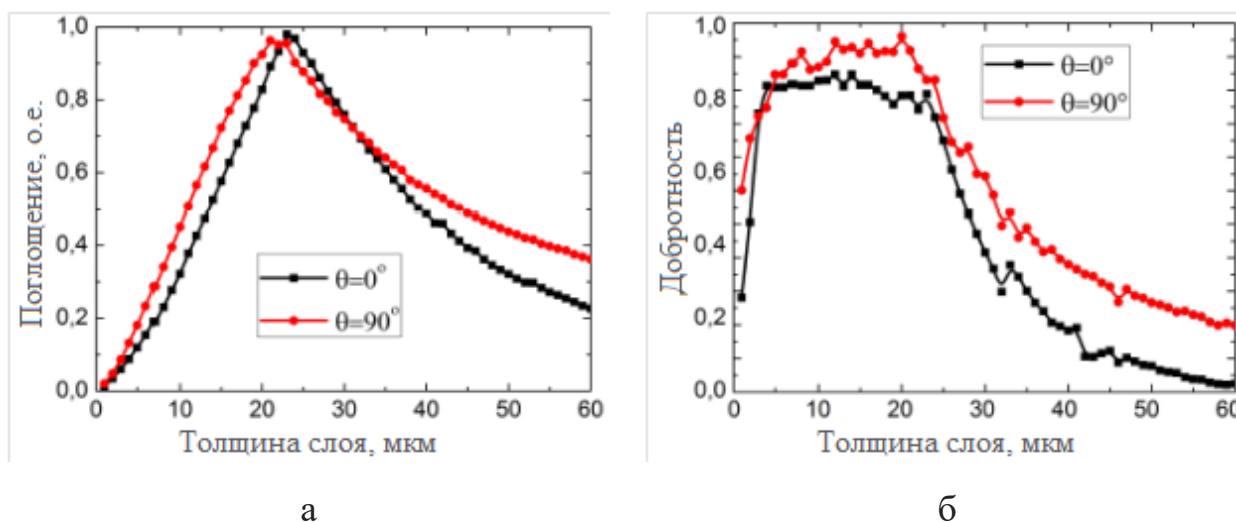


Рисунок 2.4 – Влияние толщины слоя полиимида SU-8 на поглощающую способность на резонансной частоте метаповерхности (а) и добротность (б) для образца 1 с толщиной слоя ЭКР 0,5 мкм

Для этих результатов получено оптимальное значение толщины диэлектрической прослойки 21,6 мкм. Образец 1 с оптимальной толщиной представляет лучшее резонансное поглощение, со значением более 90% для у-поляризованной волны, обеспечивающее узкополосный резонансный пик. На Рисунке 2.5 представлено поглощение структуры с оптимизированной толщиной прослойки для обеих поляризаций.

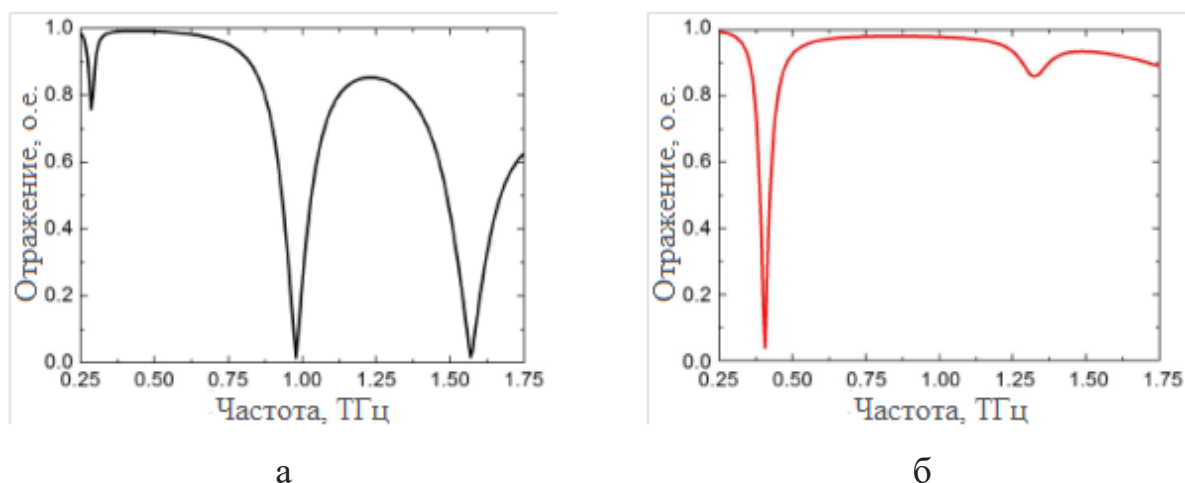


Рисунок 2.5 – Спектральные характеристики образца 1 с оптимизированной толщиной прослойки для у-поляризованных (а) и х-поляризованных (б) волн

Оптимальная толщина диэлектрического слоя определяется формулой $t = \frac{\lambda_{res}}{4n_{eff}}$, где t – толщина диэлектрического слоя, λ_{res} – резонансная частота, n_{eff} – эффективный показатель преломления диэлектрического слоя, покрываемого решеткой ЭКР. Таким образом, для оптимальной толщины диэлектрической прослойки для обеих поляризаций $t \approx 21,6$ мкм, можно рассчитать эффективный показатель преломления диэлектрического слоя, покрываемого решеткой ЭКР, для образца 1: $\lambda_{res} = 303$ мкм ($\nu_{res} = 0,99$ ТГц), $n_{eff} \sim 3,9$ для y -поляризованной волны; $\lambda_{res} = 713$ мкм ($\nu_{res} = 0,42$ ТГц), $n_{eff} \sim 8$ для x -поляризованной волны.

В исследуемом диапазоне частот имеется дисперсия эффективного показателя преломления метаповерхности, которую можно рассчитать по методике, приведенной в [125].

Затем было получено и рассчитано распределение напряженности электрического поля (E -поля) в поглотителе на резонансных частотах для y -поляризованной волны: 0,292 ТГц, 0,969 ТГц и 1,623 ТГц (Рисунок 2.6); и для волны с x -поляризацией: 0,398 ТГц и 1,332 ТГц (Рисунок 2.7).

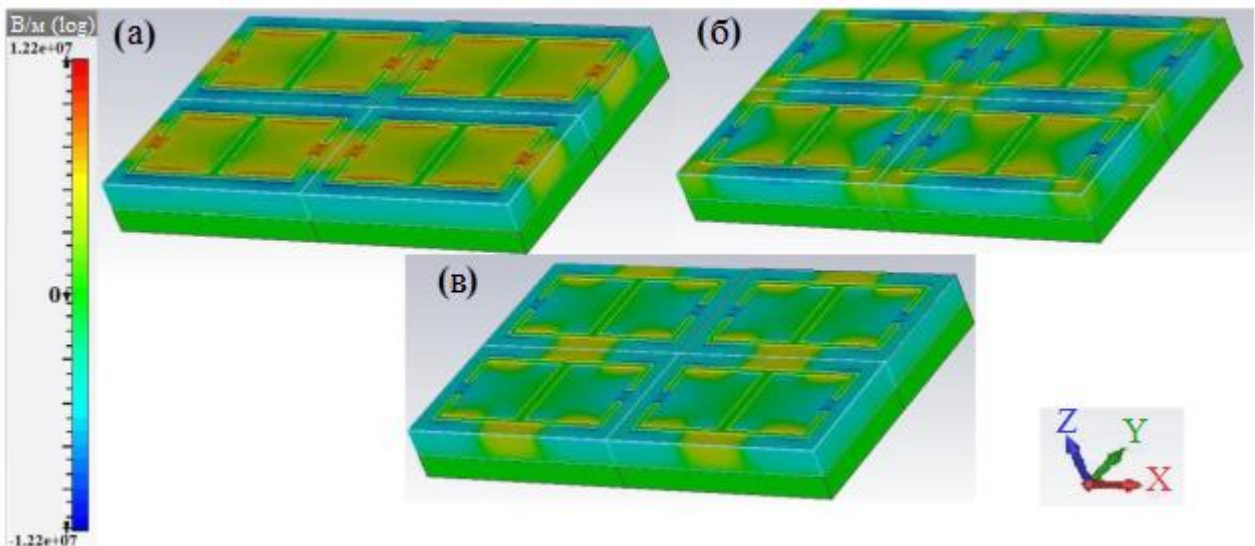


Рисунок 2.6 – Распределение E -поля в образцах поглотителя для y -поляризованной волны на частотах: 0,292 ТГц (а), 0,969 ТГц (б) и 1,623 ТГц (в) для образца 1 с оптимизированной толщиной диэлектрической прослойки и толщиной слоя ЭКР 0,5 мкм

Эти результаты для y -поляризованной волны (Рисунок 2.6) позволяют сделать вывод, что резонанс на частоте 0,292 ТГц соответствует LC -моду из-за концентрации напряжённости электрического поля в зазоре ЭКР; в то время как резонансы на частотах 0,969 ТГц и 1,623 ТГц соответствуют плазмонному резонансу из-за концентрации напряжённости электрического поля вдоль границ ЭКР. Для случая x -поляризованной волны на Рисунке 2.7 резонансы на обеих частотах (0,398 ТГц и 1,332 ТГц) соответствуют плазмонному резонансу, поскольку наблюдается концентрация напряжённости электрического поля вдоль каждой из частей ЭКР.

Наибольшее поглощение в обоих случаях (x -поляризованные и y -поляризованные волны) соответствует первому плазмонному резонансу. По этой причине основное внимание было обращено на поглощение и добротность на этих резонансных пиках.

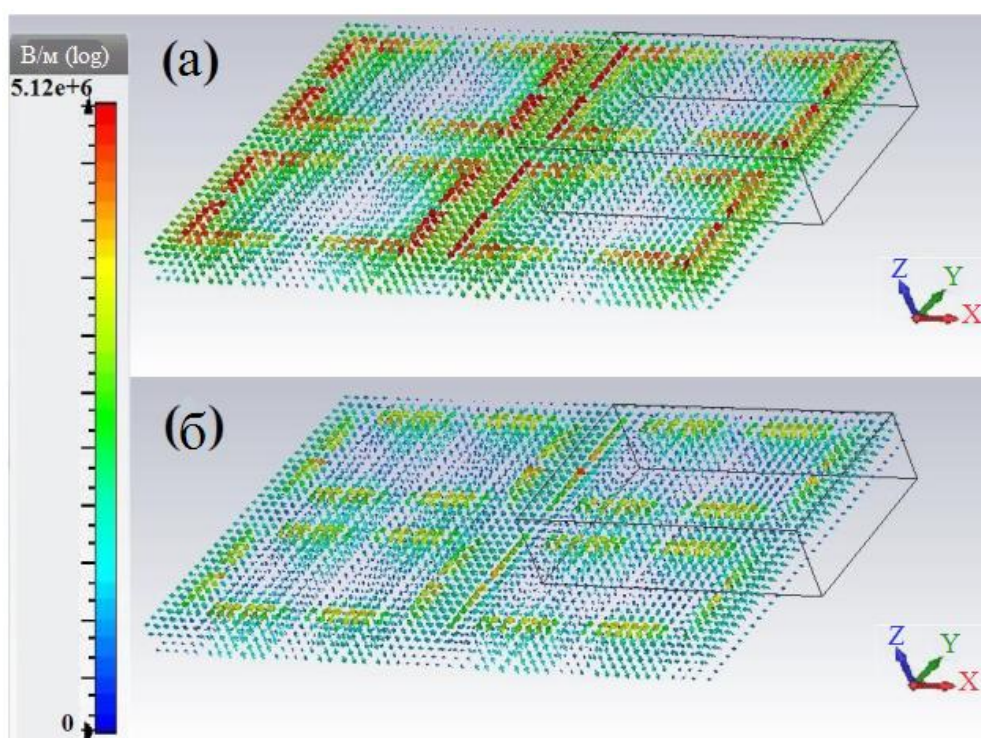


Рисунок 2.7 – Распределение вектора E -поля в образцах поглотителя для x -поляризованной волны на частотах: 0,398 ТГц (а) и 1,332 ТГц (б) для образца 1 с толщиной диэлектрического слоя 23 мкм и толщиной слоя ЭКР 0,5 мкм

2.2.4 Анализ толщины электрических кольцевых резонаторов

Чтобы иметь максимальное значение поглощения, толщина ЭКР должна быть больше, чем толщина скин-слоя, выраженная формулой:

$$\Delta = c \sqrt{2 \frac{\epsilon_0}{\omega \mu_m} \rho}, \quad (2.4)$$

где Δ – толщина скин слоя; c – скорость света; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость свободного пространства; ω – циклическая частота; μ_m – относительная магнитная проницаемость меди; ρ – удельное сопротивление меди. Толщина скин-слоя на резонансной частоте составляет $\Delta = 0,13$ мкм.

Так как толщина ЭКР должна быть больше, чем толщина скин слоя, был выбран диапазон от 0,2 мкм до 1 мкм для моделирования и оценки влияния толщины ЭКР. Результаты моделирования поглощения и добротность метаповерхности показаны на Рисунке 2.8.

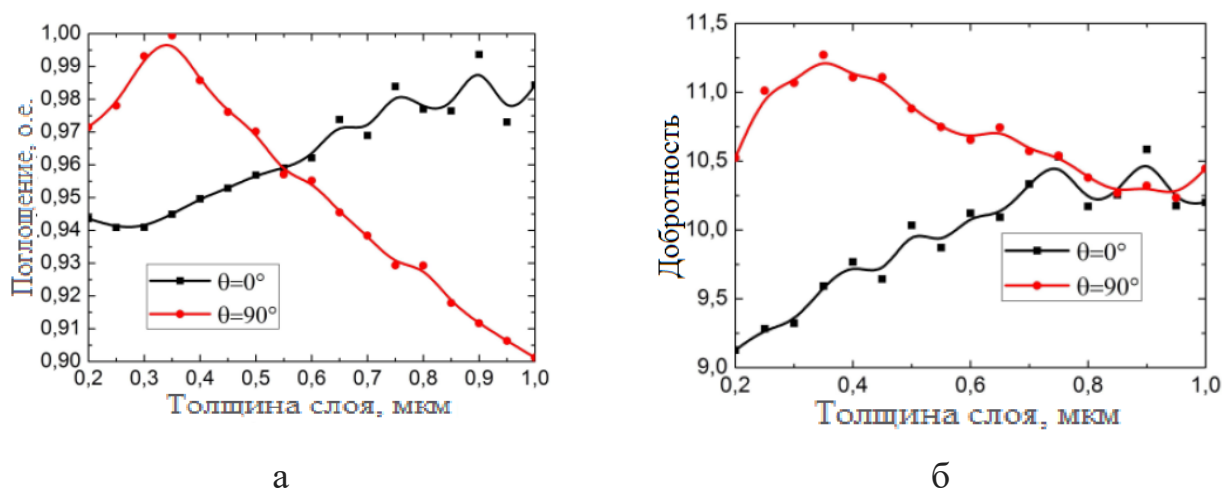


Рисунок 2.8 – Влияние толщины слоя ЭКР на поглощение резонансного пика (а) и на добротность (б) для образца 1 с толщиной полиимидного слоя 23 мкм

В случае у-поляризованной волны ЭКР можно рассматривать как волновод, таким образом, увеличение толщины ЭКР представляет собой увеличение длины волновода. Этот эффект создает пропорциональную зависимость поглощения метаповерхности от толщины слоя ЭКР. С другой стороны, для х-поляризованной

волны, ЭКР будет вести себя как волновод с секцией изгиба. Можно увидеть, что после пика поглощения для толщины 0,35 мкм, потери начинают уменьшаться.

Оптимальное значение толщины ЭКР составило 0,55 мкм, достигая поглощения выше 95% для обеих поляризаций.

2.3 Окончательная реализация

Как только были получены значения толщин для разных слоев, геометрические значения резонаторов были оптимизированы для достижения максимального значения поглощения на резонансной частоте. Для того, чтобы проверить поглощения на двух разных резонансных частотах, были изготовлены оптимизированные версии всех 5 образцов. Образцы 1 и 4 (экспериментальные образцы 'a' и 'b' соответственно), они имеют лучшую точность изготовления, их микрофотографии показаны на Рисунке 2.10, их окончательные значения их геометрических параметров представлены в Таблице 2.4.

Таблица 2.4 - Геометрические параметры для изготовленных поглотителей

№ образца	a , мкм	b , мкм	g , мкм	p , мкм	w , мкм
(a)	159	78	13	17	5
(b)	208	98	13	23	6

2.4 Процесс изготовления

Метаповерхность ЭКР была изготовлена с использованием вакуумного напыления и фотолитографии. Эмульсионная фотомаска и экспериментальные образцы изготовлены в "Государственном Оптическом Институте им. С.И. Вавилова". Процесс изготовления показан на Рисунке 2.9 и состоит из пяти этапов: (1) нанесение тонкого слоя хрома и слоя меди на кремниевую подложку с использованием метода ионно-вакуумного напыления; (2) распыление раствора

жидкого полиимида (SU-8) с использованием центробежной силы; (3) нанесение слоя фоторезиста с помощью центробежной силы через маску; (4) нанесения второго медного слоя для формирования ЭКР; (5) удаления слоя фоторезиста.

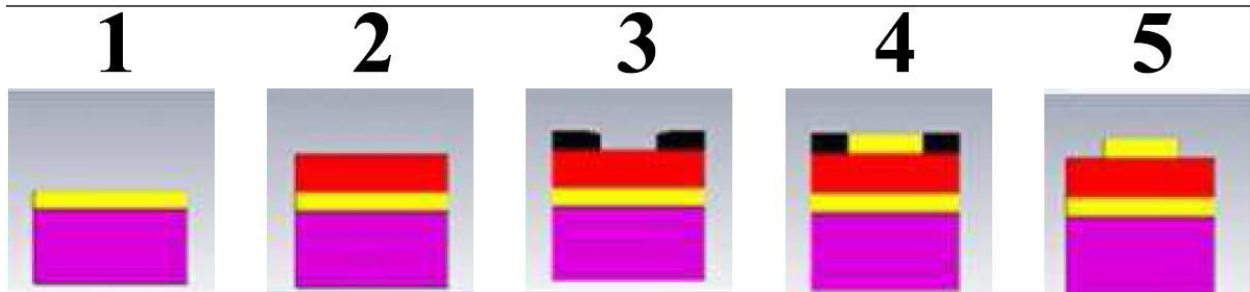


Рисунок 2.9 – Пять этапов изготовления образца поглотителя. Фиолетовый - кремний; желтый - медь; красный - полиимид; черный – фоторезист

В конце процесса изготовления были получены два образца поглотителя с оптимизированными геометрическими параметрами из Таблицы 2.4 и оптимальной толщиной для слоев ЭКР (0,55 мкм) и полиимида SU-8 (22,5 мкм). На Рисунке 2.10 показаны микроизображения элементарной ячейки поглотителя со шкалой 100 мкм.



2.5 Экспериментальная установка

Для проверки резонансного поглощения разработанного поглотителя была использована компактная установка терагерцовой импульсной спектроскопии [122]. На Рисунке 2.11 представлена экспериментальная установка и показан процесс регистрации формы сигнала в установке терагерцовой импульсной спектроскопии. Установка использует вторую гармонику фемтосекундного волоконного лазера для генерации и обнаружения ТГц импульсов. Лазер имеет среднюю мощность 200 мВт. Система использует центральную длину волны 780 нм, длительность импульса 100 фс. Генерация ТГц-волны осуществляется в фотопроводящей антенне LT-GaAs (РСА), а регистрация временных форм ТГц-импульсов осуществляется с помощью электрооптического кристалла ZnSe. Установка работает в режиме на отражение со светоделителем, направляя падающее излучение перпендикулярно образцу. Измерения проводились в диапазоне частот от 0,25 до 1,75 ТГц.

Отражательная способность метаповерхности была определена с использованием уравнения (2.5):

$$R(\nu) = \left| \frac{E_s(\nu)}{E_r(\nu)} \right|^2, \quad (2.5)$$

где E_r – комплексная амплитуда электрического поля эталонного сигнала, отраженного от плоского золотого зеркала, помещенного за жестко фиксированной диафрагмой, а E_s – комплексная амплитуда электрического поля сигнала, отраженного от исследуемого образца, размещенного позади диафрагмы. Спектры комплексных амплитуд электрического поля эталонного и объектного сигналов получались с помощью быстрого Фурье-преобразования временных форм ТГц импульсов, соответствующих сигналов.

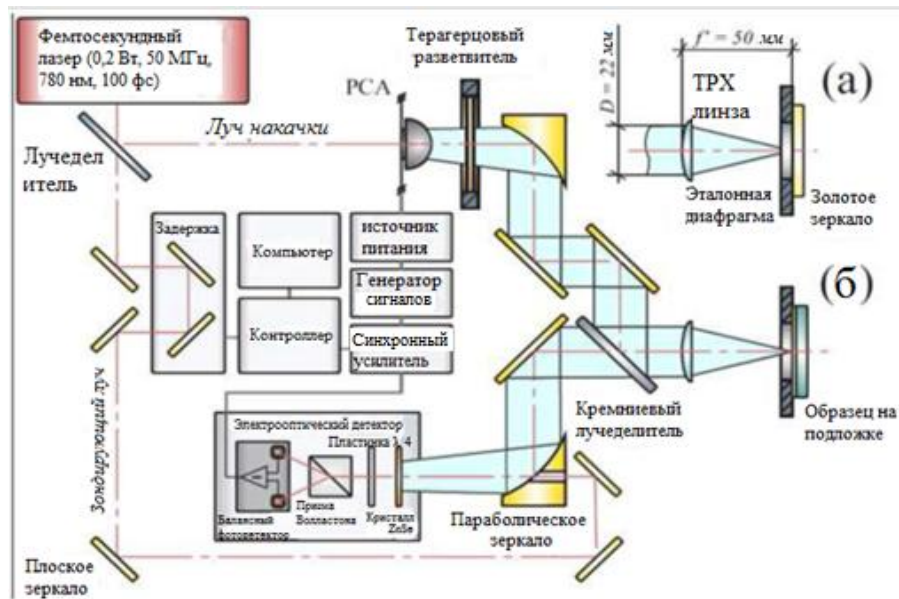


Рисунок 2.11 – Конструкция ТГц импульсного спектрометра, работающего в режиме на отражение: (а) измерение опорного сигнала; (б) измерение объектного сигнала

2.6. Результаты и обсуждение

Чтобы подтвердить результаты, были получены спектральные характеристики двух метаповерхностей (а) и (б) как теоретически, так и экспериментально. Теоретические и экспериментальные спектры отражения метаповерхностей показаны на Рисунках 2.12 и 2.13, соответственно.

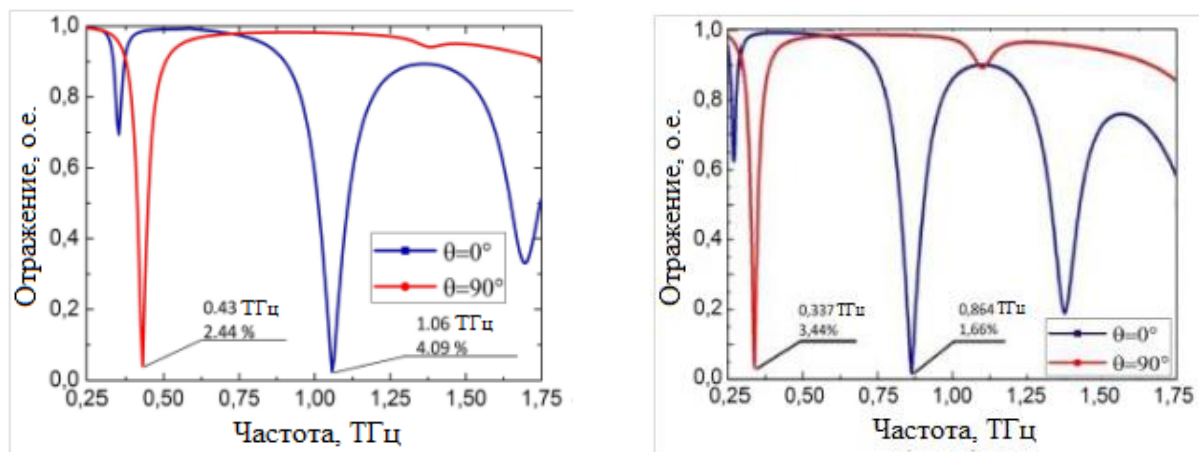


Рисунок 2.12 – Теоретический коэффициент отражения для x-поляризованной волны (красная кривая) и y-поляризованной волны (синяя кривая) для образцов поглотителя (а) слева и (б) справа

Теоретические значения поглощения для образца (а) составляют 95,91% на частоте 1,06 ТГц для у-поляризованной волны и 97,56% на частоте 0,43 ТГц для х-поляризованной волны; и для образца (b) 98,34% на частоте 0,864 ТГц для у-поляризованной волны, 96,56% на частоте 0,337 ТГц для х-поляризованной волны. Коэффициент отражения образцов был измерен на ТГц импульсном спектрометре для получения значения поглощения. Образец (а) показывает поглощение 99,57% на частоте 1,06 ТГц для у-поляризованной волны и 99,11% на частоте 0,4 ТГц для х-поляризованной волны; для образца (b) измеренное поглощение составляет 99,98% на частоте 0,87 ТГц для у-поляризованной волны и 98,68% на частоте 0,33 ТГц для х-поляризованной волны.

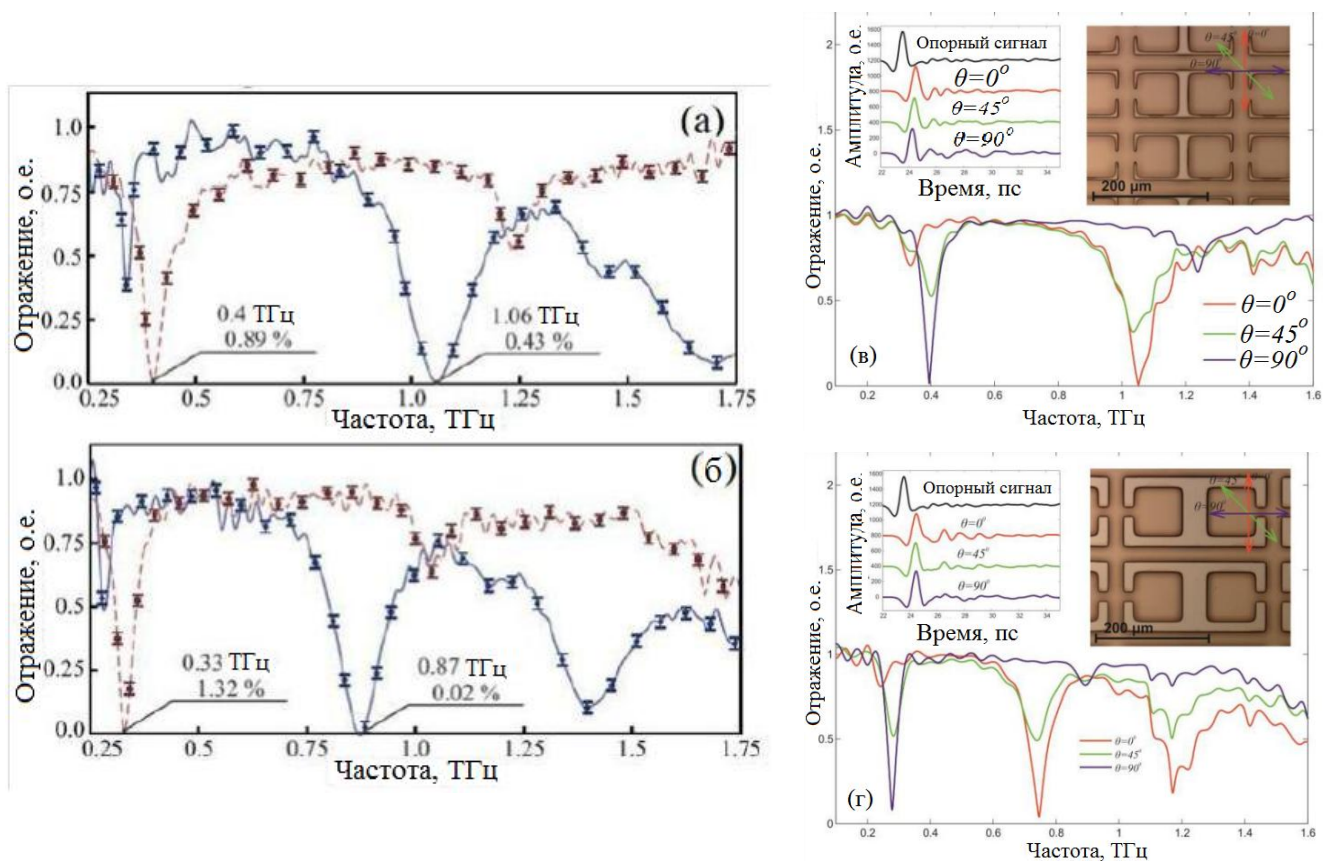


Рисунок 2.13 – (а) и (б) Спектры отражения для у-поляризованной (синяя кривая) и х-поляризованной (красная кривая) волн для (а) и (b) экспериментальных образцов с геометрическими параметрами из Таблицы 2.4 соответственно. (в) и (г) Амплитудные спектры отражения и временные формы для разных поляризаций волны ($\theta=0^\circ$, 45° , 90°) для (а) и (b) образцов с геометрическими параметрами из Таблицы 2.4 соответственно. Вставки: фотографии экспериментальных образцов

Как видно из Рисунка 2.13, коэффициенты отражения образцов поглотителей, полученные в моделировании и в эксперименте, очень похожи. Резонансные частоты близки к полученным при моделировании, и все кривые имеют одинаковый вид. Кроме того, экспериментально полученные значения поглощения на резонансных частотах, превосходят полученные значения в моделировании. Различия между теоретическими и экспериментальными результатами могут быть объяснены отклонением параметров материала от табличных значений и допусками процесса изготовления.

2.7 Выводы по Главе 2

В этой главе было проанализировано влияние геометрических характеристик метаповерхности на поглощение узкополосного поглотителя для ТГц частотного диапазона. Конструкция состояла из элементарной ячейки на основе сдвоенных электрических резонаторов. Производительность метаматериалов была проанализирована с использованием метода конечных разностей в частотной области, для того чтобы получить оптимальные значения геометрических параметров ЭКР, а также толщины слоя диэлектрической прослойки и слоя ЭКР, которые привели к максимальному поглощению. Были получены значения поглощения более 99% при нормальном падении электромагнитной волны (поглощение 99,57% на частоте 1,06 ТГц для у-поляризованной волны и 99,11% на частоте 0,4 ТГц для x -поляризованной волны). Структура чувствительна к поляризации: изменение угла поляризации приводит к сдвигу частоты резонансного пика и изменению поглощения резонансного пика.

Эти результаты не только служат ориентиром для будущих дизайнов структур метаматериалов, основанных на ЭКР, но также показывают обоснованность предложенных структур при реализации различных аппаратных компонентов для систем терагерцовой фотоники.

Глава 3 Разработка частотно-избирательной поверхности на основе массива крестообразных резонаторов с возможностью механического управления резонансной частотой

В настоящее время терагерцовый диапазон частот представляет большой интерес научного сообщества из-за его многочисленных применений, включая различные области, такие как неразрушающая визуализация, военные, химические и медицинские применения. Терагерцовая спектроскопия привлекает особое внимание исследователей, поскольку у длин волн субмиллиметрового диапазона имеются линии поглощения как простых, так и сложных молекул, которые соответствуют вращательным колебаниям молекулы [126]. Благодаря такому разнообразию применений терагерцовых технологий, появляется необходимость разработать новые источники, детекторы, фильтры и другие важные компоненты [127, 128].

Зачастую для изготовления фильтров используется частотно-избирательная поверхность (иногда называемая метаповерхностью), представляющая собой тонкую металлическую пленку с любой геометрической формой, вырезанной в ней в двумерном массиве. Оптические характеристики такого фильтра определяются типом геометрической формы и ее размером. Другим преимуществом частотно-избирательной поверхности является её компактность и простота процесса изготовления.

Одна из наиболее распространенных геометрий резонатора элементарной ячейки имеет крестообразную форму, поскольку спектр пропускания такого фильтра не восприимчив к поляризации падающего излучения. Проф. Ульрих [129] является одним из первых авторов, изучивших такую структуру. Он показал, что частотно-селективная поверхность этого типа можно представить как элемент схемы линии передачи. Кроме того, было опубликовано много других работ, авторы которых использовали различные методы изготовления и испытывали фильтры на основе крестообразных резонаторов на ТГц частотах [130–135].

Эта глава посвящена разработке управляемого узкополосного терагерцового фильтра на основе крестообразных резонаторов для четырех разных частот. Спектральные характеристики фильтра можно переключать механически, переставляя крестообразные резонаторы разных размеров и изменяя угол падения излучения на плоскость фильтра.

3.1 Расчёт геометрических параметров крестообразных резонаторов

Геометрические параметры крестообразных резонаторов — длина L , ширина K и период G (Рисунок 3.1) — определяют положение резонансной частоты пропускания полосового фильтра.

При этом, значение резонансной частоты зависит от геометрических параметров крестов линейно [136]. Используя этот принцип и основываясь на данных о фильтре с известными геометрическими параметрами и спектральными характеристиками, для каждого параметра коэффициент масштабирования можно рассчитать по формуле $C_p = P/\lambda$, где P — значение геометрического параметра, а λ — известная резонансная длина волны для этого резонатора. Рассчитанные коэффициенты масштабирования приведены в Таблице 3.1 (f — частота резонансного пропускания) [131]. Умножив масштабный коэффициент на желаемую длину волны, получаются новые параметры резонатора. Таблица 3.2 показывает расчетные размеры.

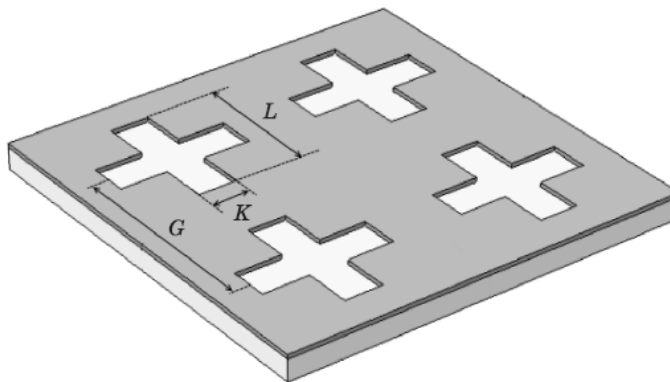


Рисунок 3.1 – Параметры фильтра с крестообразной геометрией

Таблица 3.1 – Коэффициенты масштабирования

$L = 261$ мкм; $K = 76$ мкм; $G = 402$ мкм; $f = 0,585$ ТГц ($\lambda = 512,8$ мкм)		
C_L	C_K	C_G
0,509	0,148	0,784

Таблица 3.2 – Параметры крестообразных резонаторов для фильтров для заданных резонансных частот

f , ТГц	G , мкм	L , мкм	K , мкм
0,1	2351	1533	445
0,2	1175	766	222
0,3	784	511	148
0,4	588	383	111

3.2 Численное моделирование

Для построения предварительного вида спектра пропускания фильтра на основе крестообразных резонаторов использовался метод конечных элементов. Моделирование осуществлялось с использованием сложной интегрированной среды для моделирования физических процессов Comsol Multiphysics. Используя значения параметров крестообразных резонаторов из Таблицы 3.2, спектры пропускания фильтра были построены для четырех частот (0,1; 0,2; 0,3; 0,4 ТГц). Резонансные частоты спектров, полученные в результате моделирования, практически совпали с полученными теоретически. Коэффициент пропускания близок к единице.

3.2.1 Модель колебательного контура

Несмотря на то, что численное моделирование имеет большой потенциал и дает довольно точные результаты, это длительный и ресурсоемкий процесс.

Поэтому для прогнозирования вида спектра пропускания можно использовать теоретическую модель колебательного контура, которая представлена в [130].

Коэффициент пропускания можно рассчитывать с помощью этой модели:

$$\frac{P_T}{P_{IN}} = 1 - \left[\frac{|(Z_{grid}||Z_0) - Z_0|}{|(Z_{grid}||Z_0) + Z_0|} \right]^2, \quad (3.1)$$

$$Z_{grid} = (R + j\omega L) || (j\omega C)^{-1}, \quad (3.2)$$

где P_{IN} – мощность падающего излучения, P_T – мощность прошедшего излучения, $Z_0=377$ Ом – импеданс свободного пространства, $R=7,8 \times 10^{-2}$ Ом – омические потери в сетке, L – индуктивность, C – емкость, ω – циклическая частота, Z_{grid} – импеданс элементарной ячейки.

Добротность колебательного контура составляет:

$$Q = \frac{\omega_r C Z_0}{2}, \quad (3.3)$$

где ω_r — резонансная частота, равная:

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (3.4)$$

Для фильтров с подложкой ёмкости и индуктивности были рассчитаны на основе результатов моделирования. Ёмкость можно рассчитать по формуле (3.3), зная добротность, электрический импеданс свободного пространства и резонансную частоту, а затем, используя рассчитанную емкость, индуктивность рассчитать по формуле (3.4). Получив, таким образом, значения индуктивности и емкости для одного фильтра, путем пропорционального изменения относительно резонансной частоты, можно рассчитать L и C для других фильтров, которые нам нужны.

3.3 Методика эксперимента

Эксперимент проводился методом терагерцовой импульсной спектроскопии. Принцип генерации аналогичен тому, что представлен в статье [137]. В этой схеме излучение генерируется с использованием нелегированного кристалла арсенида индия благодаря эффекту Дембера в магнитном поле. Детектор представляет собой кристалл CdTe. Когда фемтосекундный луч и терагерцовое излучение падают на кристалл CdTe одновременно, терагерцовый импульс вызывает в нем двулучепреломление из-за эффекта Поккельса, при этом двулучепреломление прямо пропорционально напряженности электрического поля терагерцовой волны. С помощью электрооптического стробирования регистрировались временные формы ТГц импульсов прошедших через воздух (опорный сигнал) и образец фильтра (объектный сигнал). Длительность ТГц импульса составляла 2,7 пс, мощность ТГц излучения до 1 мкВт. Диапазон рабочих частот терагерцового импульсного спектрометра находится в диапазоне 0,1–1,0 ТГц. С помощью быстрого Фурье-преобразования получались комплексные амплитуды опорного и объектного сигналов. Отношение квадратов модулей объектного и опорного сигнала соответствует коэффициенту пропускания фильтра.

3.3.1 Экспериментальный образец

Тестовый образец представляет собой круг, разделенный на 4 части, каждая из которых содержит массив крестообразных резонаторов с размерными параметрами, представленными в Таблице 3.2. Таким образом, каждая часть имеет пиковое пропускание на разных резонансных частотах, что обеспечивает механическое управление. Фильтр изготовлен методом прямой лазерной абляции металлической пленки поверх полимерной подложки [138]. Материалом подложки является лавсан толщиной 65 мкм, его диэлектрическая проницаемость

равна 3. Металлическая пленка с вырезанными крестообразными резонаторами представляет собой слой алюминия толщиной 0,5 мкм.

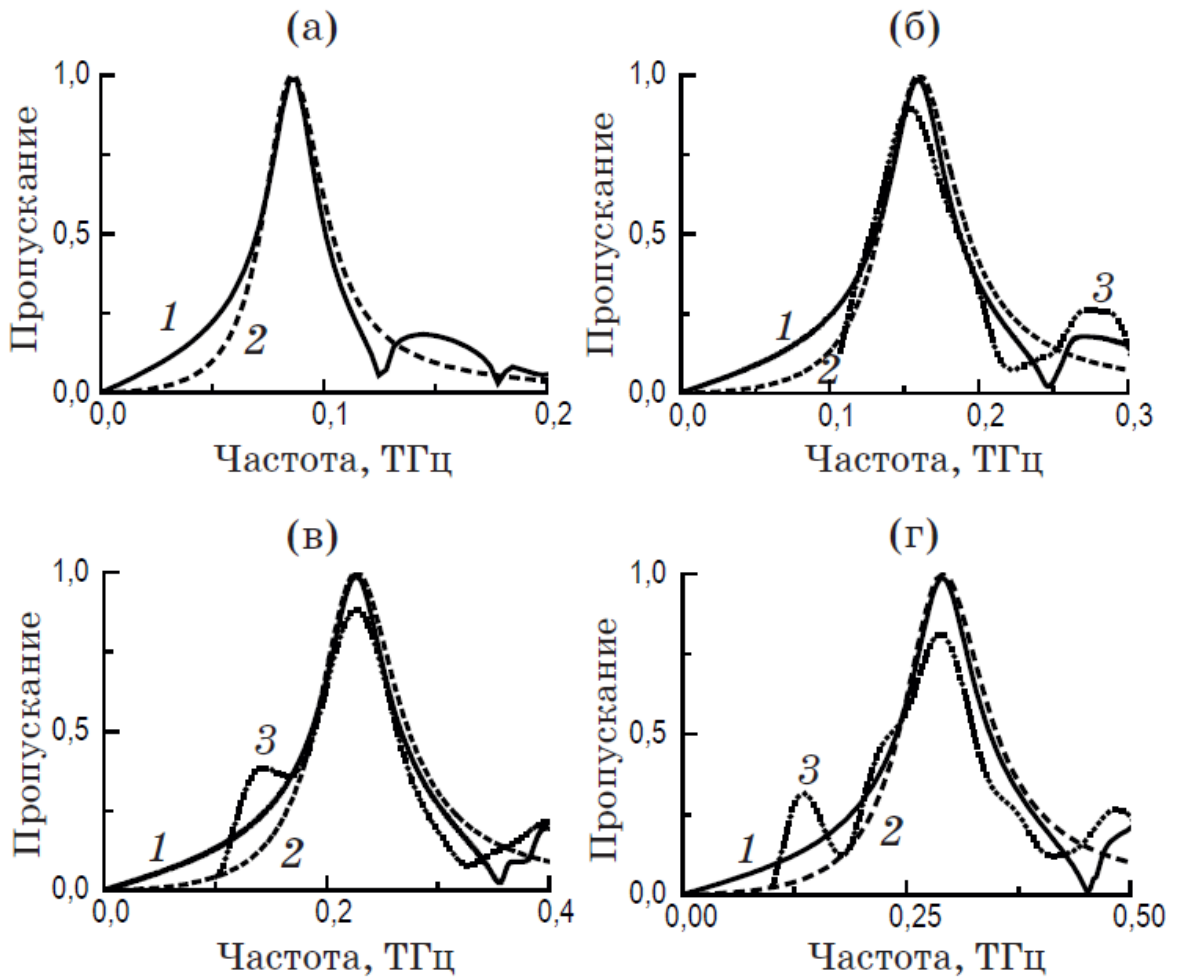


Рисунок 3.2 – Спектры пропускания, полученные численно (1), аналитически (2) и экспериментально (3) для исследуемого образца

Спектры пропускания каждой части такой структуры были получены путём численного моделирования в среде Comsol Multiphysics с использованием метода конечных элементов, аналитически с использованием модели колебательного контура и экспериментально с использованием импульсной терагерцовой спектроскопии (Рисунок 3.2). Резонансные частоты f и коэффициенты пропускания на этих частотах T , полученные разными методами, указаны в

Таблице 3.3 (f_t и T_t — теоретическое аналитическое исследование, f_{sim} и T_{sim} — результаты численного моделирования; f_{exp} и T_{exp} — экспериментальные данные).

Таблица 3.3 – Спектральные характеристики фильтров, полученные численно, аналитически и экспериментально

Спектральные характеристики		Фильтр №1	Фильтр №2	Фильтр №3	Фильтр №4
f , ТГц	f_t	0,087	0,155	0,219	0,285
	f_{sim}	0,086	0,160	0,227	0,291
	f_{exp}	–	0,154	0,226	0,288
T	T_t	1	1	1	1
	T_{sim}	0,98	0,99	0,99	0,98
	T_{exp}	–	0,91	0,88	0,82

Геометрические параметры крестообразных резонаторов (G , K , L) для фильтров первоначально рассчитывались для резонансных частот 0,1; 0,2; 0,3; 0,4 ТГц (Таблица 3.2), однако в результате добавления лавсановой подложки все резонансные частоты сместились в сторону более низких частот. Из-за этого спектр пропускания первого фильтра не попадал в диапазон рабочих частот импульсного спектрометра (0,1–1,0 ТГц).

3.3.2 Управление характеристиками фильтра

Импульсная терагерцовая спектроскопия использовалась для измерения спектров пропускания фильтра под разными углами в плоскости фильтра (Рисунок 3.3 (а)). Спектр пропускания фильтра практически не изменяется, так как он не зависит от поляризации падающего излучения.

Однако, если изменить угол падения излучения на плоскость фильтра, изменится форма крестообразного резонатора относительно излучения и, следовательно, спектр пропускания (Рисунок 3.3 (б)). Кроме того, чем больше

угол падения (угол измеряется от нормали к плоскости), тем больше добротность и тем ниже резонансная частота.

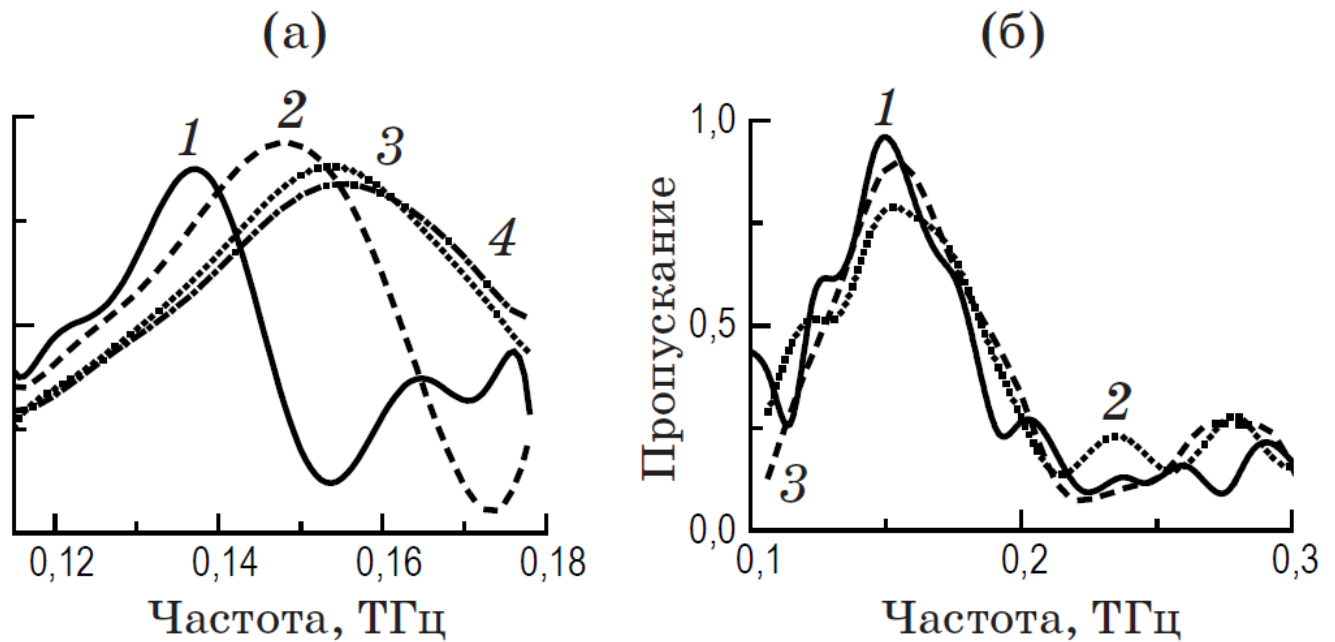


Рисунок 3.3 – Спектры пропускания экспериментального образца, полученные в зависимости от (а) угла падения излучения на плоскость фильтра: 60° (1), 45° (2), 30° (3), 0° (4); (б) угла поворота в плоскости фильтра: 0° (1), 30° (2), 60° (3)

3.4 Выводы по Главе 3

Был разработан и изготовлен механически управляемый терагерцовый фильтр, с возможностью переключения между четырьмя резонансными частотами. Геометрические параметры крестообразных резонаторов фильтров рассчитаны для четырех частот, лежащих в диапазоне 0,1–0,4 ТГц. На основании данных, рассчитанных методом конечных элементов в Comsol Multiphysics, были получены спектры пропускания полосовых фильтров. На основе модели колебательного контура построены аналитические спектры пропускания. После расчета емкости и индуктивности для одного фильтра и их линейного изменения относительно резонансной частоты были построены спектры других фильтров, которые могут значительно сэкономить время по сравнению с численным

моделированием. Экспериментальный образец фильтра был изготовлен путем прямой лазерной абляции металлизированной полимерной пленки. Фильтр состоит из четырех частей с различными размерами крестообразных резонаторов, что обеспечивает механическое управление резонансной частотой пропускания. С помощью импульсной терагерцовой спектроскопии были получены спектры пропускания. Показано, что коэффициент пропускания фильтра составляет 82–91%. Результаты эксперимента хорошо согласуются с аналитическим и численным моделированием.

Изучено влияние вращения образца в плоскости фильтра на спектр пропускания. При такой технологии изготовления спектр остается практически неизменным. Однако если изменить угол падения излучения на плоскость фильтра, спектр существенно изменится, и с увеличением угла резонансная частота пропускания сместится в сторону более низких частот, а добротность возрастёт.

Глава 4 Управление оптическими свойствами углеродных нанотрубок

Терагерцовые технологии в настоящее время испытывают увеличение академического и промышленного интереса [139]. Разработка основных компонентов в диапазоне частот 0,1–1,0 ТГц необходима для широкого спектра приложений, таких как телекоммуникации, радары и системы визуализации, спектроскопия материалов и медицинские визуализация и диагностика [140–144]. В том числе диэлектрические волноводы и, в частности, диэлектрические стержневые волноводы (ДСВ) являются одной из перспективных платформ для терагерцовой электроники [145]. В частности, разработанные и изготовленные фазовращатели, усилители, активные и пассивные антенны и электрически управляемые аттенюаторы уже были продемонстрированы [146–150]. Диэлектрические волноводы показывают значительное уменьшение потерь при распространении по сравнению со стандартными металлическими волноводами [151,152]. Еще одним примечательным свойством ДСВ является то, что полупроводниковые приборы, такие как диод Ганна или лавинно-пролетный диод, смесители и детекторы, модуляторы и генераторы могут быть интегрированы на полупроводниковом волноводе [153,154]. Кроме того, диэлектрические волноводы не имеют частоты отсечки, что позволяет им работать в сверхширокополосном диапазоне частот [155]. ДСВ является открытой, т. е. немаetalлической экранированной волноводной системой, на которую можно воздействовать внешними электромагнитными полями, включая свет. Как следствие, покрытие стенки волновода слоем с переменным сопротивлением, постоянная распространения может быть динамически настроена. Одно из первых применений оптически управляемых фазовращателей на основе генерируемого плазменного слоя в кремниевых ДСВ сообщается в статье проф. Ли [156].

Материалы с электрически и/или оптически перестраиваемыми свойствами, такие как поверхности с большим импедансом, таким образом, имеют множество

применений, таких как фазовращатели, аттенюаторы и управляемые антенны [157,158]. Однако существующие материалы с перестраиваемым импедансом обычно с серьёзными потерями для миллиметрового диапазона длин волн и ТГц частотного диапазона [159]. Таким образом, новые наноматериалы и метаматериалы подробно изучены, и было показано, что они обладают привлекательными электронными и оптоэлектронными свойствами [160]. Например, слои одностенных углеродных нанотрубок (ОСУНТ) были использованы для оптически управляемых фазовращателей [161,162]. Простота осаждения ОСУНТ на широкий диапазон подложек подходит для устройств с большой площадью поверхности, например для изготовления поверхностных покрытий отражателей, поглотителей, матриц датчиков и антенн [163, 164]. Компоненты на основе ОСУНТ также могут быть интегрированы с элементами антенны ДСВ для применения в управлении ТГц излучением [165]. Характеристики распространения ДСВ, с нанесёнными ОСУНТ на подложке из полиэтилентерефталата (ПЭТ) были изучены теоретически и экспериментально [166]. Было показано, что потери при распространении уменьшаются в диапазоне 75–320 ГГц из-за быстрого уменьшения проводимости слоя ОСУНТ с частотой [166]. Однако перестраиваемость диэлектрических свойств ОСУНТ в ТГц диапазоне частот еще не подтверждена или ограничена статической характеристикой в виде измерений фототока в качестве отклика для оптического и ТГц освещения [167, 168].

В этой главе были экспериментально исследованы слои ОСУНТ в широком диапазоне ТГц частот разными методами, с целью их интеграции на поверхности с перестраиваемым импедансом для применений в терагерцовой фотонике. Результаты, представленные здесь, включают в себя характеристики, полученные с помощью сканирующей электронной микроскопии, просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), оптической спектроскопии в диапазоне 200–2500 нм длин волн и терагерцовой спектроскопии во временной области в диапазоне частот 0,2–1 ТГц. Также была предложена конструкция оптически управляемого терагерцового фазовращателя на основе ДСВ нагруженного на

ОСУНТ. Устройства охарактеризованы измерениями S -параметров векторного анализатора сетей в диапазоне частот 75–500 ГГц. В течение исследования была продемонстрирована уместность применения ОСУНТ для их интеграции в качестве настраиваемых импедансных поверхностей для терагерцовой фотоники. Проводимость тонких слоев углеродных нанотрубок можно оптимизировать для уменьшения индуцированных потерь при распространении и световое освещение может быть использовано для изменения их комплексной диэлектрической проницаемости.

4.1 Исследуемые образцы углеродных нанотрубок

Углеродные нанотрубки были синтезированы путём химического осаждения из газовой фазы, с точным контролем их морфологии, формирования связок и толщины слоя [169]. Способ производства ОСУНТ в аэрозольной фазе позволяет получать ОСУНТ с очень высоким качеством [170].

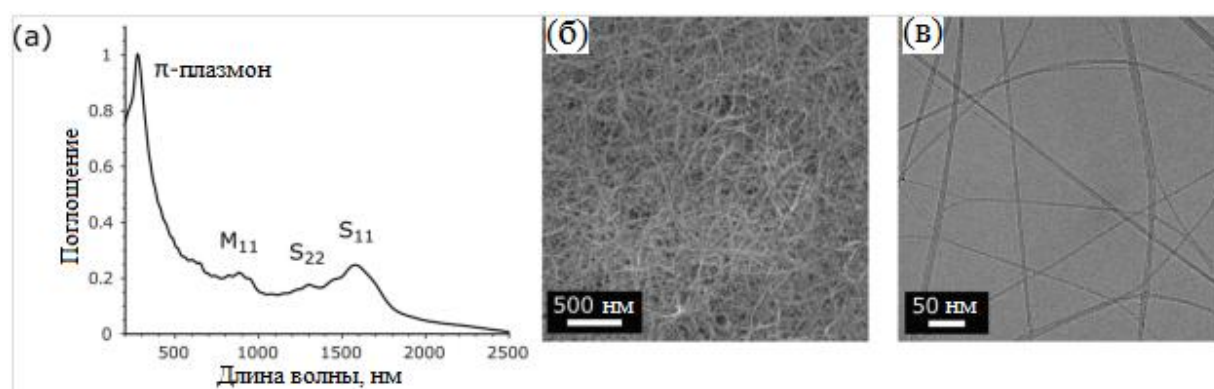


Рисунок 4.1 – Характеристика тонких слоев ОСУНТ: (а) спектр оптического поглощения образца ОСУНТ; (б) СЭМ-изображение ОСУНТ; (в) ПЭМ-изображение ОСУНТ

Спектр поглощения образца, подготовленного методом сухого переноса на кварцевую подложку, показан на Рисунке 4.1 (а). Наблюдаются, присущие углеродным нанотрубкам: π -плазмонный пик (~ 260 нм) от sp_2 гибридованных связей, пик S_{11} за счет первого электронного перехода в полупроводниковых ОСУНТ и пик M_{11} из-за первых переходов в металлических ОСУНТ. Исходя из этих результатов, диаметр нанотрубки, плотность и толщину слоя можно оценить

в соответствии с [171]. Средние диаметры исследуемых образцов ОСУНТ 1,0–2,0 нм были рассчитаны по положению пика S_{11} согласно графику Катауры [172]. Толщины слоев ОСУНТ определялись из оптического поглощения на длине волны 488 нм [179]. Длина ОУНТ была визуализирована с помощью просвечивающей электронной микроскопии, а распределения длин были измерены с использованием анализа изображений. На Рисунке 4.1 (б) и (в) показаны соответственно изображение, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии, структуры ОСУНТ на кварцевой подложке и изображение, полученное с помощью просвечивающей электронной микроскопии, отдельных нанотрубок. Высокое отношение интенсивностей G/D (D -пик ассоциируется с дефектами в структуре нанотрубки, чем больше дефектов в структуре – тем более интенсивный пик. G -пик относится к тангенциальным $C-C$ валентным колебаниям) в спектрах комбинационного рассеяния, широко используемые для оценки качества ОСУНТ позволяет предположить что весь углерод включен в решетку ОСУНТ [171,173]. Слои ОСУНТ были нанесены путем сухого переноса из нитроцеллюлозного фильтра на образцы. Различные образцы включали кварцевые подложки с золотыми контактными электродами, сапфировыми ДСВ и политетрафторэтиленовыми (ПТФЭ) подложками.

4.2 Влияние геометрических параметров слоя углеродных нанотрубок на их оптические свойства в терагерцовом диапазоне частот

Перед тем как исследовать влияние оптического возбуждения на оптические свойства углеродных нанотрубок, было проведено исследование влияния геометрических параметров слоя углеродных нанотрубок на его оптические параметры. Были исследованы три набора образцов ОСУНТ: (1) длина ОСУНТ: 20-40 мкм, диаметр ОСУНТ: 1,0-1,3 нм, толщина слоя ОСУНТ: 1323 нм; (2) длина ОСУНТ: 20 мкм, диаметр ОСУНТ: 1,5-2,0 нм, толщина слоя ОСУНТ: 1647 нм; (3) длина ОСУНТ: 10-15 мкм, диаметр ОСУНТ: 1,3-1,5 нм, толщина слоя ОСУНТ: 606,8 нм. Для образцов с нанотрубками различной длины были получены дисперсии действительной и мнимой части проводимости (Рисунок 4.2 (а), (б));

удельной проводимости (Рисунок 4.3 (а), (б)); диэлектрической проницаемости (Рисунок 4.4 (а), (б)). Метод получения дисперсии комплексной проводимости и диэлектрической проницаемости описан в Разделе 4.4.

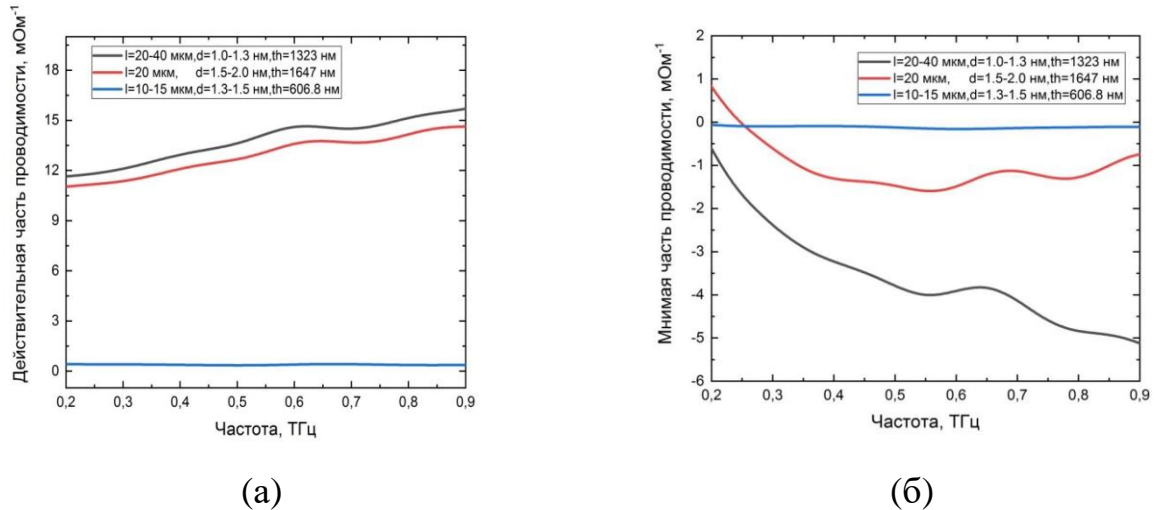


Рисунок 4.2 – Дисперсия действительной (а) и мнимой (б) части комплексной проводимости при разных длинах ОСУНТ: (1) образец – черная линия; (2) образец - красная линия; (3) образец - синия линия

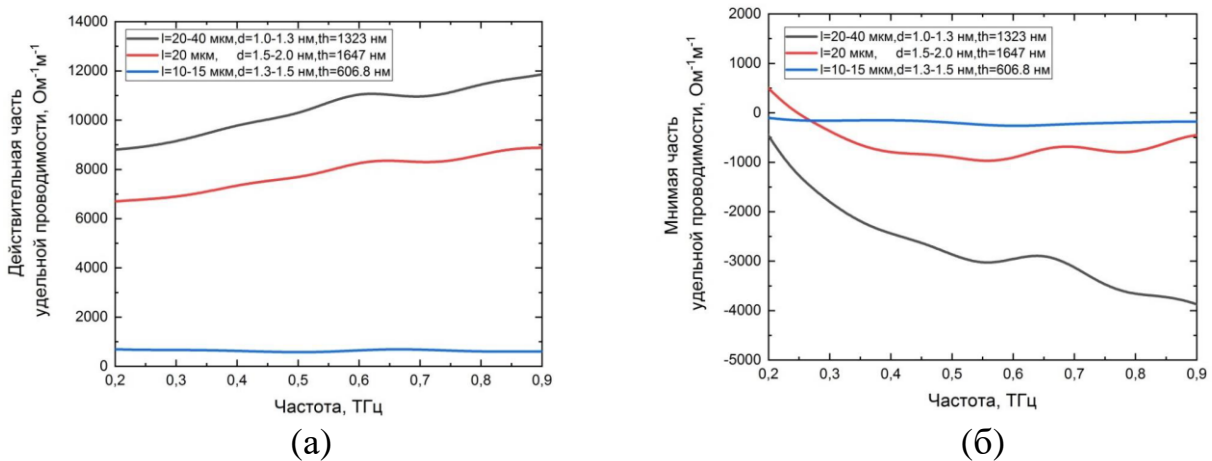


Рисунок 4.3 – Дисперсия действительной (а) и мнимой (б) части комплексной удельной проводимости при разных длинах ОСУНТ: (1) образец – черная линия; (2) образец - красная линия; (3) образец - синия линия

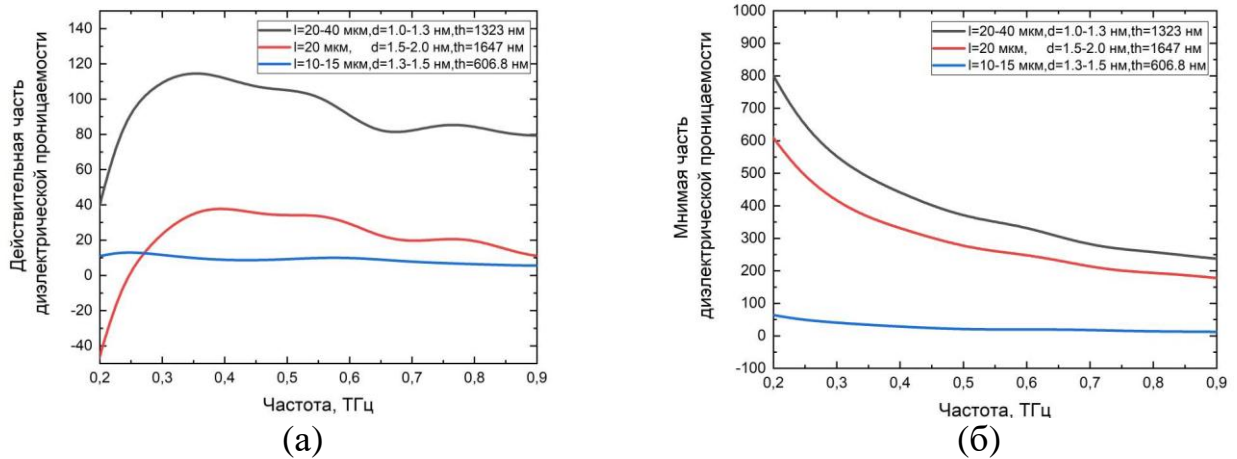


Рисунок 4.4 – Дисперсия действительной (а) и мнимой (б) части комплексной диэлектрической проницаемости при разных длинах ОСУНТ: (1) образец – черная линия; (2) образец - красная линия; (3) образец - синяя линия

По графикам видно, что с увеличением длины ОСУНТ увеличивается действительная часть комплексной проводимости слоя ОСУНТ и наблюдается обратная зависимость для мнимой части комплексной проводимости слоя ОСУНТ (Рисунок 4.2 (а), (б), Рисунок 4.3 (а), (б)). Действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости слоя ОСУНТ также увеличиваются с увеличением длины ОСУНТ, что хорошо заметно на Рисунке 4.4 (а), (б).

На оптические свойства массива углеродных нанотрубок влияет ряд факторов таких как: морфология нанотрубок (киральность), примесь металлических нанотрубок. Осцилляционный характер диэлектрической проницаемости вызван интерференцией на толщине структуры (эффектом Фабри-Перо).

4.3 Измерение импеданса углеродных нанотрубок

Для того чтобы продемонстрировать оптическое управление диэлектрической проницаемостью слоя ОСУНТ, было выполнено сначала прямое измерение импеданса на низких частотах. Слой ОСУНТ был нанесен на кварцевую подложку с двумя параллельными золотыми электродами и освещался лазером с длиной волны 532 нм, как показано на схеме на Рисунке 4.5 (а).

Измеряемая емкость и сопротивление образца уменьшались при циклическом освещении (Рисунок 4.5 (б)). Наблюдаемое изменение электрической емкости составляет около 10%, в то время как изменение сопротивления составляет менее 0,2%. Эти измерения позволяют предположить, что настройка диэлектрической проницаемости более чувствительна к свету, чем к проводимости.

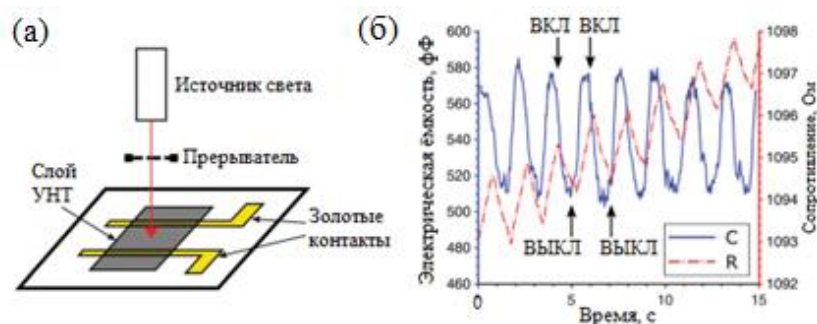


Рисунок 4.5 – (а) Схематическое изображение установки измерения импеданса слоя ОСУНТ на кварцевой подложке при освещении светом; (б) измеренное влияние циклического освещения на емкость и сопротивление слоя ОСУНТ

4.4 ТГц импульсная спектроскопия углеродных нанотрубок

Чтобы исследовать оптическое управление диэлектрической проницаемостью ОСУНТ в широком частотном диапазоне, была применена терагерцовая спектроскопия во временной области (импульсная ТГц спектроскопия, ИТС). ИТС является мощным инструментом, активно разрабатываемого с 1990-х годов, для измерения комплексных диэлектрических свойств различных материалов (диэлектрическая проницаемость, проводимость, магнитная проницаемость и показатель преломления).

ИТС основана на генерации и детектировании сверхкоротких когерентных импульсов и методе временного стробирования при использовании инфракрасного (ИК) фемтосекундного лазера. Комплексная диэлектрическая проницаемость материала может быть вычислена из измеренных амплитуд и фаз комплексных амплитуд электрического поля ТГц импульсов прошедших через опорный материал (с известными оптическими свойствами) и объектный материал (с неизвестными оптическими свойствами)[174]. Принципиальная схема

установки ТГц импульсного спектрометра показана на Рисунке 4.6 (а) [175,176]. ИК фемтосекундный лазерный импульс был разделен на два луча в соотношении 1:9. «Зондирующий пучок» содержал 10% энергии, а «пучок накачки»- 90%. Генерация ТГц сигнала осуществлялась за счет фотоэффекта Дэмбера в кристалле InAs в магнитном поле 2 Т. После прохождения через ИК фильтр ТГц пучок попадал на образец. Детектор представляет собой кристалл CdTe. Когда фемтосекундный зондирующий ИК пучок и ТГц излучение падают на кристалл CdTe одновременно, ТГц импульс вызывает в нем двулучепреломление из-за эффекта Поккельса, при этом двулучепреломление прямопропорционально напряженности электрического поля ТГц волны. С помощью электрооптического стробирования регистрировались временные формы ТГц импульсов прошедших через подложку (опорный сигнал) и слой ОСУНТ на подложке (объектный сигнал). Длительность ТГц импульса составляла 2,7 пс, мощность ТГц излучения до 1 мкВт. С помощью быстрого Фурье-преобразования получались комплексные амплитуды сигналов. Рабочий частотный диапазон ИТС: 0,2–1,0 ТГц.

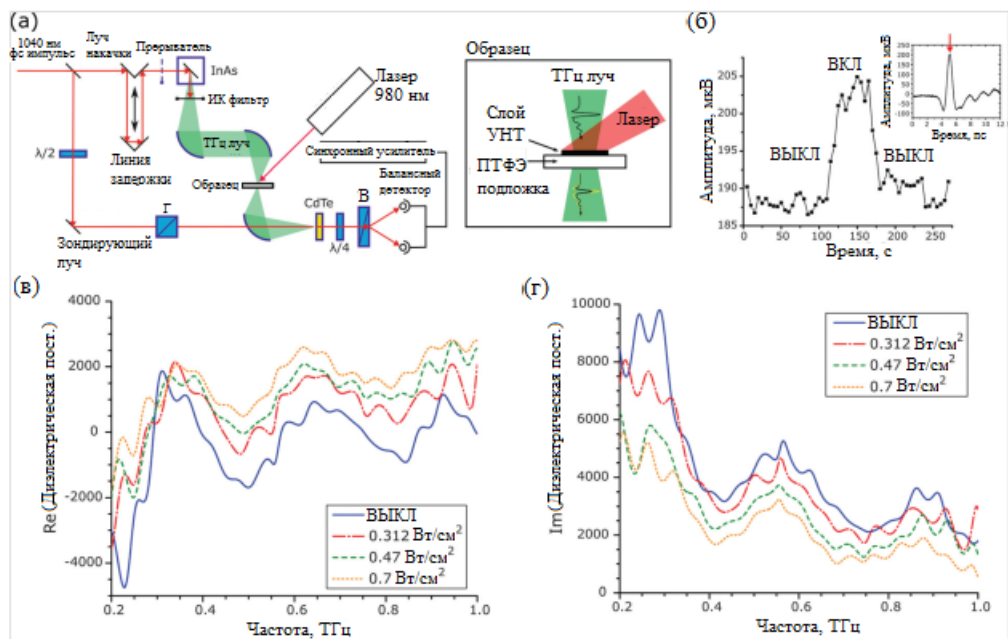


Рисунок 4.6 – Характеристика ОСУНТ с помощью ИТС: (а) схематическое изображение установки ИТС. Ch - оптический прерыватель, InAs - ТГц генератор (кристалл InAs в магнитном поле 2 Тл), G - призма Глана, CdTe - нелинейный кристалл, $\lambda/2$ и $\lambda/4$ – полу- и четвертьволновая пластины, W - призма Волластона;

(б) изменение пиковой амплитуды измеренного ТГц сигнала во включенном и выключенном состояниях освещения. Вставка - одиночный ТГц импульс; (в, г) действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости образца ОСУНТ (длина ОСУНТ 15 мкм, диаметр ОСУНТ 1,3-2,0 нм, толщина слоя ОУНТ 55 нм), полученные методом ИТС

В установке образец также освещался лазером в непрерывном режиме на длине волны 980 нм с мощностью оптического возбуждения варьируемой от 1 мВт до 2 Вт. Область облучения была порядка 4 см². Комплексная проводимость ОСУНТ ($\hat{\sigma}_{CNT}$) была получена из временных форм ТГц импульсов, измеренных на пропускание[177]:

$$\hat{\sigma}_{CNT}(f) = \frac{1}{Z_0} (n_{sub} + 1) \left(\frac{\hat{E}_0(f)}{\hat{E}(f)} - 1 \right), \quad (4.1)$$

где Z_0 – импеданс свободного пространства, f – частота, n_{sub} – комплексный показатель преломления подложки, $\hat{E}(f)$ и $\hat{E}_0(f)$ – комплексные амплитуды преобразования Фурье ТГц импульсов прошедших через слой ОСУНТ на тефлоновой подложке и через тефлоновую подложку отдельно, соответственно. Комплексная диэлектрическая проницаемость слоя ОСУНТ ($\hat{\epsilon}_{CNT}$) выражается как [178]:

$$\hat{\epsilon}_{CNT}(f) = 1 + \frac{i\hat{\sigma}_{CNT}(f)}{2\pi f \epsilon_0 d_{CNT}}, \quad (4.2)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость свободного пространства, d_{CNT} – толщина слоя ОСУНТ ($d_{CNT} = 55$ нм, вычисленная из оптического поглощения на 550 нм [179]).

Пиковые амплитуды детектированных ТГц импульсов были записаны как функция от освещения образца (показано во вложении на Рисунке 4.6 (б)). Среднее возрастание амплитуды в процессе освещения составляет 8%, как показано на Рисунке 4.6 (б). Длина волны возбуждения здесь отличается от длины волны лазера, использованного для прямого измерения импеданса, соответствующих различным значениям оптического поглощения слоя ОСУНТ.

При отсутствии освещения, действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости принимает отрицательные значения на частотах ниже 0,3 ТГц. Более того, дисперсия диэлектрической проницаемости показывает резонансное поведение, что означает, что проводимость не может быть описана простой моделью Друде. Взамен модели Друде, может быть применена модель Друде-Лоренца в комбинации с теорией Максвелла-Гарнетта [180]. Под воздействием освещения действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости возрастает, в то время как мнимая часть уменьшается, при увеличивающихся интенсивностях освещения 0,312; 0,47 и 0,7 Вт/см². Изменение диэлектрической проницаемости при освещении объясняется оптически индуцируемой поляризацией углеродных нанотрубок [181] и электронных переходах между сингулярностями Ван Хофа. Чтобы подтвердить этот эффект, необходимы дальнейшие систематические исследования параметров освещения и типов ОСУНТ, таких как длина, диаметр, киральность и толщина слоя. Тем не менее, в настоящее время наблюдается значительная перестройка в исследуемом частотном диапазоне. Вероятно этот эффект получит применение в новых терагерцовых и оптоэлектронных устройствах.

4.5 ТГц непрерывная спектроскопия углеродных нанотрубок

Была предложена практическая реализация настройки диэлектрической проницаемости в ТГц фазовращателях с оптическим управлением. Тонкие слои ОСУНТ наносились на стенку диэлектрического волноводного стержня, как показано на схеме экспериментальной установки на Рисунке 4.7(а) и фотографии на Рисунке 4.7(б). Подвесные конические стержни затем были вставлены в два стандартных металлических волноводных порта. Были выполнены полные двухпортовые измерения *S*-параметров с векторным анализатором цепей (ВАЦ) в диапазоне частот 75–500 ГГц. Результаты измерений ВАЦ приведены на Рисунке 4.7. Сдвиг амплитуды, вызванный освещением ОСУНТ-нагруженным ДСВ, показан на Рисунке 4.7 (в). Изменения обратных потерь и потерь при

распространении для обоих значений не превышает 0,8 дБ во всем измеренном диапазоне частот. Относительный сдвиг фазы между освещенным и неосвещенным состоянием слоя ОСУНТ приведен на Рисунке 4.7(г). Наблюдается приблизительно линейная зависимость между сдвигом фазы и частотой. Настройка диэлектрической проницаемости слоя ОСУНТ, расположенного на стенке ДСВ, вызывает изменение постоянной распространения внутри волновода. Измененная фазовая скорость по длине слоя ОСУНТ провоцирует фазовый сдвиг по сравнению с неосвещенным состоянием. Между тем, изменение проводимости незначительно и почти никаких дополнительных потерь из-за нанотрубок не обнаружено, что подтверждают измерения импеданса на Рисунке 4.5 (б). Временная зависимость эффекта фазового сдвига была также измерена с настройкой ВАЦ на нескольких дискретных частотах: 150, 220, 400 и 500 ГГц.

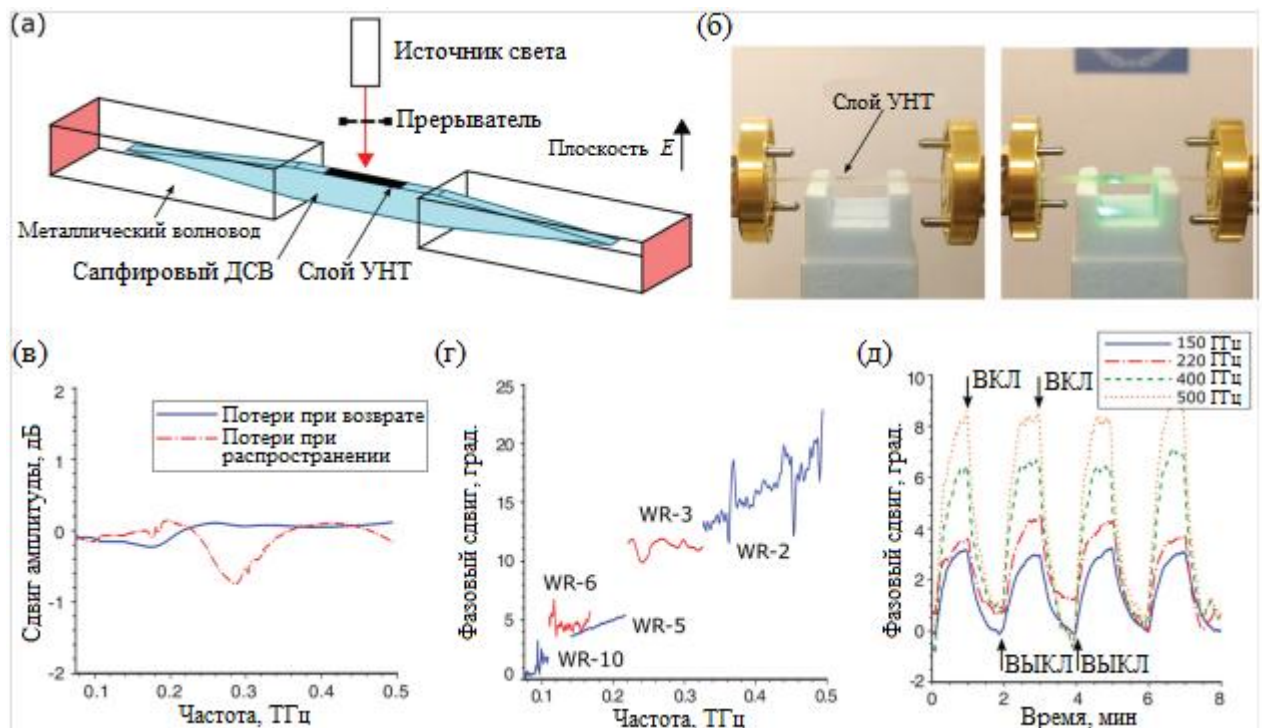


Рисунок 4.7 – Предложенная схема ТГц фазовращателя на основе оптически управляемого слоя ОСУНТ: (а) схематическое изображение двухпортового векторного анализатора цепей (ВАЦ) для измерений S -параметров. Двухсторонний симметрично-конический ДСВ, нагруженный слоем ОСУНТ,

подвергается воздействию различных условий освещения; (б) фотография ДСВ во время процесса измерения; (в) измеренный сдвиг амплитуды S -параметра из-за освещения слоя ОСУНТ; (г) измеренный фазовый сдвиг; (д) измеренное влияние циклического освещения на сдвиг фаз на частотах 150; 220; 400; 500 ГГц

Освещение слоя ОСУНТ было проведено в 2, 4 и 20 минутных циклах включения / выключения для записи динамики эффекта. Результаты фазовых измерений приведены на Рисунке 4.8 (д). Длительные смещения, вызванные скорее всего колебаниями комнатной температуры, были вычтены для облегчения сравнения между измерениями. Наблюдались увеличения/уменьшения фазы при соответствующем включении/выключении освещения. Амплитуда фазового сдвига также увеличивается с частотой, что подтверждает оптический контроль фазового сдвига.

4.6 Выводы по Главе 4

Экспериментально продемонстрировано управление дисперсией комплексной диэлектрической проницаемости однослойных углеродных нанотрубок под световым освещением. Эффект был показан прямым измерением импеданса на низкой частоте, а также измерением комплексной диэлектрической проницаемости в широком диапазоне частот 0,2–1 ТГц с помощью терагерцовой импульсной спектроскопии. Диэлектрическая проницаемость настраивается благодаря уникальным оптическим поглощающим свойствам углеродных нанотрубок, таких как светоиндуцированное изменение поляризации. Тем не менее, дальнейшие исследования с изменяющимися параметрами освещения и образцами ОСУНТ должны будут подтвердить теорию. Эффект был также применен для конструкции ТГц фазовращателей на основе диэлектрического стержневого волновода покрытого тонкими слоями углеродных нанотрубок. Было показано, что фазовращатели работают в диапазоне частот 75–500 ГГц из-за изменения импеданса слоя углеродных нанотрубок световой подсветкой. Эффект

управления комплексной диэлектрической проницаемостью при освещении сопровождается низким уровнем потерь при распространении вдоль слоя ОСУНТ в такой сверхширокой частотной полосе. Данный эффект откроет новые подходы для проектирования и изготовления новых и компактных ТГц и оптоэлектронных систем с низким уровнем потерь.

Глава 5 Разработка оптически-перестраиваемых режекторных фильтров на основе метаповерхности со слоем углеродных нанотрубок

Волны терагерцового (ТГц) частотного диапазона (0,1–10 ТГц), расположенные между микроволновым и инфракрасным спектральными диапазонами, обладают следующими свойствами: низкая энергия фотонов; длина волны больше, чем у видимого и инфракрасного спектральных диапазонов; сильное поглощение молекулами; чрезвычайно высокое поглощение водой. Благодаря этим свойствам, ТГц излучение имеют множество применений в областях биомедицинской диагностики, ТГц систем безопасности, контроля качества при производстве беспроводных телекоммуникационных систем и т. д. [182–185].

Вот почему за последние несколько десятилетий ТГц технология стала предметом пристального внимания. Несмотря на то, что проблемы генерации и детектирования ТГц-волн были решены, по-прежнему существует важная проблема в управлении ТГц-волнами по сравнению с хорошо изученными соседними микроволновыми и инфракрасными спектральными диапазонами. Помимо того, функциональные устройства для непосредственного контроля и обработки терагерцовыми волнами (фильтры [186], модуляторы, поглотители [187], переключатели [188] и датчики) по-прежнему не имеют требуемых характеристик. Проблема разработки оптически управляемых модуляторов становится все более актуальной и востребованной. ТГц модуляторы необходимы как важные функциональные устройства для реализации ТГц беспроводной связи на коротких расстояниях и визуализации. Используя такие модуляторы, можно выполнить амплитудную и фазовую модуляцию, сдвиг резонансной частоты и переключение состояния поляризации. Для современных модуляторов все еще

остаётся много проблем: малая глубина модуляции, потребность в криогенной температуре и низкая скорость модуляции.

Для ТГц модуляции могут быть использованы такие материалы, как: кремний [189], арсенид галлия [190], графен [191] и диоксид ванадия [192]. В данном исследовании предлагается оптическое управление спектральными характеристиками ТГц устройств с нанесенным на них слоем однослойных углеродных нанотрубок.

В данной главе была исследована возможность создания управляемых фильтров на основе метаповерхности из крестообразных резонаторов и углеродных нанотрубок.

5.1 Структура фильтра

Геометрия исследуемой метаповерхности, работающей в качестве фильтра, задаётся следующим набором параметров: P – период структуры крестообразных резонаторов; L – длина линий крестообразных резонаторов; W – ширина линий крестообразных резонаторов; h – толщина диэлектрической подложки.

Существует два типа фильтров на основе крестообразных резонаторов: полосовые (работает на пропускание) и режекторные фильтры (подложка из полиэтилентерефталата (ПЭТ) с массивом металлических крестообразных резонаторов, нанесенных на него - работает на отражение). В этой главе рассматриваются режекторные фильтры. На Рисунке 5.1 (а), (б) показана конструкция полосовых и режекторных фильтров, а на Рисунке 5.1 (в), (г) – их спектры пропускания. На Рисунке 5.2 показана фотография изготовленного образца режекторного фильтра.

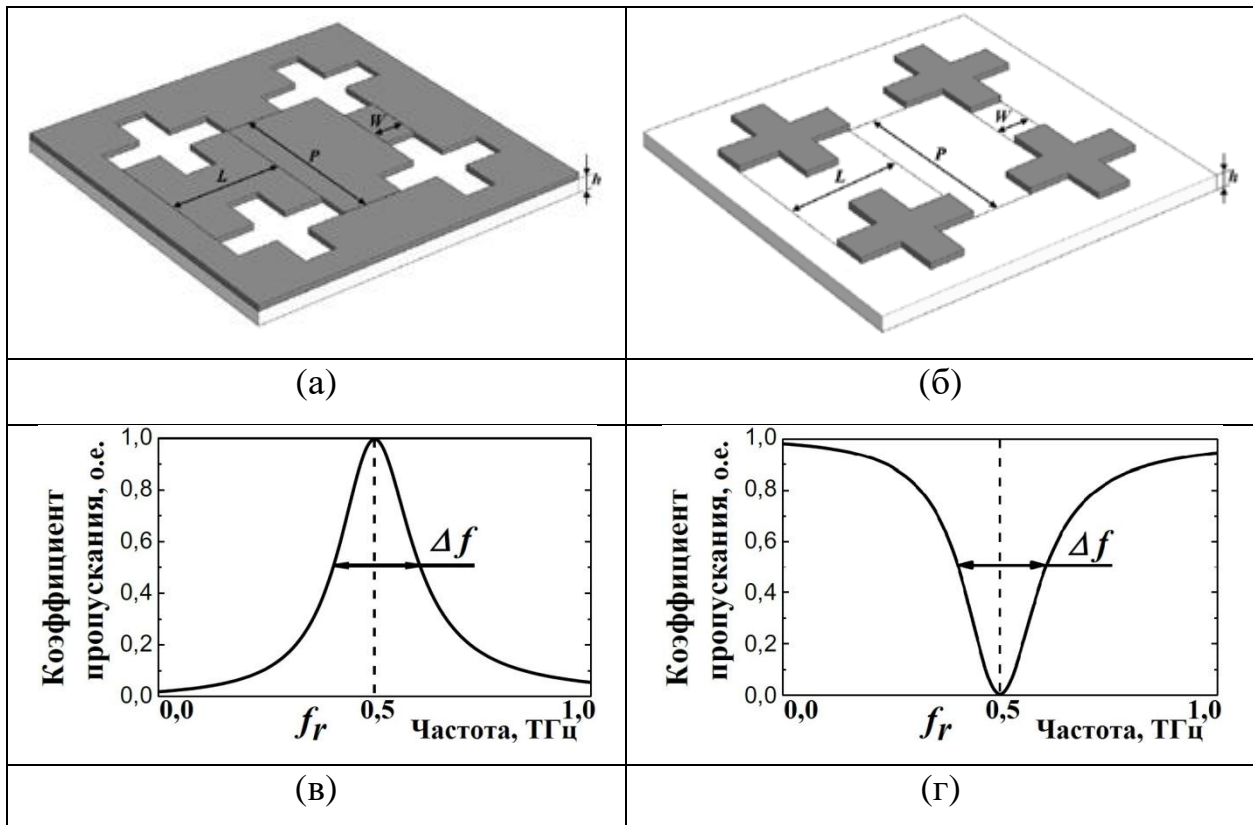


Рисунок 5.1 – Конструкции (а) полосового и (б) режекторного фильтров; схематические спектры пропускания (в) полосового и (г) режекторного фильтров

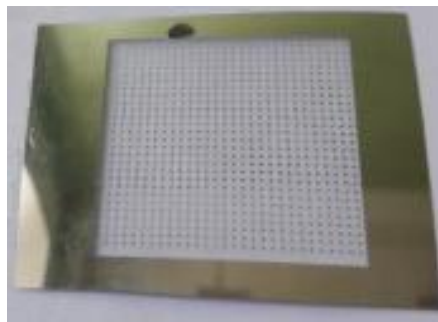


Рисунок 5.2 – Фотография изготовленного образца режекторного фильтра.

Размер массива, содержащего 756 резонаторов: $31,5 \times 32,5 \times 68$ мкм

Спектры пропускания фильтров описываются резонансной частотой f_r , полосой пропускания Δf и добротностью $Q = f/\Delta f$, которые зависят от геометрических параметров P, L и W и таких свойств подложки как: ее показатель преломления n_s и толщина h .

5.2 Расчет геометрических параметров фильтра

При пропорциональном изменении всех параметров резонатора ($P = kP_0$, $L = kL_0$, $W = kW_0$) резонансная частота изменяется в $1/k$ раз (т. е. $f_r^0 = kf_r$, где f_r – резонансная частота фильтра с параметрами P , L и W , а f_r^0 – резонансная частота фильтра с параметрами P_0 , L_0 и W_0 , при этом добротность фильтра не изменяется).

Влияние геометрических параметров на добротность было исследовано численно методом конечных элементов в среде COMSOL Multiphysics. Расчеты проводились с постоянной длиной и шириной полос крестообразного резонатора, составляющими $L=400$ мкм и $W=100$ мкм, с периодом P , варьирующимся от 500 мкм до 900 мкм. Спектры пропускания полосовых фильтров с различными соотношениями $P:L:W$ представлены на Рисунке 5.3.

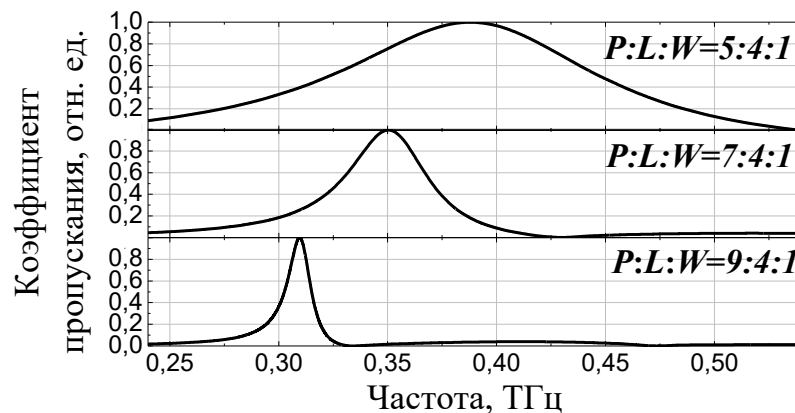


Рисунок 5.3 – Спектры пропускания полосовых фильтров на основе крестообразных резонаторов, полученные с помощью численного моделирования, с различными соотношениями геометрических параметров

Видно, что резонансная частота и полоса пропускания уменьшается с увеличением периода (Рисунок 5.4, (б)). Полоса пропускания уменьшается быстрее, чем резонансная частота, что приводит к увеличению добротности фильтра. На добротность фильтра влияет не столько период, но и соотношение

геометрических параметров $P:L:W$. Если взять постоянное соотношение между длиной и шириной резонатора $L:W=4$, то можно показать зависимость отношения $P:L$ от добротности фильтра (Рисунок 5.4, (а)).

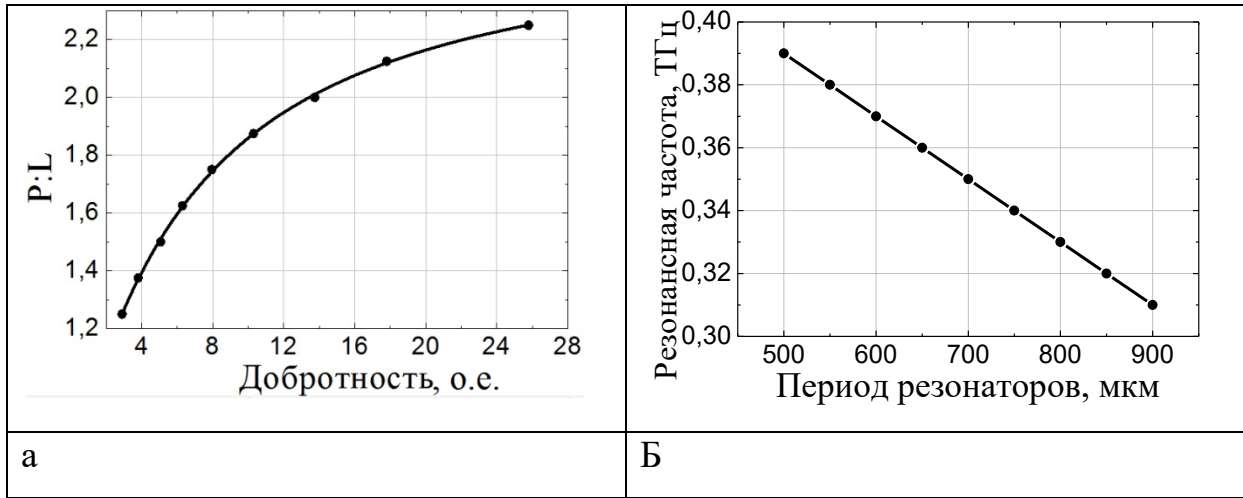


Рисунок 5.4 – Зависимость соотношения между периодом резонаторов и длиной креста $P:L$ от добротности фильтра с аппроксимацией (а); зависимость резонансной частоты полосового фильтра от периода резонаторов при $L=400$ мкм и $W=100$ мкм (б)

Очевидно, что зависимость, показанную на Рисунке 5.4 (б), можно аппроксимировать линейной функцией. Резонансная частота f_r , которая сместится, когда период резонатора изменится с P_0 на P :

$$f_r' = f_r^0 [\Gamma\Gamma\mathcal{U}] - 0,2 [\Gamma\Gamma\mathcal{U}/\text{мкм}] \cdot (P - P_0) [\text{мкм}]. \quad (5.1)$$

Соотношение между периодом резонаторов и длиной полосы крестообразного резонатора по добротности фильтра можно аппроксимировать кривой, представленной на Рисунке 5.4 (а):

$$\frac{P}{L} = 2,6 - \frac{1,85}{1 + \left(\frac{Q}{6,9}\right)^{1,13}}. \quad (5.2)$$

Используя фильтр с заранее известными характеристиками: $P_0 = 600$ мкм, $L_0 = 400$ мкм, $W_0 = 100$ мкм, $f_r^0 = 0,37$ ТГц – можно, во-первых, изменить период P' для получения требуемой добротности в соответствии с формулой (5.2); во-вторых, рассчитать, насколько сильно изменится резонансная частота в соответствии с формулой (5.1). В результате мы получаем фильтр с известными геометрическими параметрами P' , L_0 , W_0 и известными спектральными характеристиками, такими как: резонансная частота f_r' , рассчитанная по формуле (5.1), и добротность. Кроме того, этот фильтр будет иметь добротность, которая была установлена изначально. Чтобы достичь заданного значения резонансной частоты f_r , необходимо просто пропорционально изменить все геометрические параметры в $k = f_r'/f_r$ раз [193, 194], т.е.

$$P = kP', \quad (5.3)$$

$$L = kL_0, \quad (5.4)$$

$$W = kW_0. \quad (5.5)$$

В формулах (5.3) - (5.5) необходимо подставить резонансную частоту f_r в терагерцовой размерности.

5.3 Учет влияния подложки

Чем больше толщина подложки, тем больше она влияет на положение резонансной частоты фильтра, смещая его в сторону более низких частот, не влияя на добротность. Однако после достижения определенной толщины насыщения h_{μ} подложка практически перестает влиять, резонансная частота перестает сдвигаться и останавливается на значении f_r/n_{eff} , где n_{eff} - эффективный показатель преломления подложки, равный [195], определяется по формуле:

$$n_{eff} = \sqrt{\frac{n_s^2 + 1}{2}}. \quad (5.6)$$

На Рисунке 5.5 представлена зависимость коэффициента влияния подложки k_{shift} от толщины подложки.

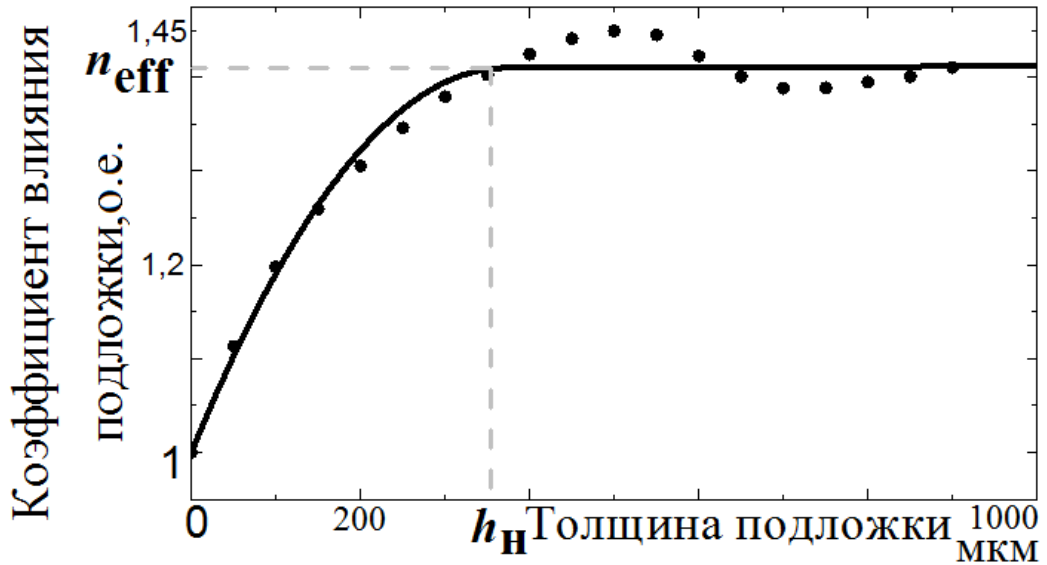


Рисунок 5.5 – Зависимость коэффициента влияния подложки от толщины подложки. Точки – данные, полученные с помощью численного моделирования, линия – аппроксимация

Толщину насыщения можно вычислить по формуле:

$$h_n = \frac{(n_{eff} + 2) \cdot S \cdot c}{100 \cdot n_{eff} \cdot S_{кр} \cdot f_r^{ws}}, \quad (5.7)$$

где S – площадь полной элементарной ячейки, $S_{кр}$ – площадь металлического покрытия элементарной ячейки, f_r^{ws} – резонансная частота фильтра с геометрическими параметрами без подложки $f_r^{ws} = 196$ ГГц, c – скорость света.

Если толщина подложки увеличивается от 0 до h_n , то зависимость аппроксимируется квадратичной функцией с координатами вершины $(h_n; n_{eff})$. Помимо того, хорошо известно, что в отсутствие подложки (то есть $h = 0$) влияние подложки отсутствует (т.е. $k_{shift} = 1$). Соответственно, коэффициент влияния подложки с толщиной, меньшей толщины насыщения ($h < h_n$), равен:

$$k_{shift} = (1 - n_{eff}) \cdot \left(\frac{h}{h_n}\right)^2 + 2(n_{eff} - 1) \cdot \frac{h}{h_n} + 1. \quad (5.8)$$

Для рассматриваемого фильтра толщина подложки меньше толщины насыщения, поэтому эффект рассчитывается по формуле (5.8). В результате, чтобы рассчитать геометрические параметры крестообразных резонаторов для заданной резонансной частоты и добротности, сначала необходимо рассчитать P, L и W , используя формулы (5.3)-(5.5), затем коэффициент влияния для подложки k_{shift} следует рассчитывать по формуле (5.8) и пересчитывать параметры в соответствии с формулами (5.3)-(5.5), но уже под резонансную частоту f_r/k_{shift} .

5.4 Изготовление экспериментальных образцов

Метаповерхность была изготовлена на полиэтилентерефталатной (ПЭТ) подложке с массивом алюминиевых крестообразных резонаторов. Толщина ПЭТ составляет 68 мкм, толщина алюминиевых крестообразных резонаторов – 0,5 мкм. Резонаторы вырезали методом лазерной абляции с использованием лазерного гравера LaserGraver LG2500 SP47, используя термическую технологию для записи изображений с разрешением 15 мкм.

Углеродные нанотрубки (УНТ) были синтезированы путем химического осаждения [196] из газовой фазы с точным контролем их морфологии: длины и диаметра нанотрубок, а также толщины их слоя осаждения. Этот метод производит тонкие пленки УНТ на нитроцеллюлозном фильтре. С поверхности нитроцеллюлозного фильтра слой УНТ легко переносится практически на любую обезжиренную поверхность под сильным давлением. В этой работе были получены одностенные УНТ, которые были перенесены на неметаллизированную сторону ПЭТ.

5.5 Экспериментальная установка

Экспериментальное исследование проводилось с использованием терагерцовой импульсной спектроскопии. Экспериментальная установка показана на Рисунке 5.6.

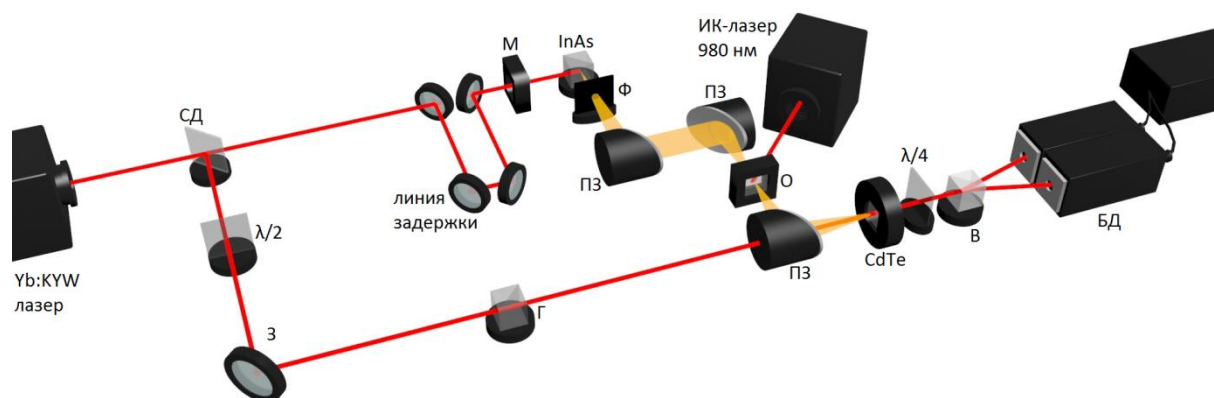


Рисунок 5.6 – Схема импульсного терагерцового спектрометра. СД – светоделитель, З – зеркало, Г – призма Глана, М – модулятор, Ф – фильтр, ПЗ – параболические зеркала, О – образец, В – призма Волластона, БД – балансный детектор

Лазерный луч фемтосекундного Уб:КУВ-лазера (с длительностью импульса 200 фс, центральной длиной волны излучения 1040 нм, мощность 1 Вт) при прохождении через светоделитель (СД) делится на луч накачки и пробный (зондирующий) луч в соотношении 9:1. Луч накачки проходит линию задержки модулятора (М) и падает на кристалл арсенида индия (InAs), помещенный в постоянное магнитное поле, которое генерирует терагерцовое излучение. Затем он проходит через фильтр (Ф), обрезая инфракрасный (ИК) диапазон длин волн, и фокусируется на образце (О) с помощью системы параболических зеркал (ПЗ). Образец также освещается ИК-лазером с длиной волны 980 нм и мощностью от 1 мВт до 2 Вт. Пройдя через третье параболическое зеркало, луч падает на детектор ТГц-излучения - кристалл теллурида кадмия (CdTe). В это же время зондирующий луч проходит через систему зеркал, полуволновую пластину ($\lambda/2$) и

призму Глана (Г). Последние два элемента необходимы для получения строго линейной вертикальной поляризации. Пройдя через $\lambda/2$ и Г, зондирующий ИК пучок также падает на кристалл CdTe. Совмещение зондирующего ИК пучка и ТГц пучка на электрооптическом кристалле CdTe индуцирует анизотропию в электрооптическом кристалле CdTe для зондирующего ИК луча, в результате чего ИК луч меняет поляризацию с линейной на эллиптическую. После прохождения зондирующего ИК пучка через четвертьволновую пластину ($\lambda/4$), его поляризация становится эллиптической (круговой, в случае отсутствия терагерцового излучения), затем призма Волластона (В) делит луч на два ортогональных линейно поляризованных пучка с различной интенсивностью. Разностный сигнал регистрируется балансным детектором (БД). Величина двулучепреломления прямо пропорциональна интенсивности $E(t)$ терагерцового излучения. Линия задержки необходима для записи формы времени $E(t)$. Временной профиль ТГц импульса записывается на компьютер.

Для того, чтобы получить спектры пропускания фильтров, временные профили опорного (без фильтра) и объектного (с фильтром) сигналов измеряются с последующим применением быстрого преобразования Фурье и вычислением отношения модулей комплексных спектральных амплитуд.

5.6 Результаты

Описанным выше методом был создан режекторный фильтр на основе крестообразных резонаторов (геометрические параметры $L = 741$ мкм; $W = 199$ мкм; $P = 1164$ мкм) с резонансной частотой $f_r = 0,15$ ТГц и добротностью. $Q = 16$.

Затем слой УНТ (длина нанотрубки 0,3 мкм, диаметр 1,3 нм) толщиной порядка 1 мкм был нанесен на фильтр со стороны подложки. Этот образец с нанесенным слоем УНТ был экспериментально исследован с отключенной оптической накачкой и оптической накачкой на длине волны 980 нм и плотности

мощности $0,75 \text{ Вт/см}^2$. Волновые формы волны воздуха, пустой фильтр и фильтр со слоем УНТ показаны на Рисунке 5.7(а). Чтобы вычислить погрешность измерения сигналов, каждый образец измеряли 5 раз, в каждом измерении каждую точку временной формы измеряли 500 раз. На Рисунке 5.7 (а) показано среднее значение в каждой точке, относительная погрешность не превышает 3%. Все три спектра пропускания (без слоя УНТ, со слоем УНТ без накачки и со слоем УНТ с оптической накачкой (ОН)), полученные с использованием преобразования Фурье, показаны на Рисунке 5.7 (б).

В экспериментально полученном спектре пропускания видны два пика поглощения: основной (с частотой около $0,15 \text{ ТГц}$) и побочный (с частотой около $0,275 \text{ ТГц}$). В отсутствие диэлектрической подложки эффект фильтрации (основной пик) связан с откликом ТГц волны, проходящей через матрицу крестообразных резонаторов из-за резонанса на геометрическом размере крестообразных резонаторов, который имеет максимум амплитуды на частоте f_r обусловлен согласованием импедансов метаповерхности и окружающей среды на этой частоте [197]. Слой нанотрубок, нанесенный на тыльную сторону подложки, слабо влияет на резонансную частоту из-за малой толщины слоя УНТ, при этом оптическую накачку можно использовать для управления пропусканием на резонансной частоте.

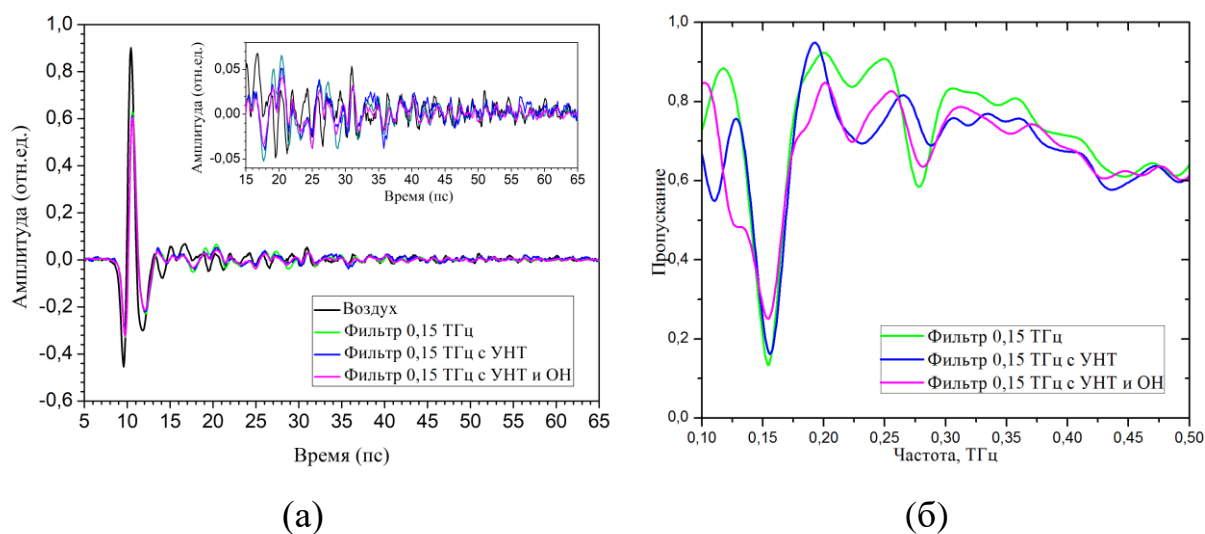


Рисунок 5.7 – Волновые формы фильтров (а) и экспериментальные спектры пропускания фильтров (б)

Появление побочного резонанса основано на взаимодействии волн, дифрагированных на периодической структуре метаповерхности, с распространяющимися волновыми модами в подложке, при этом метаповерхность ведет себя как диэлектрический волновод (эффект резонанса волноводной моды).

Частота резонансной моды диэлектрического волновода (подложки) будет зависеть от поверхностного импеданса верхней и нижней поверхностей волновода. Соответственно, при оптическом возбуждении существует возможность изменить импеданс нижней поверхности подложки (на которую нанесен слой УНТ) и, следовательно, изменить условие появления резонансной моды.

5.7 Выводы по Главе 5

Рассчитаны геометрические параметры крестообразных резонаторов режекторного фильтра с резонансной частотой 0,15 ТГц и добротностью 16. Экспериментальный образец фильтра был изготовлен на подложке из полиэтилентерефталата толщиной 68 мкм и алюминиевого покрытия толщиной 0,5 мкм методом лазерной гравировки. Слой углеродных нанотрубок толщиной около 1 мкм был нанесен на тыльную сторону подложки. Спектры пропускания пустого фильтра, фильтра со слоем углеродных нанотрубок без оптического возбуждения и фильтра со слоем углеродных нанотрубок с оптическим возбуждением на длине волны 980 нм были измерены методом импульсной терагерцовой спектроскопии. Экспериментально показано, что осажденный слой углеродных нанотрубок влияет на пропускание основного максимума (0,15 ТГц) и резонансную частоту бокового максимума (0,275 ТГц), сдвигая его на 9 ГГц в сторону более высоких частот.

Заключение

Таким образом, разработаны частотно-селективные фильтры, позволяющих управлять спектральными характеристиками ТГц излучения, а именно:

1. Разработана конструкция узкополосных частотно-селективных зеркал ТГц излучения на основе четырёхслойной структуры из массива сдвоенных электрических кольцевых резонаторов, полиимидной диэлектрической прослойки, отражающего медного слоя и кремниевой подложки. Методом численного моделирования показано, что максимальное поглощение достигается при толщине диэлектрической прослойки 21,6 мкм и толщине ЭКР 0,55 мкм, также показано красное смещение резонансной частоты при увеличении геометрических параметров ЭКР. Экспериментально продемонстрировано поглощение 99,57% на резонансной частоте 1,06 ТГц для у-поляризованной волны и 99,11% при 0,4 ТГц для х-поляризованной волны. Полученные в работе зависимости спектральных характеристик могут быть использованы для разработки терагерцовых идеальных частотно-селективных поглотителей с возможностью переключения резонансной частоты за счёт изменения угла поляризации подающего излучения.
2. Разработана конструкция полосовых фильтров ТГц излучения, представляющий собой двухслойную структуру из алюминиевой плёнки толщиной 0,5 мкм с вырезанными крестообразными резонаторами поверх подложки из материала лавсан толщиной 65 мкм. Методом численного моделирования, а также экспериментально с помощью терагерцовой импульсной спектроскопии показана возможность переключения резонансной частоты в диапазоне 0,1-0,4 ТГц, с пропусканием на резонансной частоте в диапазоне от 82% до 91%. Полученные в работе зависимости спектральных характеристик могут быть использованы для разработки терагерцовых полосовых фильтров с возможностью механического переключения резонансной частоты.
3. Экспериментально показано оптическое управление дисперсией комплексной диэлектрической проницаемости слоя одностенных углеродных нанотрубок

диаметром 1,3-2 нм на политетрафторэтиленовой подложке в диапазоне частот от 0,2 до 1 ТГц при возбуждении инфракрасным излучением с длиной волны 980 нм различной интенсивности. Продemonстрировано увеличение вещественной и уменьшение мнимой частей диэлектрической проницаемости слоя, толщиной 55 нм, одностенных углеродных нанотрубок при увеличении интенсивности оптической накачки, что продемонстрировано для интенсивностей 0,312; 0,47 и 0,7 Вт/см². Продemonстрировано увеличение вещественной и уменьшение мнимой частей комплексной проводимости слоя одностенных нанотрубок, а также рост вещественной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости при увеличении длины нанотрубок от 10 до 40 нм. Полученные в работе зависимости оптических свойств одностенных углеродных нанотрубок от их длины и интенсивности излучения накачки могут быть использованы для разработки компактных управляемых устройств для ТГц диапазона частот, таких как: фазовращатели и фильтры.

4. Разработана конструкция полосовых фильтров ТГц излучения, представляющую собой трёхслойную структуру из массива крестообразных резонаторов толщиной 0,5 мкм поверх подложки из полиэтилентерефталата толщиной 68 мкм, снизу подложки нанесён слой углеродных одностенных нанотрубок толщиной 1 мкм (длина нанотрубок 0,3 мкм, диаметр 1,3 нм). Экспериментально показано управление спектральными характеристиками режекторного фильтра на основе крестообразных резонаторов и слоя нанотрубок с помощью возбуждения излучением с длиной волны 980 нм. Показано, что слой толщиной 1 мкм углеродных нанотрубок диаметром 1,3 нм увеличивает пропускание основного и побочного резонансных максимумов на частотах 0,155 и 0,275 ТГц соответственно при интенсивности излучения накачки 0,75 Вт/см². Полученные в работе зависимости спектральных характеристик метаповерхности могут быть использованы для разработки ТГц режекторных фильтров с возможностью настройки коэффициента пропускания на резонансной частоте.

Благодарности

Автор работы искренне и глубоко благодарит своего научного руководителя к.ф.-м.н. Михаила Константиновича Ходзицкого за постановку задач, обсуждении результатов работы, совершенствовании формулировок диссертации, плодотворное научное общение, ценные советы, способствовавшие профессиональному развитию автора.

Также автор выражает благодарность П.С. Демченко, В.Ю. Соболевой, С.И. Гусеву и другим сотрудникам и сотрудницам международной научной лаборатории Терагерцовой биомедицины, а также И.В. Аношкину и Д.В. Любченко – сотрудникам Королевского технологического института (г. Стокгольм).

Автор также благодарит А.В. Вениаминова, А.В. Возианову и других сотрудников и сотрудниц мегафакультета фотоники и оптоинформатики Университета ИТМО, а также К.И. Тимощука, Е.Н. Гринёву, Н.С. Балбекина, Я.В. Грачёва, М.А. Соловьёву, А.А. Герман, К. В. Толкач, М. К. Левит, А.Д. Фёдорова и К.А. Бодрова.

Особую благодарность выражает своей семье Гомон А.Х., Гомон И.И., Гомон Г.М. и Гомон М.А.

Список сокращений и условных обозначений

БД - балансный детектор;

В - призма Волластона;

ВАЦ - векторный анализатор цепей;

Г - призма Глана;

ДСВ - диэлектрический стержневой волновод;

ИК - инфракрасный;

М - модулятор;

ММП - поглотитель на основе метаматериалов;

О – образец;

ОСУНТ - одностенные углеродные нанотрубки;

ПЗ - параболические зеркала;

ПЭМ - просвечивающая электронная микроскопия;

ПЭТ – полиэтилентерефталат;

СД – светоделитель;

СЭМ - сканирующая электронная микроскопия;

ИТС - терагерцовая импульсная спектроскопия;

ТГц – терагерцовый;

УНТ - углеродные нанотрубки;

Ф – фильтр;

ЭИП - электромагнитно индуцированная прозрачность;

ЭКР - электрический кольцевой резонатор;

FDFD - метод конечных разностей в частотной области;

PET - polyethylene terephthalate.

Список литературы

1. Tao H. et al. Recent progress in electromagnetic metamaterial devices for terahertz applications //IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2010. – Т. 17. – №. 1. – С. 92-101.
2. Pendry J. B. et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena //IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 1999. – Т. 47. – №. 11. – С. 2075-2084.
3. Schurig D. et al. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies //Science. – 2006. – Т. 314. – №. 5801. – С. 977-980.
4. Zheludev N. I., Kivshar Y. S. From metamaterials to metadevices //Nature materials. – 2012. – Т. 11. – №. 11. – С. 917.
5. Holloway C. L. et al. An overview of the theory and applications of metasurfaces: The two-dimensional equivalents of metamaterials //IEEE Antennas and Propagation Magazine. – 2012. – Т. 54. – №. 2. – С. 10-35.
6. Yun S. et al. Low-loss impedance-matched optical metamaterials with zero-phase delay //ACS nano. – 2012. – Т. 6. – №. 5. – С. 4475-4482.
7. Barbuto M. et al. Design of a non-Foster actively loaded SRR and application in metamaterial-inspired components //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2012. – Т. 61. – №. 3. – С. 1219-1227.
8. Ozbay E. et al. Ferroelectric based tuneable SRR based metamaterial for microwave applications //2007 European Microwave Conference. – IEEE, 2007. – С. 497-499.
9. Velez A., Bonache J., Martín F. Doubly tuned metamaterial transmission lines based on complementary split-ring resonators //Electromagnetics. – 2008. – Т. 28. – №. 7. – С. 523-530.
10. Velez A., Bonache J., Martín F. Varactor-loaded complementary split ring resonators (VLCSRR) and their application to tunable metamaterial transmission lines //IEEE Microwave and wireless components letters. – 2008. – Т. 18. – №. 1. – С. 28-30.

11. Lim H. et al. A tunable notch resonator based on varactor-loaded complementary split-ring resonators //2008 International Workshop on Antenna Technology: Small Antennas and Novel Metamaterials. – IEEE, 2008. – C. 426-429.
12. Chen H. T. et al. Active terahertz metamaterial devices //Nature. – 2006. – T. 444. – №. 7119. – C. 597.
13. Han J., Lakhtakia A. Semiconductor split-ring resonators for thermally tunable terahertz metamaterials //Journal of Modern Optics. – 2009. – T. 56. – №. 4. – C. 554-557.
14. Han J., Lakhtakia A., Qiu C. W. Terahertz metamaterials with semiconductor split-ring resonators for magnetostatic tunability //Optics Express. – 2008. – T. 16. – №. 19. – C. 14390-14396.
15. Hand T. H., Cummer S. A. Reconfigurable reflectarray using addressable metamaterials //IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. – 2010. – T. 9. – C. 70-74.
16. Shrekenhamer D. et al. High speed terahertz modulation from metamaterials with embedded high electron mobility transistors //Optics express. – 2011. – T. 19. – №. 10. – C. 9968-9975.
17. Ekmekci E. et al. A tunable multi-band metamaterial design using micro-split SRR structures //Optics express. – 2009. – T. 17. – №. 18. – C. 16046-16058.
18. Gil I. et al. Tunable metamaterial transmission lines based on varactor-loaded split-ring resonators //IEEE transactions on Microwave theory and techniques. – 2006. – T. 54. – №. 6. – C. 2665-2674.
19. Sievenpiper D., Schaffner J. Beam steering microwave reflector based on electrically tunable impedance surface //Electronics Letters. – 2002. – T. 38. – №. 21. – C. 1237-1238.
20. Sievenpiper D. et al. Electronic beam steering using a varactor-tuned impedance surface //IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. 2001 Digest. Held in conjunction with: USNC/URSI National Radio Science Meeting (Cat. No. 01CH37229). – IEEE, 2001. – T. 1. – C. 174-177.

21. Sievenpiper D. F. Forward and backward leaky wave radiation with large effective aperture from an electronically tunable textured surface //IEEE transactions on antennas and propagation. – 2005. – T. 53. – №. 1. – C. 236-247.
22. Sievenpiper D. F. et al. Two-dimensional beam steering using an electrically tunable impedance surface //IEEE Transactions on antennas and propagation. – 2003. – T. 51. – №. 10. – C. 2713-2722.
23. Ratajczak P., Brachat P., Baracco J. M. Active reflectarray based on high impedance surface //2007 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. – IEEE, 2007. – C. 5327-5330.
24. Mias C., Yap J. H. A varactor-tunable high impedance surface with a resistive-lumped-element biasing grid //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2007. – T. 55. – №. 7. – C. 1955-1962.
25. Higgins J. A. et al. Ka-band waveguide phase shifter using tunable electromagnetic crystal sidewalls //IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 2003. – T. 51. – №. 4. – C. 1281-1288.
26. Costa F., Monorchio A., Vastante G. P. Tunable high-impedance surface with a reduced number of varactors //IEEE antennas and wireless propagation letters. – 2011. – T. 10. – C. 11-13.
27. Costa F., Monorchio A. Design of subwavelength tunable and steerable Fabry-Perot/leaky wave antennas //Progress In Electromagnetics Research. – 2011. – T. 111. – C. 467-481.
28. Costa F. et al. An active high-impedance surface for low-profile tunable and steerable antennas //IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. – 2008. – T. 7. – C. 676-680.
29. Werner D. H. et al. Liquid crystal clad near-infrared metamaterials with tunable negative-zero-positive refractive indices //Optics Express. – 2007. – T. 15. – №. 6. – C. 3342-3347.
30. Gardner D. F., Evans J. S., Smalyukh I. I. Towards reconfigurable optical metamaterials: colloidal nanoparticle self-assembly and self-alignment in liquid

- crystals //Molecular Crystals and Liquid Crystals. – 2011. – T. 545. – №. 1. – C. 3-21.
31. Golovin A. B., Lavrentovich O. D. Electrically reconfigurable optical metamaterial based on colloidal dispersion of metal nanorods in dielectric fluid //Applied Physics Letters. – 2009. – T. 95. – №. 25. – C. 254104.
 32. Golovin A. B. et al. Electrically reconfigurable optical metamaterials based on orientationally ordered dispersions of metal nano-rods in dielectric fluids //Liquid Crystals XIV. – International Society for Optics and Photonics, 2010. – T. 7775. – C. 777502.
 33. Ou J. Y. et al. An electromechanically reconfigurable plasmonic metamaterial operating in the near-infrared //Nature nanotechnology. – 2013. – T. 8. – №. 4. – C. 252.
 34. Bayatpur F., Sarabandi K. A tunable metamaterial frequency-selective surface with variable modes of operation //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2009. – T. 57. – №. 6. – C. 1433-1438.
 35. Burokur S. N. et al. Tunable bilayered metasurface for frequency reconfigurable directive emissions //Applied Physics Letters. – 2010. – T. 97. – №. 6. – C. 064101.
 36. Wang D. et al. Reconfigurable cloak for multiple operating frequencies //Applied Physics Letters. – 2008. – T. 93. – №. 4. – C. 043515.
 37. Bossard J. A. et al. Tunable frequency selective surfaces and negative-zero-positive index metamaterials based on liquid crystals //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2008. – T. 56. – №. 5. – C. 1308-1320.
 38. Werner D. H. et al. Adaptive phase change metamaterials for infrared aperture control //Unconventional Imaging, Wavefront Sensing, and Adaptive Coded Aperture Imaging and Non-Imaging Sensor Systems. – International Society for Optics and Photonics, 2011. – T. 8165. – C. 81651H.
 39. Yu A., Yang F., Elsherbeni A. Z. A dual band circularly polarized ring antenna based on composite right and left handed metamaterials //Progress In Electromagnetics Research. – 2008. – T. 78. – C. 73-81.

40. Hrubar S., Krois I., Kiricenko A. Towards active dispersionless ENZ metamaterial for cloaking applications //Metamaterials. – 2010. – T. 4. – №. 2-3. – C. 89-97.
41. Mirzaei H., Eleftheriades G. V. A compact frequency-reconfigurable metamaterial-inspired antenna //IEEE antennas and wireless propagation letters. – 2011. – T. 10. – C. 1154-1157.
42. Pendry J. B. et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena //IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 1999. – T. 47. – №. 11. – C. 2075-2084.
43. Shadrivov I. V., Morrison S. K., Kivshar Y. S. Tunable split-ring resonators for nonlinear negative-index metamaterials //Optics Express. – 2006. – T. 14. – №. 20. – C. 9344-9349.
44. Zhu B. O., Zhao J., Feng Y. Active impedance metasurface with full 360 reflection phase tuning //Scientific reports. – 2013. – T. 3. – C. 3059.
45. Padilla W. J. et al. Dynamical electric and magnetic metamaterial response at terahertz frequencies //Physical review letters. – 2006. – T. 96. – №. 10. – C. 107401.
46. Chen H. T. et al. Ultrafast optical switching of terahertz metamaterials fabricated on ErAs/GaAs nanoisland superlattices //Optics letters. – 2007. – T. 32. – №. 12. – C. 1620-1622.
47. Chen H. T. et al. Experimental demonstration of frequency-agile terahertz metamaterials //Nature Photonics. – 2008. – T. 2. – №. 5. – C. 295.
48. Shen N. H. et al. Optically implemented broadband blueshift switch in the terahertz regime //Physical Review Letters. – 2011. – T. 106. – №. 3. – C. 037403.
49. Heyes J. E. et al. Hybrid metasurface for ultra-broadband terahertz modulation //Applied Physics Letters. – 2014. – T. 105. – №. 18. – C. 181108.
50. Seren H. R. et al. Optically modulated multiband terahertz perfect absorber //Advanced Optical Materials. – 2014. – T. 2. – №. 12. – C. 1221-1226.
51. Zhang S. et al. Photoinduced handedness switching in terahertz chiral metamolecules //Nature communications. – 2012. – T. 3. – C. 942.

52. Zhou J. et al. Terahertz chiral metamaterials with giant and dynamically tunable optical activity //Physical Review B. – 2012. – T. 86. – №. 3. – C. 035448.
53. Gu J. et al. Active control of electromagnetically induced transparency analogue in terahertz metamaterials //Nature communications. – 2012. – T. 3. – C. 1151.
54. Chen H. T. et al. Active terahertz metamaterial devices //Nature. – 2006. – T. 444. – №. 7119. – C. 597.
55. Chen H. T. et al. A metamaterial solid-state terahertz phase modulator //Nature photonics. – 2009. – T. 3. – №. 3. – C. 148.
56. Chen H. T. et al. Hybrid metamaterials enable fast electrical modulation of freely propagating terahertz waves //Applied Physics Letters. – 2008. – T. 93. – №. 9. – C. 091117.
57. Shrekenhamer D. et al. High speed terahertz modulation from metamaterials with embedded high electron mobility transistors //Optics express. – 2011. – T. 19. – №. 10. – C. 9968-9975.
58. Shrekenhamer D. et al. Four-Color Metamaterial Absorber THz Spatial Light Modulator //Advanced Optical Materials. – 2013. – T. 1. – №. 12. – C. 905-909.
59. Zhang Y. et al. Gbps terahertz external modulator based on a composite metamaterial with a double-channel heterostructure //Nano letters. – 2015. – T. 15. – №. 5. – C. 3501-3506.
60. Karl N. et al. An electrically driven terahertz metamaterial diffractive modulator with more than 20 dB of dynamic range //Applied Physics Letters. – 2014. – T. 104. – №. 9. – C. 091115.
61. Chan W. L. et al. A spatial light modulator for terahertz beams //Applied Physics Letters. – 2009. – T. 94. – №. 21. – C. 213511.
62. Watts C. M. et al. Terahertz compressive imaging with metamaterial spatial light modulators //Nature Photonics. – 2014. – T. 8. – №. 8. – C. 605.
63. Fan K. et al. Optically tunable terahertz metamaterials on highly flexible substrates //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2013. – T. 3. – №. 6. – C. 702-708.

64. Emani N. K. et al. Graphene: a dynamic platform for electrical control of plasmonic resonance //Nanophotonics. – 2015. – T. 4. – №. 1. – C. 214-223.
65. Sensale-Rodriguez B. et al. Broadband graphene terahertz modulators enabled by intraband transitions //Nature communications. – 2012. – T. 3. – C. 780.
66. Ju L. et al. Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials //Nature nanotechnology. – 2011. – T. 6. – №. 10. – C. 630.
67. Garcia de Abajo F. J. Graphene plasmonics: challenges and opportunities //Acs Photonics. – 2014. – T. 1. – №. 3. – C. 135-152.
68. Lee S. H. et al. Switching terahertz waves with gate-controlled active graphene metamaterials //Nature materials. – 2012. – T. 11. – №. 11. – C. 936.
69. Gao W. et al. High-contrast terahertz wave modulation by gated graphene enhanced by extraordinary transmission through ring apertures //Nano letters. – 2014. – T. 14. – №. 3. – C. 1242-1248.
70. Miao Z. et al. Widely tunable terahertz phase modulation with gate-controlled graphene metasurfaces //Physical Review X. – 2015. – T. 5. – №. 4. – C. 041027.
71. Yao Y. et al. Broad electrical tuning of graphene-loaded plasmonic antennas //Nano letters. – 2013. – T. 13. – №. 3. – C. 1257-1264.
72. Yao Y. et al. Wide wavelength tuning of optical antennas on graphene with nanosecond response time //Nano letters. – 2013. – T. 14. – №. 1. – C. 214-219.
73. Yao Y. et al. Electrically tunable metasurface perfect absorbers for ultrathin mid-infrared optical modulators //Nano letters. – 2014. – T. 14. – №. 11. – C. 6526-6532.
74. Dabidian N. et al. Electrical switching of infrared light using graphene integration with plasmonic Fano resonant metasurfaces //Acs Photonics. – 2015. – T. 2. – №. 2. – C. 216-227.
75. Dabidian N. et al. Experimental demonstration of phase modulation and motion sensing using graphene-integrated metasurfaces //Nano letters. – 2016. – T. 16. – №. 6. – C. 3607-3615.

76. Mousavi S. H. et al. Inductive tuning of Fano-resonant metasurfaces using plasmonic response of graphene in the mid-infrared //Nano letters. – 2013. – T. 13. – №. 3. – C. 1111-1117.
77. Goldflam M. D. et al. Voltage switching of a VO₂ memory metasurface using ionic gel //Applied Physics Letters. – 2014. – T. 105. – №. 4. – C. 041117.
78. Singh R. et al. Thermal tunability in terahertz metamaterials fabricated on strontium titanate single-crystal substrates //Optics letters. – 2011. – T. 36. – №. 7. – C. 1230-1232.
79. Driscoll T. et al. Dynamic tuning of an infrared hybrid-metamaterial resonance using vanadium dioxide //Applied Physics Letters. – 2008. – T. 93. – №. 2. – C. 024101.
80. Driscoll T. et al. Memory metamaterials //Science. – 2009. – T. 325. – №. 5947. – C. 1518-1521.
81. Dicken M. J. et al. Frequency tunable near-infrared metamaterials based on VO₂ phase transition //Optics express. – 2009. – T. 17. – №. 20. – C. 18330-18339.
82. Wen Q. Y. et al. Terahertz metamaterials with VO₂ cut-wires for thermal tunability //Applied physics letters. – 2010. – T. 97. – №. 2. – C. 021111.
83. Goldflam M. D. et al. Reconfigurable gradient index using VO₂ memory metamaterials //Applied Physics Letters. – 2011. – T. 99. – №. 4. – C. 044103.
84. Kats M. A. et al. Thermal tuning of mid-infrared plasmonic antenna arrays using a phase change material //Optics letters. – 2013. – T. 38. – №. 3. – C. 368-370.
85. Zhao Q. et al. Electrically tunable negative permeability metamaterials based on nematic liquid crystals //Applied physics letters. – 2007. – T. 90. – №. 1. – C. 011112.
86. Shrekenhamer D., Chen W. C., Padilla W. J. Liquid crystal tunable metamaterial absorber //Physical review letters. – 2013. – T. 110. – №. 17. – C. 177403.
87. Chen H. T. et al. Tuning the resonance in high-temperature superconducting terahertz metamaterials //Physical review letters. – 2010. – T. 105. – №. 24. – C. 247402.

88. Gu J. et al. Terahertz superconductor metamaterial //Applied Physics Letters. – 2010. – T. 97. – №. 7. – C. 071102.
89. Wu J. et al. Tuning of superconducting niobium nitride terahertz metamaterials //Optics express. – 2011. – T. 19. – №. 13. – C. 12021-12026.
90. Kurter C. et al. Classical analogue of electromagnetically induced transparency with a metal-superconductor hybrid metamaterial //Physical Review Letters. – 2011. – T. 107. – №. 4. – C. 043901.
91. Singh R. et al. Optical tuning and ultrafast dynamics of high-temperature superconducting terahertz metamaterials //Nanophotonics. – 2012. – T. 1. – №. 1. – C. 117-123.
92. Tao H. et al. Reconfigurable terahertz metamaterials //Physical review letters. – 2009. – T. 103. – №. 14. – C. 147401.
93. Zhu W. M. et al. Switchable magnetic metamaterials using micromachining processes //Advanced materials. – 2011. – T. 23. – №. 15. – C. 1792-1796.
94. Ma F. et al. Tunable multiband terahertz metamaterials using a reconfigurable electric split-ring resonator array //Light: Science & Applications. – 2014. – T. 3. – №. 5. – C. e171.
95. Han Z. et al. MEMS reconfigurable metamaterial for terahertz switchable filter and modulator //Optics Express. – 2014. – T. 22. – №. 18. – C. 21326-21339.
96. Kan T. et al. Enantiomeric switching of chiral metamaterial for terahertz polarization modulation employing vertically deformable MEMS spirals //Nature communications. – 2015. – T. 6. – C. 8422.
97. Liu M. et al. Terahertz-field-induced insulator-to-metal transition in vanadium dioxide metamaterial //Nature. – 2012. – T. 487. – №. 7407. – C. 345.
98. Fan K. et al. Nonlinear terahertz metamaterials via field-enhanced carrier dynamics in GaAs //Physical Review Letters. – 2013. – T. 110. – №. 21. – C. 217404.
99. Seren H. R. et al. Nonlinear terahertz devices utilizing semiconducting plasmonic metamaterials //Light: Science & Applications. – 2016. – T. 5. – №. 5. – C. e16078.

100. Grady N. K. et al. Nonlinear high-temperature superconducting terahertz metamaterials // *New Journal of Physics*. – 2013. – T. 15. – №. 10. – C. 105016.
101. Zhang C. et al. Terahertz nonlinear superconducting metamaterials // *Applied Physics Letters*. – 2013. – T. 102. – №. 8. – C. 081121.
102. Lee J. et al. Giant nonlinear response from plasmonic metasurfaces coupled to intersubband transitions // *Nature*. – 2014. – T. 511. – №. 7507. – C. 65.
103. Campione S. et al. Second harmonic generation from metamaterials strongly coupled to intersubband transitions in quantum wells // *Applied Physics Letters*. – 2014. – T. 104. – №. 13. – C. 131104.
104. Ahn D., Chuang S. L. Calculation of linear and nonlinear intersubband optical absorptions in a quantum well model with an applied electric field // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1987. – T. 23. – №. 12. – C. 2196-2204.
105. Capasso F., Sirtori C., Cho A. Y. Coupled quantum well semiconductors with giant electric field tunable nonlinear optical properties in the infrared // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1994. – T. 30. – №. 5. – C. 1313-1326.
106. Gmachl C. et al. Optimized second-harmonic generation in quantum cascade lasers // *IEEE journal of Quantum electronics*. – 2003. – T. 39. – №. 11. – C. 1345-1355.
107. Helm M. The basic physics of intersubband transitions // *Semiconductors and semimetals*. – Elsevier, 1999. – T. 62. – C. 1-99.
108. Powell D. A. et al. Self-tuning mechanisms of nonlinear split-ring resonators // *Applied Physics Letters*. – 2007. – T. 91. – №. 14. – C. 144107.
109. Wang B. et al. Nonlinear properties of split-ring resonators // *Optics express*. – 2008. – T. 16. – №. 20. – C. 16058-16063.
110. Huang D., Poutrina E., Smith D. R. Analysis of the power dependent tuning of a varactor-loaded metamaterial at microwave frequencies // *Applied Physics Letters*. – 2010. – T. 96. – №. 10. – C. 104104.
111. Shadrivov I. V. et al. Tunable transmission and harmonic generation in nonlinear metamaterials // *Applied Physics Letters*. – 2008. – T. 93. – №. 16. – C. 161903.

112. Rose A., Huang D., Smith D. R. Controlling the second harmonic in a phase-matched negative-index metamaterial //Physical review letters. – 2011. – T. 107. – №. 6. – C. 063902.
113. Klein M. W. et al. Second-harmonic generation from magnetic metamaterials //Science. – 2006. – T. 313. – №. 5786. – C. 502-504.
114. Klein M. W. et al. Experiments on second-and third-harmonic generation from magnetic metamaterials //Optics Express. – 2007. – T. 15. – №. 8. – C. 5238-5247.
115. Ciraci C. et al. Origin of second-harmonic generation enhancement in optical splitting resonators //Physical Review B. – 2012. – T. 85. – №. 20. – C. 201403.
116. Luo L. et al. Broadband terahertz generation from metamaterials //Nature communications. – 2014. – T. 5. – C. 3055.
117. O'Brien K. et al. Predicting nonlinear properties of metamaterials from the linear response //Nature materials. – 2015. – T. 14. – №. 4. – C. 379.
118. Wolf O. et al. Phased-array sources based on nonlinear metamaterial nanocavities //Nature communications. – 2015. – T. 6. – C. 7667.
119. Segal N. et al. Controlling light with metamaterial-based nonlinear photonic crystals //Nature Photonics. – 2015. – T. 9. – №. 3. – C. 180.
120. Albani M., Bernardi P. A numerical method based on the discretization of Maxwell equations in integral form (short papers) //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1974. – T. 22. – №. 4. – C. 446-450.
121. Novotny L., Hecht B. Principles of nano-optics. – Cambridge university press, 2012.
122. Zaitsev K. I. et al. Terahertz spectroscopy of pigmentary skin nevi in vivo //Optics and Spectroscopy. – 2015. – T. 119. – №. 3. – C. 404-410.
123. Olshevskaya J. S. et al. Effect of terahertz electromagnetic waves on neurons systems //2008 IEEE Region 8 International Conference on Computational Technologies in Electrical and Electronics Engineering. – IEEE, 2008. – C. 210-211.

124. Kiseliov V. K. et al. Application of terahertz laser technology to investigate the influence of HNF radiation on the tumor process // *Telecommunications and Radio Engineering*. – 2012. – Т. 71. – №. 17.
125. Chen X. et al. Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials // *Physical review E*. – 2004. – Т. 70. – №. 1. – С. 016608.
126. Jianjun Liu, Lanlan Fan. Определение содержания гена Ха21 в генетически модифицированной сахарной свёкле методом терагерцовой спектроскопии в сочетании с хемометрическими методами // *Оптический журнал*. 2016. Т. 83. № 10. С. 60–65.
127. Lisauskas A., Löffler T., Roskos H.G. Photonic terahertz technology // *Semiconductor Science and Technology*. 2005. V. 20. № 7.
128. Williams G.P. Filling the THz gap – high power sources and applications // *Reports on Progress in Physics*. 2006. V. 69. № 2. P. 301–326.
129. Ulrich R. Far-infrared properties of metallic mesh and its complementary structure // *Infrared Physics*. 1967. V. 7. № 1. P. 37–55.
130. Porterfield D. W. et al. Resonant metal-mesh bandpass filters for the far infrared // *Applied Optics*. – 1994. – Т. 33. – №. 25. – С. 6046-6052.
131. Kuznetsov S. A. et al. Development of metal mesh based quasi-optical selective components and their applications in high-power experiments at Novosibirsk terahertz FEL // *Proceedings of FEL 2007*. – 2007. – С. 89-92.
132. Ma Y. et al. Direct fabrication of terahertz optical devices on low-absorption polymer substrates // *Optics letters*. – 2009. – Т. 34. – №. 10. – С. 1555-1557.
133. Page L. A. et al. Millimeter–submillimeter wavelength filter system // *Applied optics*. – 1994. – Т. 33. – №. 1. – С. 11-23.
134. Smith H. A., Rebbert M., Sternberg O. Designer infrared filters using stacked metal lattices // *Applied physics letters*. – 2003. – Т. 82. – №. 21. – С. 3605-3607.
135. Möller K. D. et al. Cross-shaped bandpass filters for the near-and mid-infrared wavelength regions // *Applied optics*. – 1996. – Т. 35. – №. 31. – С. 6210-6215.
136. Melo A. M. et al. Cross-shaped terahertz metal mesh filters: Historical review and results // *Advances in Optical Technologies*. – 2012. – Т. 2012.

137. Bepalov V. G. et al. Methods of generating superbroadband terahertz pulses with femtosecond lasers // *Journal of Optical Technology*. – 2008. – Т. 75. – №. 10. – С. 636-642.
138. Баля В.К. Создание плёночной микрооптики методом лазерной абляции полимерных материалов // Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. СПб.: НИУ ИТМО, 2014. 90 с.
139. Hosako I. et al. At the dawn of a new era in terahertz technology // *Proceedings of the IEEE*. – 2007. – Т. 95. – №. 8. – С. 1611-1623.
140. Borovkova M. et al. Investigation of terahertz radiation influence on rat glial cells // *Biomedical Optics Express*. – 2017. – Т. 8. – №. 1. – С. 273-280.
141. El Haddad J. et al. Review in terahertz spectral analysis // *TrAC Trends in Analytical Chemistry*. – 2013. – Т. 44. – С. 98-105.
142. Kleine-Ostmann T., Nagatsuma T. A review on terahertz communications research // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. – 2011. – Т. 32. – №. 2. – С. 143-171.
143. W. Menzel, 2010 European Radar Conf. (EuRAD), Paris, France, 30 Sep. 2010 - 1 Oct. 2010, pp. 89–92.
144. Siegel P. H. Terahertz technology in biology and medicine // *IEEE transactions on microwave theory and techniques*. – 2004. – Т. 52. – №. 10. – С. 2438-2447.
145. D. V. Lioubtchenko, S. N. Dudorov and A. V. Raisanen, 2001 31st European Microwave Conf., London, England, 24–26 Sep. 2001, pp. 1–4.
146. M. Koeberle, M. Hoefle, A. Gaebler, A. Penirschke and R. Jakoby, 2011 Int. Conf. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Houston, TX, USA, 2-7 Oct. 2011, p. 1.
147. Chicherin D. et al. MEMS based high-impedance surface for millimetre wave dielectric rod waveguide phase shifter // *The 40th European Microwave Conference*. – IEEE, 2010. – С. 950-953.
148. D.V. Lioubtchenko, P. Pousi, S.N. Dudorov, A.V. Raisanen, A. Deleniv, V. Drakinskiy and S. Gevorgian, Proc. 38th European Microwave Conf, Amsterdam, Netherlands, 27–31 Oct. 2008, pp. 1204–1206.

149. P. Pousi, D. Lioubtchenko, S. Dudorov and A. V. Raisanen, 2008 38th European Microwave Conf., Amsterdam, Netherlands, 27–31 Oct. 2008, pp. 1082–1085.
150. Pousi J. P. et al. High permittivity dielectric rod waveguide as an antenna array element for millimeter waves //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2009. – T. 58. – №. 3. – C. 714-719.
151. Lioubtchenko D. et al. Low-loss sapphire waveguides for 75-110 GHz frequency range //IEEE Microwave and Wireless Components Letters. – 2001. – T. 11. – №. 6. – C. 252-254.
152. Lioubtchenko D., Tretyakov S., Dudorov S. Millimeter-wave waveguides. – Springer Science & Business Media, 2003. – T. 114.
153. Generalov A. A. et al. Millimeter-wave power sensor based on silicon rod waveguide //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2012. – T. 2. – №. 6. – C. 623-628.
154. Rivera-Lavado A. et al. Dielectric rod waveguide antenna as THz emitter for photomixing devices //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2015. – T. 63. – №. 3. – C. 882-890.
155. A. Generalov, D. V. Lioubtchenko and A. V. Räsänen, Proc. 7th European Conf. Antennas and Propagation (EuCAP), Gothenburg, Sweden, 8–12 Apr. 2013, pp. 541–544.
156. Lee C., Mak P., DeFonzo A. Optical control of millimeter-wave propagation in dielectric waveguides //IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1980. – T. 16. – №. 3. – C. 277-288.
157. Chicherin D. et al. MEMS-based high-impedance surfaces for millimeter and submillimeter wave applications //Microwave and Optical Technology Letters. – 2006. – T. 48. – №. 12. – C. 2570-2573.
158. Chicherin D. et al. Analog-type millimeter-wave phase shifters based on MEMS tunable high-impedance surface and dielectric rod waveguide //International Journal of Microwave and Wireless Technologies. – 2011. – T. 3. – №. 5. – C. 533-538.

159. Gallacher T. F. et al. Optical modulation of millimeter-wave beams using a semiconductor substrate //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2012. – T. 60. – №. 7. – C. 2301-2309.
160. Jariwala D. et al. Carbon nanomaterials for electronics, optoelectronics, photovoltaics, and sensing //Chemical Society Reviews. – 2013. – T. 42. – №. 7. – C. 2824-2860.
161. D. V. Lioubtchenko, I. V. Anoshkin, I. I. Nefedova, J. Oberhammer and A. V. Räisänen, 2017 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. (IMS), Honolulu, HI, USA, 4–9 Jun. 2017, pp. 1188–1191.
162. D. V. Lioubtchenko, A. Rivera-Lavado, I. I. Nefedova, I. Anoshkin, L. E. García-Muñoz and A. V. Räisänen, Proc. Global Symp. Millimeter Waves (GSMM) ESA Workshop Millimetre-Wave Technology and Applications, Espoo, Finland, 6–8 Jun. 2016, pp. 1–3.
163. Wang X., Tretyakov S. A. Toward Ultimate Control of Terahertz Wave Absorption in Graphene //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2018. – T. 67. – №. 4. – C. 2452-2461.
164. Gallacher T. F., Robertson D. A., Smith G. M. The photo-injected Fresnel zone plate antenna: optoelectronic beam steering at mm-wave frequencies //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2012. – T. 61. – №. 4. – C. 1688-1696.
165. Rivera-Lavado, S. Preu, L. E. Garcia-Munoz, A. Generalov, J. M. de Paz, G. Dohler, D. Lioubtchenko, M. Mendez-Aller, S. Malzer, D. Segovia-Vargas and A. V. Raisanen, 2015 European Microwave Conf. (EuMC), Paris, France, 7–10 Sep. 2015, pp. 917–920.
166. Nefedova I. I. et al. Conductivity of carbon nanotube layers at low-Terahertz frequencies //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2016. – T. 6. – №. 6. – C. 840-845.
167. Zhu J. L. et al. Negative and positive photoconductivity modulated by light wavelengths in carbon nanotube film //Applied Physics Letters. – 2012. – T. 101. – №. 12. – C. 123117.

168. Wang Y. et al. Photocurrent response of carbon nanotube–metal heterojunctions in the terahertz range //Optics express. – 2014. – T. 22. – №. 5. – C. 5895-5903.
169. Anoshkin I. V. et al. Hybrid carbon source for single-walled carbon nanotube synthesis by aerosol CVD method //Carbon. – 2014. – T. 78. – C. 130-136.
170. Zhang Q. et al. Recent developments in single-walled carbon nanotube thin films fabricated by dry floating catalyst chemical vapor deposition //Single-Walled Carbon Nanotubes. – Springer, Cham, 2019. – C. 99-128.
171. Anoshkin I. V. et al. Single walled carbon nanotube quantification method employing the Raman signal intensity //Carbon. – 2017. – T. 116. – C. 547-552.
172. Kataura H. et al. Optical properties of single-wall carbon nanotubes //Synthetic metals. – 1999. – T. 103. – №. 1-3. – C. 2555-2558.
173. Anoshkin I. V. et al. Selective chemical functionalization of carbon nanobuds //Carbon. – 2012. – T. 50. – №. 11. – C. 4171-4174.
174. Zhang X. C., Xu J. Introduction to THz wave photonics. – New York : Springer, 2010. – T. 29. – C. 246.
175. Soboleva V. Y. et al. Development of narrow bandpass filters based on cross cavities for the terahertz frequency range //Journal of Optical Technology. – 2017. – T. 84. – №. 8. – C. 521-524.
176. Gomon D. et al. Influence of the geometric parameters of the electrical ring resonator metasurface on the performance of metamaterial absorbers for terahertz applications //Chinese Optics. – 2018. – T. 11. – №. 1. – C. 47-59.
177. Jnawali G. et al. Observation of a transient decrease in terahertz conductivity of single-layer graphene induced by ultrafast optical excitation //Nano letters. – 2013. – T. 13. – №. 2. – C. 524-530.
178. How Gan C. Analysis of surface plasmon excitation at terahertz frequencies with highly doped graphene sheets via attenuated total reflection //Applied Physics Letters. – 2012. – T. 101. – №. 11. – C. 111609.
179. Nasibulin A. G. et al. Multifunctional free-standing single-walled carbon nanotube films //ACS nano. – 2011. – T. 5. – №. 4. – C. 3214-3221.

180. Levy O., Stroud D. Maxwell Garnett theory for mixtures of anisotropic inclusions: Application to conducting polymers //Physical Review B. – 1997. – T. 56. – №. 13. – C. 8035.
181. Gharbavi K., Badehian H. Optical properties of armchair (7, 7) single walled carbon nanotubes //AIP Advances. – 2015. – T. 5. – №. 7. – C. 077155.
182. Borovkova M. et al. Terahertz time-domain spectroscopy for non-invasive assessment of water content in biological samples //Biomedical optics express. – 2018. – T. 9. – №. 5. – C. 2266-2276.
183. Kemp M. C. et al. Security applications of terahertz technology //Terahertz for Military and Security Applications. – International Society for Optics and Photonics, 2003. – T. 5070. – C. 44-52.
184. Ahi K., Shahbazmohamadi S., Asadizanjani N. Quality control and authentication of packaged integrated circuits using enhanced-spatial-resolution terahertz time-domain spectroscopy and imaging //Optics and lasers in engineering. – 2018. – T. 104. – C. 274-284.
185. Nagatsuma T., Ducournau G., Renaud C. C. Advances in terahertz communications accelerated by photonics //Nature Photonics. – 2016. – T. 10. – №. 6. – C. 371.
186. Soboleva V. Y. et al. Development of narrow bandpass filters based on cross cavities for the terahertz frequency range //Journal of Optical Technology. – 2017. – T. 84. – №. 8. – C. 521-524.
187. Gomon D. et al. Influence of the geometric parameters of the electrical ring resonator metasurface on the performance of metamaterial absorbers for terahertz applications //Chinese Optics. – 2018. – T. 11. – №. 1. – C. 47-59.
188. Grebenchukov A. N., D ZAITSEV A., Khodzitsky M. K. Optically controlled narrowband terahertz switcher based on graphene. – 2018.
189. Chen H. T. et al. Experimental demonstration of frequency-agile terahertz metamaterials //Nature Photonics. – 2008. – T. 2. – №. 5. – C. 295–298.

190. Manceau J. M. et al. Dynamic response of metamaterials in the terahertz regime: Blueshift tunability and broadband phase modulation //Applied Physics Letters. – 2010. – T. 96. – №. 2. – C. 021111.
191. Liu M. et al. A graphene-based broadband optical modulator //Nature. – 2011. – T. 474. – №. 7349. – C. 64.
192. Fan F. et al. State conversion based on terahertz plasmonics with vanadium dioxide coating controlled by optical pumping //Optics letters. – 2013. – T. 38. – №. 9. – C. 1582-1584.
193. Soboleva V. Y., Gusev S. I., Khodzitskiy M. K. METAFILM-BASED BIOSENSOR FOR DETERMINATION OF GLUCOSE CONCENTRATION IN HUMAN BLOOD //Nauchno-Tekhnicheskii Vestnik Informatsionnykh Tekhnologii, Mekhaniki i Optiki. – 2018. – T. 18. – №. 3. – C. 377. (in Russian)
194. Soboleva V.Yu. Designing of a highly sensitive sensor based on the metasurface for determining the concentration of glucose in human blood: diploma job. St. Petersburg, ITMO University, 2018. (in Russian)
195. Ferraro A. et al. Broad-and narrow-line terahertz filtering in frequency-selective surfaces patterned on thin low-loss polymer substrates //IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2017. – T. 23. – №. 4. – C. 1-8.
196. Moisala A. et al. Single-walled carbon nanotube synthesis using ferrocene and iron pentacarbonyl in a laminar flow reactor //Chemical Engineering Science. – 2006. – T. 61. – №. 13. – C. 4393-4402.
197. Medina F., Mesa F., Marques R. Extraordinary transmission through arrays of electrically small holes from a circuit theory perspective //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2008. – T. 56. – №. 12. – C. 3108-3120.

Список иллюстративного материала

Рисунок 1.1 – Примеры механизмов настройки метаматериалов нанесены в зависимости от их рабочей частоты [5]

Рисунок 1.2 – Оптически перестраиваемые ТГц металл-полупроводниковые гибридные метаповерхности. (а) Изображение сдвоенного электрического резонатора со щелью ТГц частотно-перестраиваемой метаповерхности, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ); (б) спектры пропускания данных резонаторов при различных значениях накачки фотовозбуждения [47]; (в) изображение ультраширокополосного ТГц модулятора, полученное с помощью оптической микроскопии; (г) и его спектры пропускания без оптического возбуждения и с различными значениями интенсивности оптического возбуждения [47]; (д) схема метаматериала и изображение элементарной ячейки, полученное с помощью оптической микроскопии, ТГц поглотителя на основе метаматериала; (е) и спектры пропускания метаматериала без оптического возбуждения и с различными значениями интенсивности оптического возбуждения [50]

Рисунок 1.3 – Электрическая модуляция полупроводниковых гибридных метаповерхностей. (а) Схема структуры устройства внутри элементарной ячейки высокоскоростного ТГц метаматериального модулятора на основе двухканальных гетероструктур; (б) характеристики модуляции на разных частотах; [58] (в) структурная схема метаповерхности активной ТГц дифракционной решетки, образованной 32 столбцами, управляемыми независимыми смещениями напряжения, где разные цвета указывают на разные смещения напряжения; (г) динамическая дифракция включается путем применения обратного напряжения смещения к альтернативным столбцам; [59] (д) пространственный ТГц модулятор 71 размером 8×8 ячеек, основанный на электрически переключаемом терагерцовом метаматериальном поглотителе, который использовался для формирования изображений с компрессией в ТГц диапазоне частот; (е) соответствующая схема структуры, состоящая из связанного массива резонаторов, служащих контактами Шоттки, *n*-легированная полупроводниковая прослойка, металлическая заземляющая плоскость, служащая омическим контактом, а также вспомогательная структура, обеспечивающая независимое смещение напряжения на элементарных ячейках [60]

Рисунок 1.4 – Электрически-перестраиваемые метаповерхности на основе графена. (а) Схема ультратонкого модулятора среднего инфракрасного излучения на основе перестраиваемого метаповерхностного поглотителя; (б) изображение, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии, метаповерхностного поглотителя. Вставка: увеличенный вид элементарной ячейки устройства; (в) измеренные спектры отражения (нормированные к спектрам отражения алюминиевого зеркала) поглотителя метаповерхности в (б) для различных напряжений затвора $|V_G - V_{\text{CNP}}|$, где V_{CNP} – напряжение затвора,

когда концентрации электронов и дырок в листе графена равны заряду нейтральной точки; [73] (г) изображение, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии, структуры метаповерхности с двойными резонансами Фано; (д) усиление средней интенсивности ближнего поля на поверхности графена. Вставки: пространственное распределение напряжённости электрического поля внутри зазора для двух резонансов Фано; (е) измеренные спектры отражения устройства в (д), как функция энергии Ферми; [74] (ж) схема метаповерхностного модулятора на основе графенового экрана Солсбери. На вставке изображено устройство с оптическими волнами в состоянии резонанса; (з) изменение поглощения по отношению к поглощению в точке нейтральности заряда в наноапертурах графена шириной 40 нм при различных уровнях легирования. Сплошная черная кривая соответствует однослойному графену. На вставке: изображение, полученное с помощью атомно-силовой микроскопии, графеновых наноапертур шириной 40 нм [75]

Рисунок 1.5 – (а) Схема электролитического затвора метаповерхностей на основе VO_2 ; (б) фазовая диаграмма для VO_2 , включая зависимость от степени окисления ванадия; (в) зависимые от напряжения ТГц спектры пропускания ТГц метаповерхности на основе VO_2 при 315К. Вставки: фотографии золотого кольцевого резонатора на VO_2 перед нанесением ионного геля [77]

Рисунок 1.6 – (а) Верхняя панель: оптическое изображение массива золотых кольцевых резонаторов со щелью, изготовленного поверх плёнки VO_2 , показывающее повреждение, вызванное ТГц-полем, иллюстрируемое черными пятнами на разрывах. Пунктирная синяя окружность аппроксимирует перетяжку ТГц луча, а красная кривая аппроксимирует распределение интенсивности ТГц излучения. Нижняя панель: изображение, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии, одиночного кольцевого резонатора со щелью показывает, что VO_2 поврежден вертикально поляризованным ТГц полем, с увеличенным видом повреждения на краю ТГц луча (справа вверху) и около центра луча (справа внизу); (б) экспериментальные данные, показывающие зависимость нелинейных спектров пропускания кольцевых резонаторов со щелью от падающего поля при 324 К для полей с интенсивностями от 0,3 до 3,3 МВ/см² [97]

Рисунок 1.7 – (а) Элементарная ячейка метаповерхности для генерации второй гармоники. Размеры золотого нанокреста даны в нм, а элементарная ячейка имеет размер 1000 нм × 1300 нм; (б) диаграмма зоны проводимости одного периода структуры связанных квантовых ям $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As} / \text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$, спроектированной как нелинейная среда для высокоэффективной генерации второй гармоники. Квадраты модулей электронных волновых функций для подзон 1, 2 и 3 показаны и обозначены соответственно. Переходы между парами электронных подзон отмечены двухсторонними красными стрелками, а значения энергий перехода (E_{21} и E_{32}) и дипольных моментов (Z_{21} , Z_{32} и Z_{31}) показаны рядом с каждой стрелкой;

(в) генерация второй гармоники метаповерхностей на основе (а) и (б). Показаны пиковая мощность второй гармоники (левая ось) и выходная интенсивность (правая ось), как функция квадрата пиковой мощности оптического возбуждения (нижняя ось) или квадрата пиковой интенсивности (верхняя ось) при волновом числе оптического возбуждения 1240 см^{-1} для разных входов/выходов поляризационных комбинаций; [102] (г) левая панель: схема метаповерхности на основе кольцевых резонаторов со щелью на вершине стека множества квантовых ям. Верхняя правая панель: вид сверху одного резонатора. Нижняя правая панель: Схема, показывающая две основные резонансные моды кольцевого резонатора со щелью на частоте оптического возбуждения и второй гармоники соответственно; (д) интенсивность сигнала второй гармоники, распространяющегося в прямом и обратном направлениях по отношению к нелинейной метаповерхности в (г), в зависимости от интенсивности оптического возбуждения [103]

Рисунок 1.8 – (а) Изображение части нелинейной метаповерхности, которая излучает сигнал второй гармоники разных поляризаций в разные стороны, полученное с помощью СЭМ, (то есть поляризационный расщепитель пучка для сигнала второй гармоники). Элементарная ячейка метаповерхности обозначается красным прямоугольником; (б) нормированное экспериментальное измерение диаграммы направленности метаповерхности для двух ортогональных поляризаций второй гармоники излучения, когда освещающий луч оптического возбуждения поляризован вдоль вертикального направления; [118] (в) изображение участка нелинейной метаповерхностной пластины Френеля, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии, показывающее зеркальную инверсию кольцевого резонатора со щелью в смежных зонах, которые излучают волны второй гармоники с противоположными фазами. Стрелками отмечено эффективное направление $\chi^{(2)}$; (г) записанные нормализованные изображения сигнала второй гармоники на расстоянии $Z=0$ и $Z=1$ мм от метаповерхности, изображённой на Рисунке 1.7 (в); (д) верхняя и нижняя панели являются, соответственно, результатами моделирования и измерения, показывающими фокусировку сигнала второй гармоники с помощью метаповерхностной пластины Френеля (m обозначает порядок фокусировки) [119]

Рисунок 2.1 – Структура поглотителя на основе метаматериалов. 1 - кремниевая подложка (20 мкм); 2 - медный отражающий слой (0,5 мкм); 3 - диэлектрик (12 мкм); 4 - медные ЭКР (0,5 мкм)

Рисунок 2.2 – Дисперсия показателя преломления (красный) и коэффициента поглощения (черный) SU-8

Рисунок 2.3 – Спектральные характеристики пяти образцов с геометрическими параметрами из Таблицы 2.2 для y -поляризованных (а) и x -поляризованных (б) волн. Толщина слоев приведена в Таблице 2.1

Рисунок 2.4 – Влияние толщины слоя полиимида SU-8 на поглощающую способность на резонансной частоте метаповерхности (а) и добротность (б) для образца 1 с толщиной слоя ЭКР 0,5 мкм

Рисунок 2.5 – Спектральные характеристики образца 1 с оптимизированной толщиной прослойки для у-поляризованных (а) и х-поляризованных (б) волн

Рисунок 2.6 – Распределение E -поля в образцах поглотителя для у-поляризованной волны на частотах: 0,292 ТГц (а), 0,969 ТГц (б) и 1,623 ТГц (в) для образца 1 с оптимизированной толщиной диэлектрической прослойки и толщиной слоя ЭКР 0,5 мкм

Рисунок 2.7 – Распределение вектора E -поля в образцах поглотителя для х-поляризованной волны на частотах: 0,398 ТГц (а) и 1,332 ТГц (б) для образца 1 с толщиной диэлектрического слоя 23 мкм и толщиной слоя ЭКР 0,5 мкм

Рисунок 2.8 – Влияние толщины слоя ЭКР на поглощение резонансного пика (а) и на добротность (б) для образца 1 с толщиной полиимидного слоя 23 мкм

Рисунок 2.9 – Пять этапов изготовления образца поглотителя. Фиолетовый - кремний; желтый - медь; красный - полиимид; черный – фоторезист

Рисунок 2.10 – Изготовленные образцы поглотителя: слева (а) образец и справа (б) образец с геометрическими параметрами из Таблицы 2.4

Рисунок 2.11 – Конструкция ТГц импульсного спектрометра, работающего в режиме на отражение: (а) измерение опорного сигнала; (б) измерение объектного сигнала

Рисунок 2.12 – Теоретический коэффициент отражения для х-поляризованной волны (красная кривая) и у-поляризованной волны (синяя кривая) для образцов поглотителя (а) слева и (б) справа

Рисунок 2.13 – (а) и (б) Спектры отражения для у-поляризованной (синяя кривая) и х-поляризованной (красная кривая) волн для (а) и (б) экспериментальных образцов с геометрическими параметрами из Таблицы 2.4 соответственно. (в) и (г) Амплитудные спектры отражения и временные формы для разных поляризаций волны ($\theta=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$) для (а) и (б) образцов с геометрическими параметрами из Таблицы 2.4 соответственно. Вставки: фотографии экспериментальных образцов

Рисунок 3.1 – Параметры фильтра с крестообразной геометрией

Рисунок 3.2 – Спектры пропускания, полученные численно (1), аналитически (2) и экспериментально (3) для исследуемого образца

Рисунок 3.3 – Спектры пропускания экспериментального образца, полученные в зависимости от (а) угла падения излучения на плоскость фильтра: 60° (1), 45° (2), 30° (3), 0° (4); (б) угла поворота в плоскости фильтра: 0° (1), 30° (2), 60° (3)

Рисунок 4.1 – Характеристика тонких слоев ОСУНТ: (а) спектр оптического поглощения образца ОСУНТ; (б) СЭМ-изображение ОСУНТ; (в) ПЭМ-изображение ОСУНТ

Рисунок 4.2 – Дисперсия действительной (а) и мнимой (б) части комплексной проводимости при разных длинах ОСУНТ: (1) образец – черная линия; (2) образец - красная линия; (3) образец - синяя линия

Рисунок 4.3 – Дисперсия действительной (а) и мнимой (б) части комплексной удельной проводимости при разных длинах ОСУНТ: (1) образец – черная линия; (2) образец - красная линия; (3) образец - синяя линия

Рисунок 4.4 – Дисперсия действительной (а) и мнимой (б) части комплексной диэлектрической проницаемости при разных длинах ОСУНТ: (1) образец – черная линия; (2) образец - красная линия; (3) образец - синяя линия

Рисунок 4.5 – (а) Схематическое изображение установки измерения импеданса слоя ОСУНТ на кварцевой подложке при освещении светом; (б) измеренное влияние циклического освещения на емкость и сопротивление слоя ОСУНТ

Рисунок 4.6 – Характеристика ОСУНТ с помощью ИТС: (а) схематическое изображение установки ИТС. Ch - оптический прерыватель, InAs - ТГц генератор (кристалл InAs в магнитном поле 2 Тл), G - призма Глана, CdTe - нелинейный кристалл, $\lambda/2$ и $\lambda/4$ – полу- и четвертьволновая пластины, W - призма Волластона; 123

(б) изменение пиковой амплитуды измеренного ТГц сигнала во включенном и выключенном состояниях освещения. Вставка - одиночный ТГц импульс; (в, г) действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости образца ОСУНТ (длина ОСУНТ 15 мкм, диаметр ОСУНТ 1,3-2,0 нм, толщина слоя ОСУНТ 55 нм), полученные методом ИТС

Рисунок 4.7 – Предложенная схема ТГц фазовращателя на основе оптически управляемого слоя ОСУНТ: (а) схематическое изображение двухпортового векторного анализатора цепей (ВАЦ) для измерений S-параметров.

Двухсторонний симметрично-конический ДСВ, нагруженный слоем ОСУНТ, 126

подвергается воздействию различных условий освещения; (б) фотография ДСВ во время процесса измерения; (в) измеренный сдвиг амплитуды S-параметра из-за

освещения слоя ОСУНТ; (г) измеренный фазовый сдвиг; (д) измеренное влияние циклического освещения на сдвиг фаз на частотах 150; 220; 400; 500 ГГц

Рисунок 5.1 – Конструкции (а) полосового и (б) режекторного фильтров; схематические спектры пропускания (в) полосового и (г) режекторного фильтров

Рисунок 5.2 – Фотография изготовленного образца режекторного фильтра. Размер массива, содержащего 756 резонаторов: $31,5 \times 32,5 \times 68$ мкм

Рисунок 5.3 – Спектры пропускания полосовых фильтров на основе крестообразных резонаторов, полученные с помощью численного моделирования, с различными соотношениями геометрических параметров

Рисунок 5.4 – Зависимость соотношения между периодом резонаторов и длиной креста $P:L$ от добротности фильтра с аппроксимацией (а); зависимость резонансной частоты полосового фильтра от периода резонаторов при $L=400$ мкм и $W=100$ мкм (б)

Рисунок 5.5 – Зависимость коэффициента влияния подложки от толщины подложки. Точки – данные, полученные с помощью численного моделирования, линия – аппроксимация

Рисунок 5.6 – Схема импульсного терагерцового спектрометра. СД – светоделитель, З – зеркало, Г – призма Глана, М – модулятор, Ф – фильтр, ПЗ – параболические зеркала, О – образец, В – призма Волластона, БД – балансный детектор

Рисунок 5.7 – Волновые формы фильтров (а) и экспериментальные спектры пропускания фильтров (б)

Influence of the geometric parameters of the electrical ring resonator metasurface on the performance of metamaterial absorbers for terahertz applications

Gomon, Daniel; Sedykh, Egor; Rodríguez, Sebastián; Tafur Monroy, I.; Zaitsev, Kirill; Vozianova, Anna; Khodzitsky, Mikhail

Published in:
Chinese Optics

DOI:
[10.3788/CO.20181101.0047](https://doi.org/10.3788/CO.20181101.0047)

Published: 01/02/2018

Document Version

Publisher's PDF, also known as Version of Record (includes final page, issue and volume numbers)

Please check the document version of this publication:

- A submitted manuscript is the author's version of the article upon submission and before peer-review. There can be important differences between the submitted version and the official published version of record. People interested in the research are advised to contact the author for the final version of the publication, or visit the DOI to the publisher's website.
- The final author version and the galley proof are versions of the publication after peer review.
- The final published version features the final layout of the paper including the volume, issue and page numbers.

[Link to publication](#)

Citation for published version (APA):

Gomon, D., Sedykh, E., Rodríguez, S., Idelfonso, T. M., Zaitsev, K., Vozianova, A., & Khodzitsky, M. (2018). Influence of the geometric parameters of the electrical ring resonator metasurface on the performance of metamaterial absorbers for terahertz applications. *Chinese Optics*, 11(1), 47-59. DOI: 10.3788/CO.20181101.0047

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal ?

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

文章编号 2095-1531(2018)01-0047-13

Influence of the geometric parameters of the electrical ring resonator metasurface on the performance of metamaterial absorbers for terahertz applications

GOMON Daniel¹, SEDYKH Egor¹, RODRÍGUEZ Sebastián², IDELFONSO Tafur Monroy^{2*},
ZAITSEV Kirill³, VOZIANOVA Anna¹, KHODZITSKY Mikhail¹

(1. ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russia;

2. Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands;

3. Bauman Moscow State Technical University, Moscow 105005, Russia)

* Corresponding author, E-mail: i.tafur.monroy@tue.nl

Abstract: In this paper, the effect of the geometrical parameters of an electrical ring resonator (ERR) on the total absorptivity of metamaterial absorbers is analyzed. In particular, the effect of electrical ring resonator parameters, dielectric layer (spacer) thickness and electrical ring resonator thickness on the absorber of metamaterials are analyzed in detail. On this basis, the orthogonal experiment is set up to analyze the combined effects of several parameters and finally obtain the theoretical absorptivity of metamaterials. Based on the above results, the principle prototype of two metamaterial absorbers is prepared. The results show that the narrow-band absorptivity of the prototype is higher than 98%, which provide guidance for the design of high performance absorber.

Key words: metamaterials; spectroscopy; terahertz; absorbers

电环形谐振腔表面几何参数对太赫兹超材料吸收体性能的影响

GOMON Daniel¹, SEDYKH Egor¹, RODRÍGUEZ Sebastián², IDELFONSO Tafur Monroy^{2*},
ZAITSEV Kirill³, VOZIANOVA Anna¹, KHODZITSKY Mikhail¹

(1. ITMO 大学, 圣彼得堡, 197101, 俄罗斯;

2. 埃因霍温技术大学, 埃因霍温, 荷兰;

3. 鲍曼莫斯科国立技术大学, 莫斯科, 105005, 俄罗斯)

摘要: 本文分析了电环形谐振腔的几何参数对超材料吸收体吸收率的影响。文中详细分析了电环形谐振腔参数、介电层(间隔物)厚度和电环形谐振腔厚度对超材料吸收体的影响,在此基础上,设置正交实验分析了几种参数的综合影响,最

收稿日期:2017-10-11;修订日期:2017-11-25

基金项目:Supported by Government of Russian Federation(No. Grant 074-U01)

终获得超材料的理论吸收率。根据上述结果,制备了 2 个超材料吸收体的原理样机,经实验测得,原理样机的窄带吸收率高于 98%。本文的研究成果为高性能吸收器的设计提供了指导。

关键词:超材料;光谱;太赫兹;吸收器

中图分类号: 文献标识码:A doi:10.3788/CO.20181101.0047

1 Introduction

Metamaterial devices for terahertz (THz) frequency band have been a subject of close attention for the last decade. The reason behind this interest is the lack of natural materials with strong response to electromagnetic radiation of terahertz frequencies. Particularly there is a need for materials with strong absorption in terahertz frequency range for such applications as terahertz sensing, hyperspectral imaging and screening^[1]. The pioneering paper on THz metamaterial absorbers (MMA) based on electrical ring resonators (ERR) has been published by Tao^[2] (his colleague Landy studied the same structure for far infrared wavelength region^[3]). The proposed MMA is based on the idea that a good metamaterial absorber must minimize both reflection, by matching the impedance of the structure to one of the surrounding medium, and transmission, by introducing a metallic array of cut-wires. A bilayer structure satisfying these requirements^[2] is composed of an array of ERRs (two split-ring resonators placed back to back) separated by a polyimide spacer and backed by an array of metal strips oriented parallel to the centerline of ERR. Such metamaterial could be called metasurface because its thickness is less than the wavelength. Such geometry of structure allows to tune the permittivity $\varepsilon(\omega)$ and the permeability $\mu(\omega)$ of the metasurface. It can be done by changing the ERR geometry or varying the substrate thickness and the cut-wire geometry. This design can have theoretical absorptivity close to unity (0.99) with full width at half maximum (FWHM) of 4 percent of ω_0 . The authors verified this design by obtaining experimentally the absorptivity value of 0.7 at 1.4 THz. Such a great difference between theoretic

cal and experimental results is explained by a variation of metasurface constitutive parameters from the tabular values and by the non-optimized fabrication process. The transmission line model for this design is discussed in Ref. [4]. Further the works on THz MAs have been continued in the following directions: designing of polarization-insensitive and incidence angle-insensitive structures; designing of multiband and broadband absorbers; designing of absorbers with tunable absorption and center frequency. In the next work Tao^[5] considered a metasurface-dielectric-ground plane structure which was fabricated on a flexible polyimide substrate and he experimentally obtained the absorptivity of 0.96 at 1.6 THz. As can be seen from Ref. [5], the structure is sensitive to both angle of incident electromagnetic wave and its polarisation. For such structure the resonant peak frequency experiences a blue shift as the angle of wave incidence increases. The first resonant absorption peak has greater absorptivity value and quality factor for TM polarization of radiation. Also it should be noted the presence of high frequency peak in the absorption spectrum. In 2009 year, Landy^[6] proposed another structure, an array of unit cells, which were comprised of two different cross-shaped resonators separated by a dielectric spacer^[6]. This MMA had experimental absorptivity of 0.75 at 1.15 THz. This structure is polarization-insensitive due to the symmetry of the unit cell. In 2010 year, Ye *et al.*^[7] performed the numerical simulation of absorption spectrum of a single band MMA with a unit cell composed of both cut-wire (polarization sensitive) and cross-shaped (polarization insensitive) resonators backed by a metallic ground plane with a dielectric spacer, it was shown that the structure has good wide angle absorption. The structure had the simulated absorptivity of 0.98 at 4.96

THz. Same year, Shchegolkov *et al.*^[8] published the paper with the numerical simulation results on the same structure and with experimental results on the similar structure with an unit cell composed of a metasurface which is an array of holes complementary to the cut-wires with cross-shaped resonators, backed by the metallic ground plane with the dielectric spacer. Despite having near unity absorptivity (greater than 0.97 for angles up to 70°) the complementary structure has one significant drawback: its center frequency of absorption peak redshifts by a decade comparing to the unit cell composed from the cross-shaped resonators^[8]. Interest towards multi-band MMAs has also been sparked. In 2010 year, Tao *et al.*^[9] published the paper on a dual band absorber which had two peaks of absorptivity of 0.85 at 1.4 THz and 0.94 at 3.0 THz. This MMA had a unit cell comprised of two electric field coupled (ELC) resonators combined into a single resonator^[9]. In 2011 year, Shen *et al.*^[10] proposed similar MMA designs with an unit cell comprised of concentric square-ring resonators backed by a layer of metal and spaced by a dielectric layer. In the context of Ref. [10], this structure acts like a multi-band absorber having three absorption peaks equal to the number of the square ring resonators^[10]. This design is polarisation-insensitive and gives absorptivity values of 0.99, 0.96, and 0.98 at 4.02 GHz, 6.75 GHz and 9.24 GHz respectively. Multilayer absorbers (composed of 3 metasurfaces and a ground plane separated by dielectric layers) and supercell absorbers with an unit cell comprised of several resonators, both based on the metasurfaces composed of the cross-shaped resonators have also been studied by Grant^[11]. The paper draws a comparison between multilayer and superpixel structures (the latter being more technological in a sense of fabrication: layered structures require several fabrication steps and sometimes there is a need for the precise mask alignment for the photolithography process, which greatly adds to manufacturing time and cost and it can potentially

have greater variation of its geometric parameters due to defect and error accumulation during the fabrication process). This work states that the superpixel structure has a disadvantage of being some polarization dependence and having lower absorption than the multilayer structure (0.5 versus 0.6), though it has greater bandwidth than the multilayer MMA bandwidth (2.18 THz versus 1.86 THz). Another interesting idea to implement a dual-band absorber was proposed by Wang *et al.*^[12]: the dual-band MMA (the metasurface-dielectric-metallic ground plane structure) with a cut-wire metasurface unit cell^[12]. The high-order resonance of the cut-wire was used to obtain the second absorption band of the high quality factor ($Q = 8.4$). The simulation results give the absorptivity of 0.9967 and 0.9973 at 1.42 THz and 2.99 THz with FWHM of 0.2 THz and 0.05 THz respectively. It is reported that the amplitude of the high-order absorption peak significantly changes with the background medium permittivity, which can be used in biosensing applications.

This work is devoted to investigation of ERR metasurface parameters such as the unit cell geometric parameters to obtain perfect absorption in the frequency range of 0.25 – 1.75 THz. So the development of an ideal absorber for THz spectroscopy and imaging using metamaterial resonant elements takes particular interest of scientific community nowadays, also it's a promising candidate for selective reflective mirrors for THz narrowband absorption, that has a negative influence on biological objects.

2 Description of the structure

The structure studied in this paper is a MMA with a unit cell based on ERRs, typically used in the implementation of narrowband absorbers. This structure consists of 4 layers: 1 is the silicon substrate, 2 is the reflective copper film, 3 is the dielectric spacer, 4 is the ERR copper array.

The ERR is composed by 2 split rings connect-

ed to each other and is defined by the following parameters: g is the gap of the ERR; w is the width of the stripes; a , b are the length and the width of the ERR, respectively; p is the distance between the ERR boundary and the unit cell border. The structure is shown in Fig. 1.

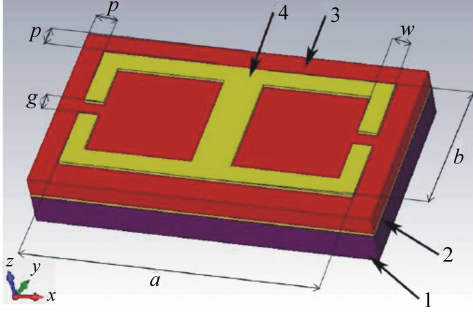


Fig. 1 MMA Structure. 1. the silicic substrate ($20 \mu\text{m}$); 2. the copper reflective layer ($0.5 \mu\text{m}$); 3. the dielectric spacer ($12 \mu\text{m}$); 4. the copper ERR ($0.5 \mu\text{m}$)

3 Evaluation and design process

To create a MMA with perfect absorptance, the evaluation process will find the optimal values for the ERR geometry and analyze the effects of different layers thicknesses. The silicon layer (the 1st layer) is used only as the substrate during the fabrication process, so it won't impact the total absorptance; the copper layer (the 2nd layer) has to reflect 100%, thus its thickness has only to be greater than the skin depth. Only the thickness of the polyimide SU-8 spacer (the 3rd layer) and the ERR (the 4th layer) thickness will influence the MMA absorptance.

In order to make an independent analysis of the influence of each geometric parameter on the MMA performance, the evaluation process will be performed in the following 5 steps:

(1) Definition of the reference parameters: In this step the simulation process will be defined and the standard parameters to be used as reference will be defined, in order to prepare the simulation environment for the next steps of the process.

(2) Analysis of the ERR geometry influence: This step will define different sets for the ERR geometry in order to evaluate their effect on the final structure. From this step, a set of geometric parameters for the ERR (a , b , w) will be selected to be used in the optimization of the next steps.

(3) Analysis of the dielectric layer (spacer) thickness: In this step, a parametric sweep of the spacer thickness will be performed. From the results the optimum spacer thickness will be selected.

(4) Analysis of the ERR thickness: The similar one as the previous step, a parametric sweep of the ERR thickness will be performed to obtain the ERR thickness optimal value.

(5) Final implementation: All the parameters will be included in a last optimization of the ERR geometry. The last results will be simulated to obtain the theoretical absorptance of the metasurface. The results obtained here will be used in the MMA prototypes fabrication process.

In each step, the MMA theoretical absorption was obtained in the frequency range of $0.25 - 1.75$ THz, using the simulation based on the finite-difference frequency-domain (FDFD) method^[13] with tetrahedral fragmentation. The electrical field was oriented in two directions in order to check the polarization dependence of the metasurface absorptance: $\theta = 0^\circ$ (y -polarized wave) and $\theta = 90^\circ$ (x -polarized wave). x - and y -polarized waves have different resonant frequencies because this structure isn't symmetrical in x - and y -directions (but it allows to tune the resonant frequency by the sample rotation). For each case, the S-parameters were obtained to calculate the absorptance. When the transmission coefficient T ($T = |S_{21}|^2$) is equal to zero, the absorptance depends on the reflection R ($R = |S_{11}|^2$) as shown in Eq. (1):

$$A = 1 - R. \quad (1)$$

3.1 Definition of reference parameters

As a first step in our study, the structure was

designed using the standard set of layers thicknesses, which will be used as a reference in the different steps of the evaluation process. These layers thicknesses are shown in Tab. 1.

Tab. 1 Unit cell layer thickness

Layer	Material	Layer thickness/ μm
1	Silicon	20
2	Copper	0.5
3	Polyimide SU-8	12
4	Copper ERR	0.5

We used the typical value of the silicon permittivity of $\varepsilon = 12$. The complex copper conductivity dispersion $\hat{\sigma}(\omega)$ was calculated using the Drude model^[14], Eq. (2):

$$\hat{\sigma} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty \omega_p^2}{\gamma + i\omega}, \quad (2)$$

where ε_0 -the permittivity of free space, $\varepsilon_\infty = 4.5$, the copper permittivity at infinite frequency, $\omega_p = 2128$ THz-the plasma frequency, $\gamma = 4.35$ THz-the electron relaxation frequency, ω is an angular frequency.

The polyimide SU-8 complex refractive index is shown in Fig. 2 and it could be calculated according to Eq. (3):

$$\hat{n}(\omega) = n'(\omega) + in''(\omega) = n'(\omega) + i \frac{c\alpha(\omega)}{2\omega}, \quad (3)$$

Tab. 2 Simulated MMA geometric parameters

MMA samples	$a/\mu\text{m}$	$b/\mu\text{m}$	$g/\mu\text{m}$	$p/\mu\text{m}$	$w/\mu\text{m}$
1	160	80	15	15	5
2	176	88	15	15	5.5
3	192	96	15	15	6
4	208	104	15	15	6.5
5	224	112	15	15	7

The results of these first simulations (5 structures with the geometric parameters from Tab. 2 and the layers thickness given from Tab. 1) are presented in Fig. 3. They demonstrate relatively low ab-

sorption of THz radiation, with absorptance no higher than 55%. Tab. 3 summarizes the obtained resonant frequencies and their calculated absorptance.

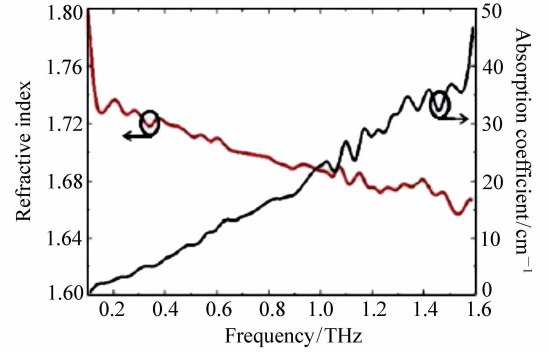


Fig. 2 Dispersion of refractive index(1) and absorption coefficient(2) of SU-8

The polyimide complex refractive index dispersion was obtained experimentally using the standard time-domain terahertz spectroscopy^[15].

3.2 Analysis of the ERR geometry influence

To evaluate the ERR geometry influence, the ERR geometrical parameters were changed to generate different ERR metasurfaces. The sample 1 corresponded to the reference values, other samples were obtained by sweeping every 10% of the values in the sample 1. The total number of samples and the corresponding geometric parameters are shown in Tab. 2.

sorption of THz radiation, with absorptance no higher than 55%. Tab. 3 summarizes the obtained resonant frequencies and their calculated absorptance.

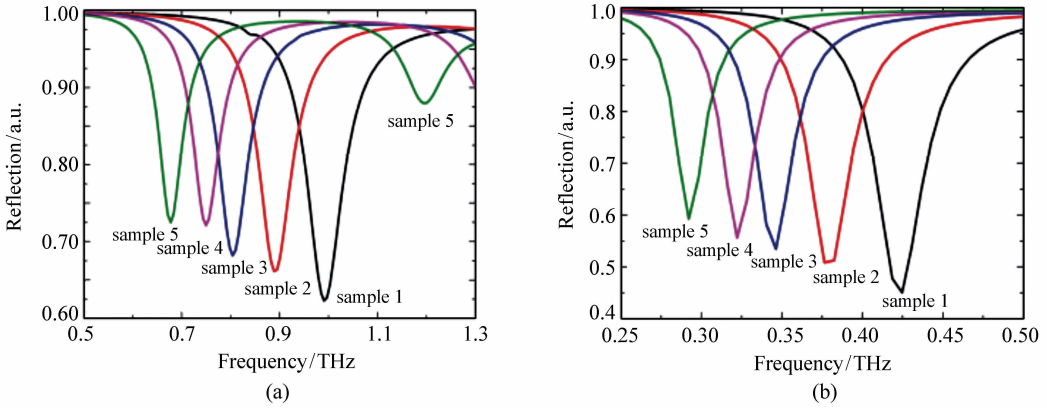


Fig. 3 Spectral characteristics of 5 samples with geometric parameters from Table 2 for y -polarized (a) and x -polarized (b) waves. The layers thicknesses are given from Tab. 1

Tab. 3 Simulated results for the 5 absorbers

MMA sample	y -polarized wave		x -polarized wave	
	f_r /THz	A /a. u.	f_r /THz	A /a. u.
1	0.99	0.377	0.42	0.549
2	0.89	0.338	0.38	0.492
3	0.8	0.318	0.35	0.466
4	0.75	0.279	0.32	0.444
5	0.68	0.275	0.29	0.407

In the simulation results, it can be noted that the resonant frequency red-shifts proportionally to the geometric parameters increase, due to the higher inductivity of the ERR. The MMA sample 1 presents the best absorptance, with the value of 0.549. These values are going to be considered optimal and will be used as a reference in the next steps of evaluation.

After irradiation at 418 μm wavelength (0.72 THz) there was disturbance of the cell adhesion to surface in 70% – 80% of neurons^[16], after irradiation at 337- μm wavelength (0.89 THz) and intensity of 400 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ there was a growth of tumor^[17], so the samples 2 and 4 show peak of absorptance at these frequencies, moreover we show the possibility to change a resonant frequency by the ERR geometric parameters changing.

3.3 Influence of the spacer thickness

There are 2 types of resonances in this frequen-

cy range: magnetic and electric (in this paper they are indicated as LC-mode and plasmonic resonance, respectively). We have the optimized parameters for the plasmonic resonance, due to its resonant frequencies closer to the destructive frequencies for the biological objects. That is why we concentrate more attention on the ERR geometric parameters, because of its influence on plasmonic resonance is much stronger than that of spacer thickness.

To illustrate the effect of the spacer thickness, the parametric sweep was performed in the range from 5 to 35 μm for the sample 1 in Tab. 2 (because this sample shows maximal absorption). The theoretical values of absorptance and Q-factor of the sample 1 were obtained and are presented in Fig. 4 (the resonant frequency is barely the same as that in Tab. 3, because the resonant frequency is determined by the ERR geometric parameters, and the dielectric layer thickness influence on the resonant

frequency is neglected low).

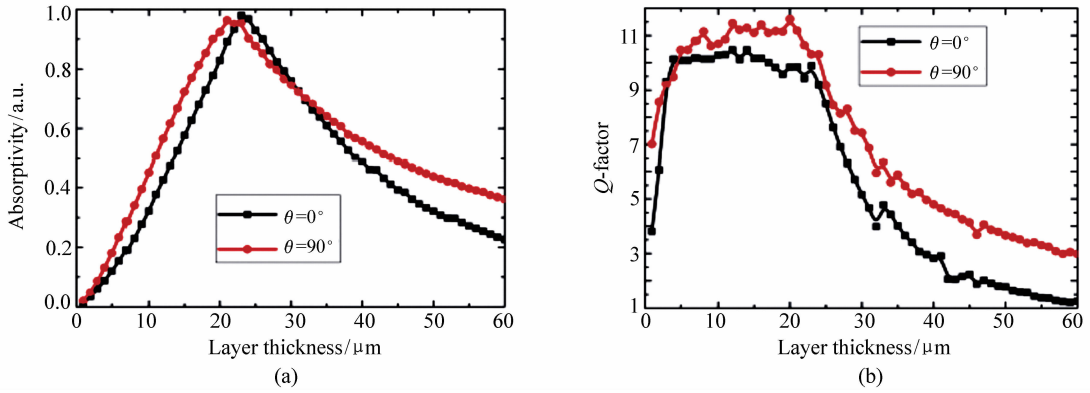


Fig. 4 Influence of the polyimide SU-8 layer thickness on the resonant peak absorptance (a) and on the Q-factor (b) for the sample 1 with the ERR layer thickness of 0.5 μm

In these results, we obtained the optimal value of the spacer layer thickness of 21.6 μm . The sample 1, with the optimal thickness presents the best resonant absorptance. Its value is higher than 90%

for y -polarized wave, ensuring a narrowband resonant peak. Fig. 5 presents the absorptance of the structure with the optimized spacer thickness for both wave polarizations.

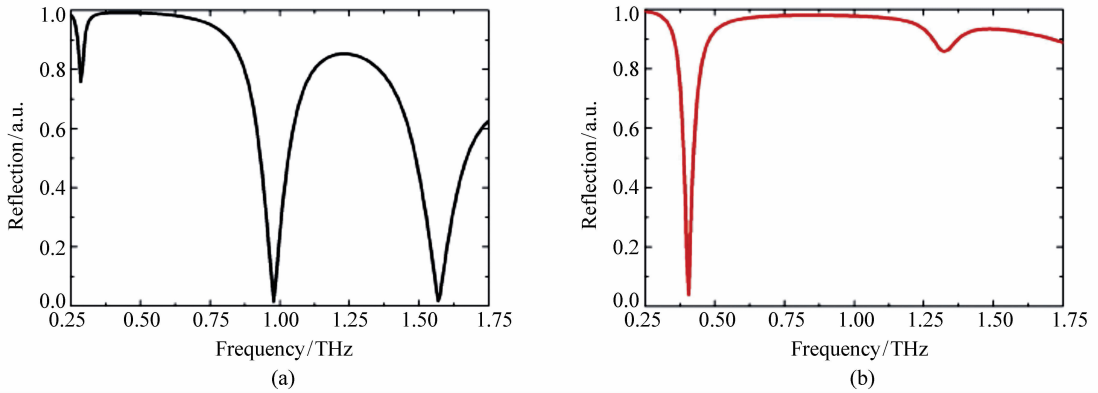


Fig. 5 Spectral characteristics of the Sample 1 with the optimized spacer thickness for y -polarized (a) and x -polarized (b) waves

The optimal thickness of the dielectric layer is determined by the equation $t = \frac{\lambda_{\text{res}}}{4n_{\text{eff}}}$, where t is the dielectric layer thickness, λ_{res} is the resonant frequency, n_{eff} is the effective refractive index of the dielectric layer covered by the ERR array. For example the optimal spacer thickness for the sample 1 could be calculated using the following data: for y -polarized wave, $\lambda_{\text{res}} = 303 \mu\text{m}$ ($\nu_{\text{res}} = 0.99 \text{ THz}$), $n_{\text{eff}} \sim 3.9$; for x -polarized wave, $\lambda_{\text{res}} = 713 \mu\text{m}$

($\nu_{\text{res}} = 0.42 \text{ THz}$), $n_{\text{eff}} \sim 8$. So the optimal spacer thickness for both polarizations is $t \approx 21.6 \mu\text{m}$. There is the dispersion of the metasurface effective refractive index in this frequency range. The dispersion could be calculated by the method given in Ref. [18].

Next, we obtained and evaluated the E -field distribution in the MMA at the resonant frequencies for y -polarized wave: 0.292 THz, 0.969 THz and 1.623 THz (Fig. 6); and for x -polarized wave:

0.398 THz and 1.322 THz (Fig. 7).

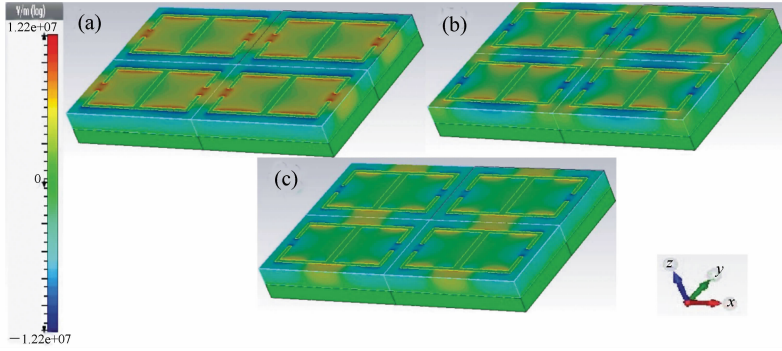


Fig. 6 E -field distribution in MMA samples for y -polarized wave at the frequencies: 0.292 THz (a), 0.969 THz (b) and 1.623 THz (c) for the sample 1 with the optimized spacer thickness and the ERR layer thickness of 0.5 μm

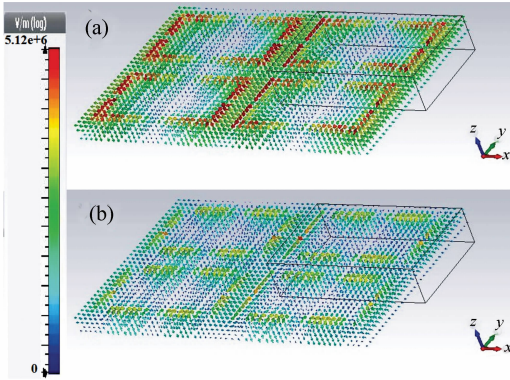


Fig. 7 E -field vector distribution in the MMA samples for x -polarized wave at the frequencies: 0.398 THz (a) and 1.322 THz (b) for the sample 1 with the spacer layer thickness of 23 μm and the ERR layer thickness of 0.5 μm

These results for the y -polarized wave (Fig. 6) lead to conclude that the resonance at 0.292 THz corresponds to the LC-mode, due to the E -field concentrating in the ERR gap; while the resonances at 0.969 THz and 1.623 THz correspond to the plasmonic resonance, due to the E -field concentration along ERR borders. For case of x -polarized wave in Fig. 7, the resonances at both frequencies (0.398 THz and 1.322 THz) correspond to the plasmonic resonance, because of the E -field concentrating along each of ERR rings.

The highest absorbance in both cases (x -polar-

ized and y -polarized waves) corresponds to the first plasmonic resonance. For this reason we will focus in the absorbance and Q-factor at this resonant peak.

3.4 Analysis of the ERR thickness

In order to have the maximum absorbance value, the ERR thickness should be more than the skin depth, as expressed in Eq. (4):

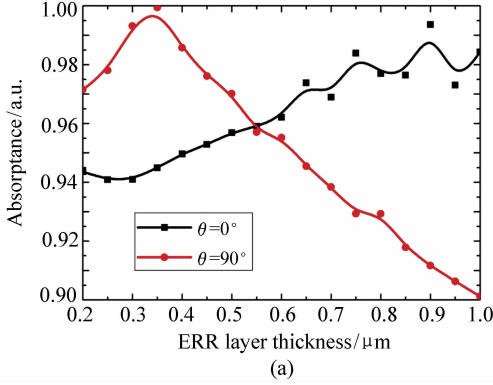
$$\Delta = c \sqrt{2 \frac{\epsilon_0}{\omega \mu_m} \rho}, \quad (4)$$

where Δ is a skin depth; μ_m is the relative permeability of the copper; ρ is the copper resistivity. The skin depth at the resonant frequency is $\Delta = 0.13 \mu\text{m}$.

Since the ERR thickness has to be larger than the skin depth, we selected the range from 0.2 μm to 1 μm to simulate and evaluate the influence of the ERR thickness. The results can be observed in Fig. 8, in both terms of the reflection and the Q-factor of the metasurface.

In the case of y -polarized wave, the ERR can be considered as a waveguide, so the enlargement of the ERR thickness represents the increasing of the waveguide length. This effect creates the proportional dependence of the MMA absorbance on the ERR layer thickness. On the other hand, for x -polarized wave, the ERR will behave as a waveguide with a bend section. It can be observed that after the peak

at 0.35 μm in thickness, losses at the bend section



reduce absorbance.

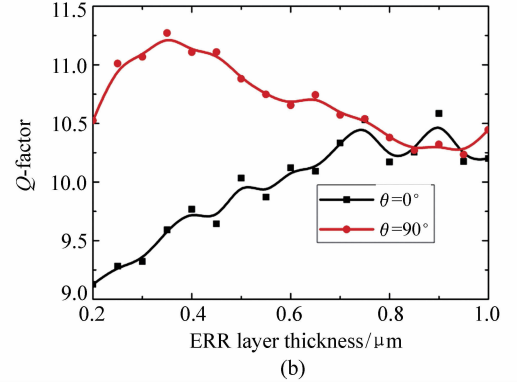


Fig. 8 Influence of the ERR layer thickness on the resonant peak absorbance(a) and on Q-factor(b) for the sample 1 with the polyimide layer thickness of 23 μm

The optimal value of the ERR thickness was 0.55 μm , achieving the absorbance higher than 95% for both polarizations.

3.5 Final implementation

Once the values of thickness were obtained for the different layers, the ERR geometrical values were optimized to achieve the maximum value of ab-

sorbance at the resonant frequency. In order to test two different resonance frequencies, the optimized versions of all 5 samples were fabricated. For the samples 1 and 4 (the experimental samples a and b respectively), they have the best fabrication accuracy) shown in Fig. 10, their final values are presented in Tab. 4.

Tab. 4 Geometric parameters for the fabricated MMA

MMA samples	$a/\mu\text{m}$	$b/\mu\text{m}$	$p/\mu\text{m}$	$g/\mu\text{m}$	$w/\mu\text{m}$
a	159	78	13	17	5
b	208	98	13	23	6

4 Fabrication process

The ERR metasurfaces were fabricated using vacuum evaporation and photolithography. The emulsion photomask and the experimental sample were manufactured in the “Vavilov State Optical Institute”. The manufacturing process is shown in Fig. 9, consisting of five steps: (1) a thin layer of chrome and a copper layer were placed on the silicon substrate, using the ion-vacuum sputtering method; (2) the liquid polyimide solution (SU-8) was sputtered using a centrifuge force; (3) the photoresist layer was applied with the centrifuge force, forming

the image; (4) the second copper layer was placed to use for the ERRs; and finally (5), the photoresist layer was deleted.

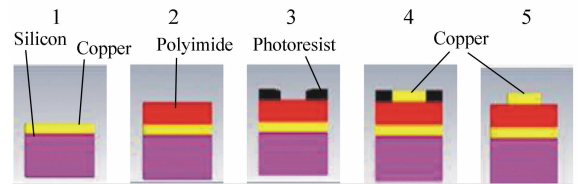


Fig. 9 Five steps of the fabrication of the MMA sample

At the end of the fabrication process, the two MMA samples were obtained with the optimized geometric parameters in Tab. 4, and the optimal thickness for the ERR (0.55 μm) and the polyimide SU-

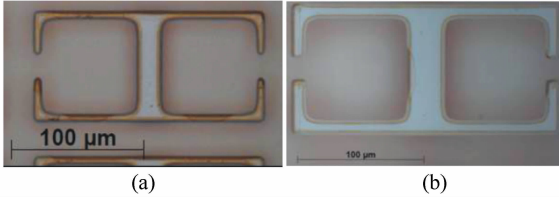


Fig. 10 Fabricated MMA samples: (a) Sample a and (b) sample b

8 (22.5 μm) layers. Fig. 10 shows the MMA unit cell microimages with the standard 100 μm bar.

5 Experimental setup

To test the performance of the designed MMAs, we used the compact TPS (terahertz pulsed spectroscopy) setup^[15]. Fig. 11 presents the experimental setup and illustrates the TPS waveform detection process. The setup uses the second harmonic of the Er-doped femtosecond fiber laser for both generation and detection of THz pulses. The laser has the average power of 200 mW. The system uses the central

wavelength of 780 nm and the pulse duration of 100 fs. The generation of the THz-wave is performed in a LT-GaAs photoconductive antenna (PCA), and the THz pulses detection is conducted in a ZnSe-electro-optical detector. The setup operates in the reflection mode with a beam splitter, making the incidence radiation perpendicular to the sample. The measures are performed in the frequency range from 0.25 to 1.75 THz.

The reflectivity of the metasurface was determined using Eq. (5):

$$R(\nu) = \left| \frac{E_s(\nu)}{E_r(\nu)} \right|^2, \quad (5)$$

where E_r is the fourier-domain representation of the reference waveform $E_r = E_r(t)$, reflected from the plane gold mirror placed behind the rigidly fixed diaphragm, and E_s is the fourier-domain representation of the sample waveform $E_s = E_s(t)$, reflected from the sample of interest placed behind of diaphragm.

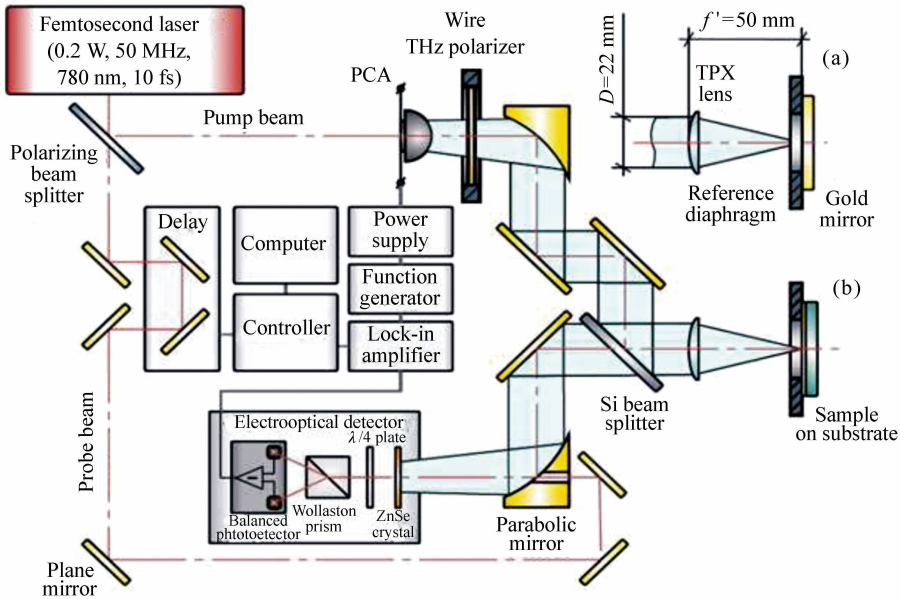


Fig. 11 Design of reflective THz spectrometer

6 Results and discussion

In order to validate the results, the performance

of two metasurfaces was obtained both theoretical and experimentally, these results can be found in Fig. 12 and Fig. 13, respectively.

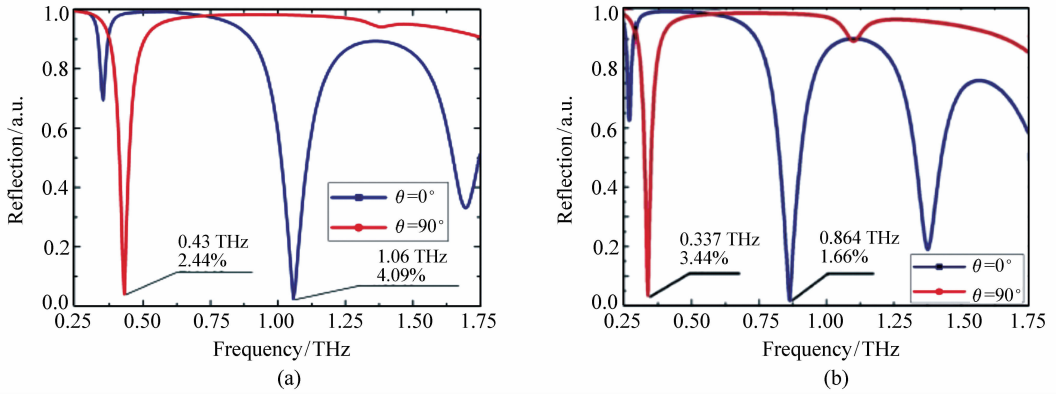


Fig. 12 Simulated reflection coefficient of samples a(a) and b(b) for x -polarized wave ($\theta = 90^\circ$) and y -polarized wave ($\theta = 0^\circ$)

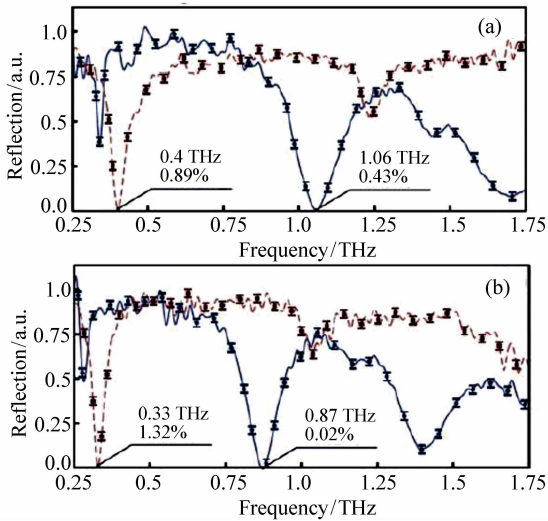


Fig. 13 Reflection coefficient of the two experimental MMA samples for y -polarized (solid curve) and x -polarized (dotted curve). The geometric parameters of the samples are indicated above in Fig. 10

The theoretical absorption values for the sample (a) are 95.91% at the frequency of 1.06 THz for y -polarized wave and 97.56% at the frequency of 0.43 THz for x -polarized wave; and for the sample (b) 98.34% at the frequency of 0.864 THz for y -polarized wave, 96.56% at the frequency of 0.337 THz for x -polarized wave.

The reflection was measured for the fabricated MMA samples, to obtain the absorbance of each sample. For the sample (a) the results demonstrate

the total absorption of 99.57% at the frequency of 1.06 THz for y -polarized wave and 99.11% at the frequency of 0.4 THz for x -polarized wave; for sample (b) the measured absorbance is 99.98% at the frequency of 0.87 THz for y -polarized wave and 98.68% at the frequency of 0.33 THz for x -polarized wave.

As it can be seen, the overall performance from the simulation and the measured samples are very similar. The resonant frequencies are close to the ones obtained in the simulation, and all the curves present the same performance. Moreover, the experimental results appear to outperform the simulated peaks of absorbance. The differences between theoretical and experimental results can be explained by the variation of material parameters from tabular values and by tolerances of the fabrication process.

7 Conclusions

In this paper, we analyzed the effects of the geometric characteristics of the narrowband absorber for THz frequencies. The structure consisted of a unit cell based on electrical ring resonators. The performance of the MMA was analyzed using the FDFD method, in order to obtain the values of the ERR geometrical parameters, the spacer thickness and the ERR thickness resulting in maximum absorbance.

We showed that the perfect narrowband absorber can be formed by using Electrical Ring Resonator metasurface at terahertz frequencies. The resonance peaks with absorptance more than 99% were obtained under normal incidence (the absorptance of 99.57% at 1.06 THz for y -polarized wave and 99.11% at 0.4 THz for x -polarized wave). This structure is polarization sensitive; changing of polarization angle leads to shift of resonant peak frequency and change of resonant peak absorptance.

These results not only serve as a guideline for future designs and metamaterial structures based on ERR, but also show the validity of the proposed structures in the implementation of different hardware components for THz systems.

Acknowledgements

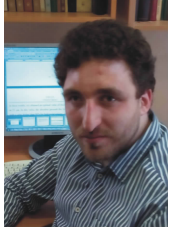
This work was financially supported by Government of Russian Federation, Grant 074-U01.

参考文献:

- [1] KUZNETSOV S A, PAULISH A G, GELFAND A V, *et al.*. Matrix structure of metamaterial absorbers for multispectral terahertz imaging[J]. *Progress In Electromagnetics Research*, 2012, 122:93-103.
- [2] HU T, LANDY N I, BINGHAM C M, *et al.*. A metamaterial absorber for the terahertz regime; design, fabrication and characterization[J]. *Optics Express*, 2008, 16(10):7181-7188.
- [3] LANDY N I, SAJUYIGBE S, MOCK J J, *et al.*. Perfect metamaterial absorber[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(20):207402.
- [4] WEN Q Y, XIE Y S, ZHANG H W, *et al.*. Transmission line model and fields analysis of metamaterial absorber in the terahertz band[J]. *Optics Express*, 2009, 17(22):20256-20265.
- [5] HU T, BINGHAM C M, STRIKWERDA A C, *et al.*. Highly flexible wide angle of incidence terahertz metamaterial absorber; design, fabrication, and characterization[J]. *Physical Review B*, 2008, 78(24):241103.
- [6] LANDY N I, BINGHAM C M, TYLER T, *et al.*. Design, theory, and measurement of a polarization-insensitive absorber for terahertz imaging[J]. *Physical Review B*, 2009, 79(12):125104.
- [7] YE YUQIAN, YI JIN, SAILING HE. Omni-directional, broadband and polarization-insensitive thin absorber in the terahertz regime[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2009, 27(3):498-504.
- [8] SHCHEGOLKOV D Y, AZAD A K, O'HARA J F, *et al.*. Perfect subwavelength fishnetlike metamaterial-based film terahertz absorbers[J]. *Physical Review B*, 2010, 82(20):205117.
- [9] HU T, BINGHAM C M, PILON D, *et al.*. A dual band terahertz metamaterial absorber[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2010, 43(22):225102.
- [10] SHEN X P, CUI T J, ZHAO J M, *et al.*. Polarization-independent wide-angle triple-band metamaterial absorber[J]. *Optics Express*, 2011, 19(10):9401-9407.
- [11] GRANT J, MA Y, SAHA S, *et al.*. Polarization insensitive, broadband terahertz metamaterial absorber[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(17):3476-3478.
- [12] WANG B X, ZHAI X, WANG G Z, *et al.*. A novel dual-band terahertz metamaterial absorber for a sensor application [J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, 117(1):014504.
- [13] ALBANI M, BERNARDI P. A numerical method based on the discretization of maxwell equations in integral form, short papers[J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1974, 22(4):446-450.
- [14] NOVOTNY L, HECHT B. *Principles of Nano-optics*[M]. London: Cambridge University Press, 2012.
- [15] ZAITSEV K I, CHERNOMYRDIN N V, KUDRIN K G, *et al.*. Terahertz spectroscopy of pigmentary skin nevi in vivo[J]. *Optics and Spectroscopy*, 2015, 119(3):404-410.
- [16] OLSHEVSKAYA J S, RATUSHNYAK A S, PETROV A K, *et al.*. Effect of terahertz electromagnetic waves on neurons systems[C]. IEEE Region 8 International Conference on Computational Technologies in Electrical and Electronics Engineering, SIBIRCON 2008. IEEE, 2008, DOI:10.1109/SIBIRCON.2008.4602607.

- [17] KISELIOV V K, MAKOLINETS V I, MITRYAEVA N A, *et al.*. Application of terahertz lasers setup for the investigation of the influence of HRF-radiation on the tumor processes [C]. 37th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), IEEE, 2012; 1-2.
- [18] CHEN X D, GRZEGORCZTK T M, WU B I, *et al.*. Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials [J]. *Physical Review E*, 2004, 70(1): 016608.

作者简介:



GOMON Daniel (1989—), Ph. D. student of Photonics and Optical Information Technology Department, ITMO University. His research interests are on numerical modeling and simulation of metasurfaces for THz frequency range. E-mail: GomonDA89@ya.ru



KHODZITSKY Mikhail (1984—), Chief of Terahertz Biomedicine Laboratory, Associate professor, Department of Photonics and Optical Information Technology, ITMO University, Russia. His research interests are on terahertz photonics, metamaterials, biophotonics and terahertz spectroscopy. E-mail: khodzitskiy@yandex.ru



Tafur Monroy Idelfonso (1968—), Professor of Photonics Systems, Department of Electrical Engineering, and Director of Photonics Systems at the Photonic Integration Technology Center, Eindhoven University of Technology. His research interests are in Photonics technologies for Terahertz systems for communications, sensing and imaging. E-mail: i.tafur.monroy@tue.nl

УДК 535.3

Разработка узкополосных фильтров на основе крестообразных резонаторов для терагерцового диапазона частот

© 2017 г. **В. Ю. Соболева; Д. А. Гомон; Е. А. Седых;
В. К. Баля, канд. физ.-мат. наук; М. К. Ходзицкий, канд. физ.-мат. наук**

Университет ИТМО, Санкт-Петербург

E-mail: soboleva.victoria@mail.ru

Поступила в редакцию 12.04.2017

Разработан узкополосный терагерцовый фильтр на основе крестообразных резонаторов для четырёх частот. Вычислены геометрические параметры резонаторов для каждой резонансной частоты, и для рассчитанных параметров получены спектры пропускания фильтра численно, аналитически и экспериментально. Моделирование проводилось в среде Comsol Multiphysics методом конечных элементов. Для аналитического построения спектров применена модель колебательного контура. Изготовлен экспериментальный образец и проведён эксперимент методом импульсной терагерцовой спектроскопии. Исследована возможность управления спектральными характеристиками фильтра двумя методами: механически и изменяя угол падения излучения на плоскость фильтра.

Ключевые слова: частотно-избирательная поверхность, метаматериалы, терагерцовое излучение, полосовой фильтр, крестообразные резонаторы, терагерцовая спектроскопия.

Коды OCIS: 230.0230, 120.2440.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время терагерцовый диапазон частот представляет большой интерес из-за множества его применений, включающие разные области, такие как неразрушающий контроль, военная и гражданская оборона, химия, медицина. Особое внимание уделяется терагерцовой спектроскопии, так как в субмиллиметровом диапазоне длин волн лежат линии поглощения как простых, так и сложных молекул, соответствующие вращательным колебаниям молекулы [1]. Ввиду такого разнообразия приложений терагерцовых технологий необходимо разрабатывать новые источники, детекторы, фильтры и другие важные компоненты [2, 3].

Для изготовления фильтров часто используют частотно-избирательную поверхность (иногда её называют метаповерхность), которая представляет из себя тонкую металлическую плёнку, с вырезанной в ней какой-либо геометрической формой в двумерном массиве. Оптические характеристики такого фильтра определяются видом геометрической формы и её размерами. Ещё одним преимуществом частотно-избирательной поверхности

является компактность и простота процесса изготовления.

Наиболее распространённая геометрия элементарной ячейки (резонатора) — крестообразная, так как спектр пропускания подобного фильтра не зависит от поляризации падающего излучения. Один из первых авторов, исследовавший подобную структуру является Ульрих [4]. Он показал, что частотно-избирательная поверхность такого вида может быть представлена как элемент схемы линий передачи. Далее было опубликовано множество других работ, авторы которых выдвигали свои теории, использовали различные методы изготовления и тестировали фильтры на основе крестообразных резонаторов на терагерцовых частотах [5–10].

Данная статья посвящена разработке управляемого узкополосного терагерцового фильтра на основе крестообразных резонаторов для четырёх разных частот. Управлять спектральными характеристиками фильтра возможно механически, меняя крестообразные резонаторы разных размеров, и путём изменения угла падения излучения на плоскость фильтра.

РАСЧЁТ ПАРАМЕТРОВ КРЕСТООБРАЗНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Положение резонансной частоты пропускания полосового фильтра определяется геометрическими параметрами крестообразных резонаторов — длиной L , шириной K и периодом G (рис. 1).

Известно, что значение резонансной частоты изменяется линейно с изменением геометрических параметров крестов [11]. Используя этот принцип, и основываясь на фильтре с известными геометрическими параметрами и спектральными характеристиками можно рассчитать для каждого параметра коэффициент масштабирования по формуле $C_p = P/\lambda$, где P — значение геометрического параметра и λ — известная резонансная длина волны для данного параметра. В данной работе за основу была взята статья [6], рассчитанные коэффициенты масштабирования указаны в табл. 1 (f — резонансная частота пропускания).

Умножая коэффициент масштабирования на нужную длину волны можно получить новые параметры сетки для изготовления. В табл. 2 представлены вычисленные размеры.

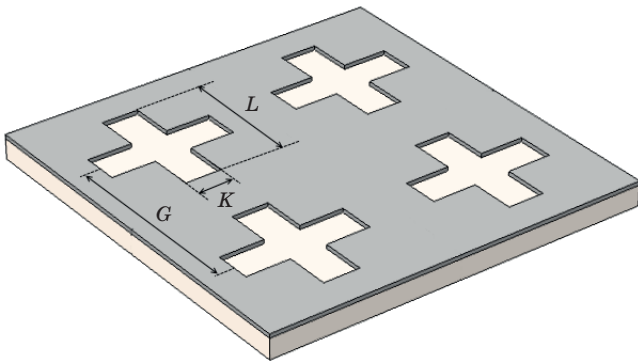


Рис. 1. Параметры фильтра с крестообразной геометрией.

Таблица 1. Коэффициенты масштабирования [3]

$L = 261$ мкм; $K = 76$ мкм; $G = 402$ мкм; $f = 0,585$ ТГц ($\lambda = 512,8$ мкм)		
C_L	C_K	C_G
0,509	0,148	0,784

Таблица 2. Параметры крестов фильтров для заданных резонансных частот

f , ТГц	G , мкм	L , мкм	K , мкм
0,1	2351	1533	445
0,2	1175	766	222
0,3	784	511	148
0,4	588	383	111

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для предварительного построения спектра пропускания фильтра на основе крестообразных резонаторов был использован метод конечных элементов. Моделирование проводилось с помощью комплексной интегрированной среды для моделирования физических процессов и разработки приложений Comsol Multiphysics.

Используя значения параметров крестов из табл. 2 были построены спектры пропускания фильтров для четырёх частот (0,1; 0,2; 0,3; 0,4 ТГц). Резонансные частоты спектров, полученных в результате моделирования, практически совпали с теоретическими. Коэффициент пропускания близок к единице.

МОДЕЛЬ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО КОНТУРА

Хотя численное моделирование имеет большие возможности и даёт довольно точные результаты, но является долгим и ресурсоёмким процессом. Поэтому, для предсказания вида спектра пропускания, можно использовать простую теоретическую модель колебательного контура, которая представлена в статье [5].

С помощью этой модели можно рассчитывать коэффициент пропускания

$$\frac{P_T}{P_{IN}} = 1 - \left| \frac{(Z_{grid} \parallel Z_0) - Z_0}{(Z_{grid} \parallel Z_0) + Z_0} \right|^2, \quad (1)$$

$$Z_{grid} = (R + j\omega L) \parallel (j\omega C)^{-1}, \quad (2)$$

где P_{IN} — мощность падающего излучения, P_T — мощность прошедшего излучения, $Z_0 = 377$ Ом — импеданс свободного пространства, $R = 7,8 \times 10^{-2}$ Ом — омические потери в сетке, L — индуктивность, C — ёмкость, ω — частота, Z_{grid} — импеданс элементарной ячейки.

Добротность колебательного контура равна

$$Q = \frac{\omega_r C Z_0}{2}, \quad (3)$$

где ω_r — резонансная частота, равная

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (4)$$

Ёмкости и индуктивности для фильтров с подложкой были рассчитаны, исходя из результатов моделирования. Зная добротность, резонансную частоту и импеданс свободного пространства можно рассчитать ёмкость с помощью формулы (4), затем, используя вычисленную ёмкость, по формуле (3) рассчитывается индуктивность. Получив, таким образом значения индуктивности и ёмкости для одного фильтра, можно вычислить L и C для других нужных нам фильтров путём пропорционального изменения относительно резонансной частоты.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился методом терагерцовой импульсной спектроскопии. Принцип генерации аналогичен статье [12]. В данной схеме излучение генерируется с помощью нелегированного кристалла арсенида индия за счёт эффекта Дембера в магнитном поле. Детектором является кристалл CdTe. При попадании одновременно фемтосекундного пучка и терагерцового излучения на кристалл CdTe терагерцовый импульс наводит в нём двулучепреломление за счёт эффекта Поккельса, причём величина двулучепреломления прямо пропорциональна напряжённости электрического поля терагерцовой волны. Рабочий частотный диапазон терагерцового спектрометра находится в диапазоне 0,1–1,0 ТГц.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ОБРАЗЕЦ

Исследуемый образец представляет из себя круг, разделённый на 4 части, каждая из которых содержит массив крестообразных резонаторов с размерными параметрами, представленными в табл. 2. Таким образом каждая часть имеет разные резонансные частоты пропускания, что и обеспечивает механическое управление.

Фильтр изготовлен методом прямой лазерной абляции металлизированной полимерной плёнки [13]. Материал подложки — лавсан толщиной 65 мкм и диэлектрической проницаемостью, равной 3. Металлическая плёнка с вырезанными крестами — алюминиевый слой толщиной 0,5 мкм.

Спектры пропускания каждой части подобной структуры были получены численно в среде Comsol Multiphysics методом конечных элементов, аналитически с помощью модели колебательного

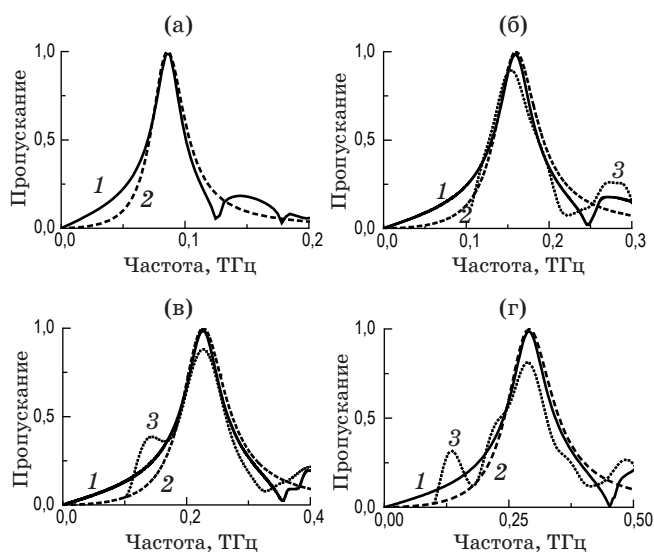


Рис. 2. Спектры пропускания, полученные численно (1), теоретически (2) и экспериментально (3) для исследуемого образца.

Таблица 3. Некоторые спектральные характеристики фильтров, полученные численно, аналитически и экспериментально

Спектральные характеристики		Фильтр №1	Фильтр №2	Фильтр №3	Фильтр №4
f , ТГц	f_t	0,087	0,155	0,219	0,285
	f_{sim}	0,086	0,160	0,227	0,291
	f_{exp}	—	0,154	0,226	0,288
T	T_t	1	1	1	1
	T_{sim}	0,98	0,99	0,99	0,98
	T_{exp}	—	0,91	0,88	0,82

контура и экспериментально методом импульсной терагерцовой спектроскопии (рис. 2). Резонансные частоты f и коэффициенты пропускания на этих частотах T , полученные разными методами, указаны в табл. 3 (f_t и T_t — теория, f_{sim} и T_{sim} — моделирование; f_{exp} и T_{exp} — эксперимент).

Геометрические параметры крестов (G , K , L) для фильтров изначально рассчитывались для резонансных частот, равных 0,1; 0,2; 0,3; 0,4 ТГц (табл. 2), однако в результате добавления подложки (лавсана) все резонансные частоты сдвинулись в сторону меньших частот. Из-за этого спектр пропускания первого фильтра не попал в рабочий частотный диапазон спектрометра (0,1–1,0 ТГц).

УПРАВЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ФИЛЬТРА

Методом импульсной терагерцовой спектроскопии были измерены спектры пропускания фильтра под разными углами в плоскости фильтра (рис. 3(а)). Спектр пропускания фильтра практически не изменяется, так как не зависит от поляризации падающего излучения.

Однако, если изменять угол падения излучения на плоскость фильтра форма креста по отношению к излучению будет меняться, а, следовательно, и спектр пропускания (рис. 3(б)). Причём,

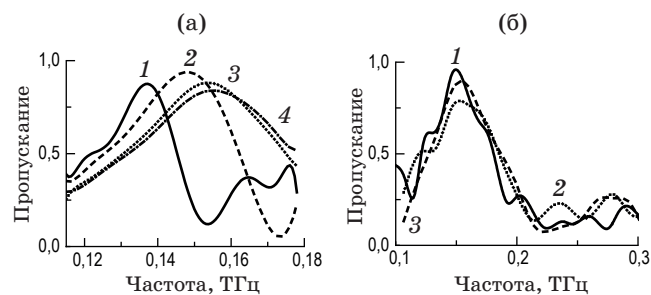


Рис. 3. Спектры пропускания экспериментального образца, полученные в зависимости от (а) угла падения излучения на плоскость фильтра: 60° (1), 45° (2), 30° (3), 0° (4); (б) угла поворота в плоскости фильтра: 0° (1), 30° (2), 60° (3).

чем больше угол падения (угол отсчитывается от нормали к плоскости), тем больше добротность, и тем меньше резонансная частота.

ВЫВОДЫ

Спроектирован и изготовлен механически управляемый терагерцовый фильтр для четырёх резонансных частот. Рассчитаны геометрические параметры крестообразных резонаторов фильтров для четырёх частот, лежащих в диапазоне 0,1–0,4 ТГц. По рассчитанным данным методом конечных элементов в среде Comsol Multiphysics получены спектры пропускания полосовых фильтров. С помощью модели колебательного контура построены аналитические спектры пропускания. Рассчитав ёмкости и индуктивности для одного фильтра и линейно их изменяя относительно резонансной частоты, были построены спектры других фильтров, что позволяет значительно сэкономить время

по сравнению с моделированием. Методом прямой лазерной абляции металлизированной полимерной плёнки изготовлен экспериментальный образец фильтра. Фильтр состоит из четырёх частей с разными масштабами крестообразных резонаторов, что обеспечивает механическое управление резонансной частотой пропускания. Методом импульсной терагерцовой спектроскопии получены его спектры пропускания. Показано, что коэффициент пропускания фильтра равен 82–91%. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с аналитическими данными и моделированием.

Исследовано влияние на спектр пропускания поворота образца в плоскости фильтра. При данной методике изготовления спектр практически не меняется. Однако, если менять угол падения излучения на плоскость фильтра, спектр будет изменяться значительно, причём с увеличением угла резонансная частота пропускания смещается в сторону меньших частот, а добротность увеличивается.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Jianjun Liu, Lanlan Fan.* Определение содержания гена Ха21 в генетически модифицированной сахарной свёкле методом терагерцовой спектроскопии в сочетании с хемометрическими методами // Оптический журнал. 2016. Т. 83. № 10. С. 60–65.
2. *Lisauskas A., Löffler T., Roskos H.G.* Photonic terahertz technology // Semiconductor Science and Technology. 2005. V. 20. № 7.
3. *Williams G.P.* Filling the THz gap – high power sources and applications // Reports on Progress in Physics. 2006. V. 69. № 2. P. 301–326.
4. *Ulrich R.* Far-infrared properties of metallic mesh and its complementary structure // Infrared Physics. 1967. V. 7. № 1. P. 37–55.
5. *Porterfield D.W., Hesler J.L., Densing R., Mueller E.R., Crowe T.W., Weikle II R.M.* Resonant metal-mesh bandpass filters for the far infrared // Applied Optics. 1994. V. 33. № 25. P. 6046–6052.
6. *Kuznetsov S.A., Kubarev V.V., Kalinin P.V., Goldenberg B.G., Eliseev V.S., Petrova E.V., Vinokurov N.A.* Development of metal mesh based quasi-optical selective components and their applications in high-power experiments at Novosibirsk terahertz FEL // Proceedings of FEL. 2007. P. 89–92.
7. *Ma Y., Khalid A., Drysdale T.D., Cumming D.R.S.* Direct fabrication of terahertz optical devices on low-absorption polymer substrates // Optics letters. 2009. V. 34. № 10. P. 1555–1557.
8. *Page L.A., Cheng E.S., Golubovic B., Gundersen J., Meyer S.S.* Millimeter–submillimeter wavelength filter system // Applied optics. 1994. V. 33. № 1. P. 11–23.
9. *Smith H.A., Rebbert M., Sternberg O.* Designer infrared filters using stacked metal lattices // Applied physics letters. 2003. V. 82. № 21. P. 3605–3607.
10. *Möller K.D., Warren J.B., Heaney J.B., Kotecki C.* Cross-shaped bandpass filters for the near-and mid-infrared wavelength regions // Applied optics. 1996. V. 35. № 31. P. 6210–6215.
11. *Melo A.M., Gobbi A.L., Piazzetta M.H.O., Da Silva A.M.* Cross-shaped terahertz metal mesh filters: historical review and results // Advances in Optical Technologies. 2012. V. 2012. P. 1–12.
12. *Bespalov V.G., Gorodetskiĭ A.A., Denisjuk I.Yu., Kozlov S.A., Krylov V.N., Lukomskii G.V., Petrov N.V., Putilin S.É.* Methods of generating superbroadband terahertz pulses with femtosecond lasers // Journal of Optical Technology. 2008. V. 75. № 10. P. 636–642.
13. *Баля В.К.* Создание плёночной микрооптики методом лазерной абляции полимерных материалов // Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. СПб.: НИУ ИТМО, 2014. 90 с.



Cite this: DOI: 10.1039/c8nr03740j

Received 8th May 2018,
Accepted 9th June 2018

DOI: 10.1039/c8nr03740j

rsc.li/nanoscale

Optically controlled dielectric properties of single-walled carbon nanotubes for terahertz wave applications†

Serguei Smirnov,^a Ilya V. Anoshkin,^{a,b} Petr Demchenko,^b Daniel Gomon,^b Dmitri V. Lioubtchenko,^{*a,b} Mikhail Khodzitsky^b and Joachim Oberhammer^a

Materials with tunable dielectric properties are valuable for a wide range of electronic devices, but are often lossy at terahertz frequencies. Here we experimentally report the tuning of the dielectric properties of single-walled carbon nanotubes under light illumination. The effect is demonstrated by measurements of impedance variations at low frequency as well as complex dielectric constant variations in the wide frequency range of 0.1–1 THz by time domain spectroscopy. We show that the dielectric constant is significantly modified for varying light intensities. The effect is also practically applied to phase shifters based on dielectric rod waveguides, loaded with carbon nanotube layers. The carbon nanotubes are used as tunable impedance surface controlled by light illumination, in the frequency range of 75–500 GHz. These results suggest that the effect of dielectric constant tuning with light, accompanied by low transmission losses of the carbon nanotube layer in such an ultra-wide band, may open up new directions for the design and fabrication of novel Terahertz and optoelectronic devices.

Introduction

Terahertz (THz) technologies meet nowadays an expanding academic and industrial interest.¹ The design of basic components in the frequency range of 0.1–1.0 THz is relevant for a wide range of applications, such as telecommunications, radar and imaging systems, material spectroscopy, and medical imaging and diagnosis.^{2–6} With that development in mind, dielectric waveguides and in particular dielectric rod wave-

guides (DRWs) are one of the prospective platforms for THz electronics.⁷ Notably, designed and fabricated phase shifters, amplifiers, active and passive antennas, and electrically controllable attenuators have already been demonstrated.^{8–12} Dielectric waveguides offer a considerable reduction of the propagation losses in comparison to standard metal waveguides.^{13,14} Another noteworthy property of the DRWs is that semiconductor devices such as Gunn or Impatt diodes, mixers and detectors, modulators, and oscillators, can be fabricated *in situ* on the semiconducting waveguide.^{15,16} Furthermore, dielectric waveguides do not have a cut-off frequency, enabling ultra-wide band operation.¹⁷ The DRW is an open, *i.e.*, not metal-shielded, waveguide system that can be affected with external electro-magnetic fields including light. Consequently, by covering a wall of the waveguide with a variable impedance layer, the propagation constant can be dynamically tuned.⁹ One of the first applications of optically controlled phase-shifters based on a generated plasma layer in silicon DRWs was reported by Lee *et al.*¹⁸

Materials with electrically and/or optically tunable properties, such as high impedance surfaces, are thus relevant for a number of applications like phase shifters, attenuators, and steerable antennas.^{19,20} However, existing materials with tunable impedance are usually very lossy at the millimeter-wave and THz frequencies.²¹ Therefore, novel nanomaterials and metamaterials are extensively studied, and have been shown to display attractive electronic and optoelectronic properties.²² For instance, single-walled carbon nanotube (SWCNT) layers were used for optically-controlled phase shifters.^{23,24} The simplicity of the SWCNTs deposition on a wide range of substrates is suitable for large surface area devices, *e.g.* for the fabrication of reflector surface coatings, absorbers, sensor matrices, and antennas.^{25,26} SWCNT-based components can also be integrated with DRW antenna elements for THz beam steering applications.²⁷ The propagation characteristics of DRWs loaded with SWCNTs on polyethylene terephthalate (PET) substrates were studied theoretically and experimentally.²⁸ The propagation losses were shown to decrease in the range of 75–320 GHz due to rapid decrease of

^aDepartment of Micro and Nanosystems, KTH Royal Institute of Technology, Osquldas väg 10, SE-100 44 Stockholm, Sweden. E-mail: dml@kth.se

^bDepartment of Photonics and Optical Information Technologies, ITMO University, 49 Kronverkskiy pr., 197101 Saint Petersburg, Russian Federation

† Electronic supplementary information (ESI) available: Raman spectra of the SWCNT samples (Fig. S1); dry transfer method steps of the SWCNT layer onto a quartz substrate (Fig. S2); time dependence of the phase shift in the SWCNT-loaded DRW with 4 and 20 minutes on/off illumination cycles (Fig. S3). Methods: carbon nanotube sample characterization; THz TDS measurement setup; THz VNA measurement setup. See DOI: 10.1039/c8nr03740j



the SWCNT layer's conductivity with the frequency.²⁸ However, the tunability of the dielectric properties of SWCNT in the THz range has not been reported yet, or is limited to DC characterization in the form of photocurrent measurements in response to optical and THz illumination.^{29,30}

In this paper, we experimentally investigate SWCNT layers under light illumination through a wide range of techniques and frequencies, with the aim to integrate them as tunable impedance surfaces for THz applications. The results presented here include: characterization with scanning electron microscopy (SEM), transmission electron microscopy (TEM), optical spectroscopy in the 200–2500 nm wavelength range, and Terahertz time domain spectroscopy (THz TDS) in the 0.2–1 THz frequency range. We also propose a design of optically-controlled THz phase shifters based on SWCNT-loaded DRWs. The devices are characterized by vector network analyzer (VNA) S-parameter measurements in the 75–500 GHz frequency range. Throughout the study, we demonstrate the pertinence of SWCNTs for their integration as tunable impedance surfaces in very broadband THz applications. Thin carbon nanotube layers' conductivity can be optimized to decrease the induced propagation losses; and light illumination is shown to modify their complex dielectric constant.

Results and discussion

Carbon nanotubes were synthesized by aerosol chemical vapor deposition, with precise control over their morphology, bundle formation, and layer thickness.³¹ The method of SWCNT production in the aerosol phase allows producing SWCNTs with very high quality.³² The absorbance spectrum of the sample, prepared by dry transfer method onto a quartz substrate (see ESI, Fig. S2†) is shown in Fig. 1a. The carbon nanotube intrinsic peaks are observed: π -plasmon peak (~ 260 nm) originating from sp^2 hybridized bonds, S_{11} peak due to the first electron transitions in semiconducting SWCNTs, and M_{11} peak due to the first transitions in metallic SWCNTs. From these results, the nanotube diameter, density and the thickness of the layer can be estimated according to ref. 33. The SWCNTs diameters of 1.3–2.0 nm were calculated from the S_{11} peak position according to the Kataura plot.³⁴ Fig. 1b and c show respectively a SEM image of the SWCNT network on quartz substrate and a TEM image of the individual nanotubes. Raman spectra of the samples are shown in Fig. S1.† Both high ratio of G/D peak intensities in the Raman spectra, widely used to estimate the quality of SWCNTs, and TEM observations allow supposing that all carbon is incorporated within the SWCNT lattice (see additional discussion of the SWCNT characterization in the

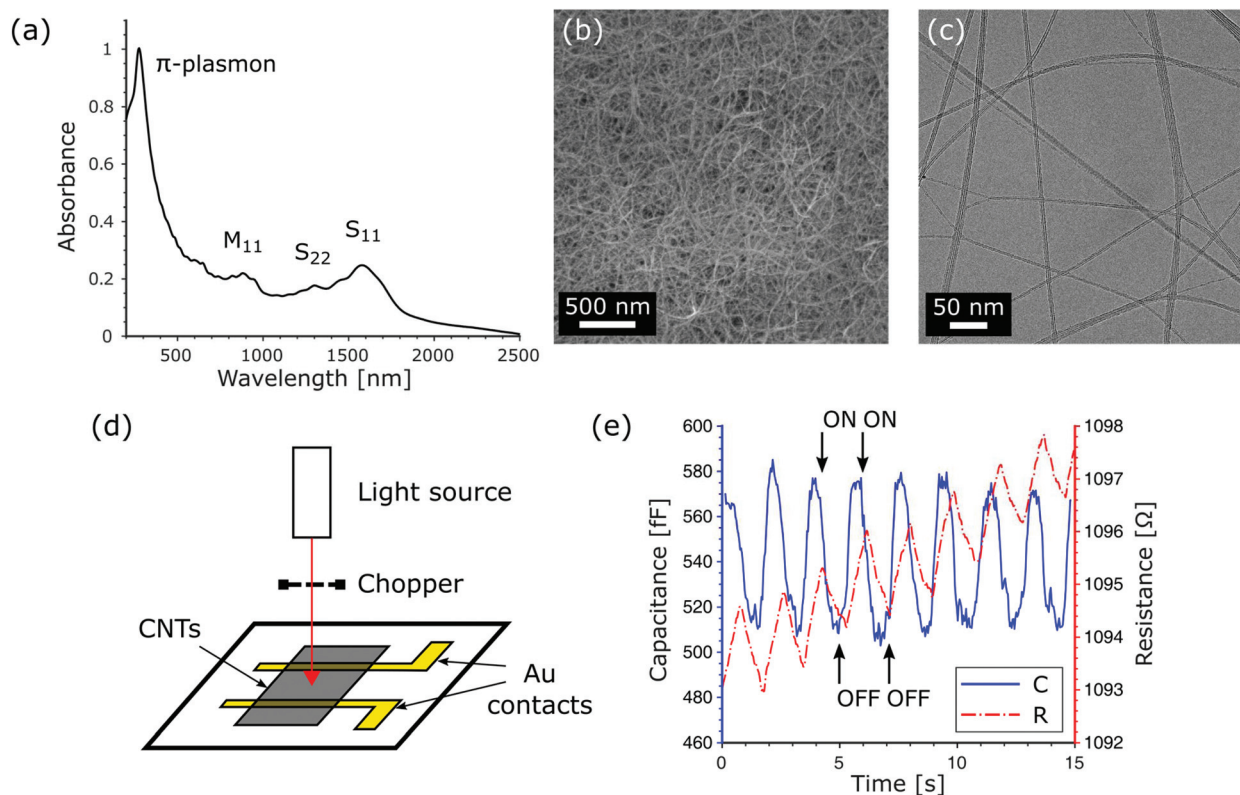


Fig. 1 Characterization of thin SWCNT layers: (a) optical absorbance spectrum of the SWCNT sample. The average diameter of the SWCNTs was calculated from the S_{11} peak positions using the Kataura plot.³¹ (b) SEM image of the SWCNTs. (c) TEM image of the SWCNTs. (d) Schematic drawing of the parallel-contacts measurement setup of the SWCNT layer on a quartz substrate under light illumination. (e) Measured influence of cyclic illumination on the capacitance and the resistance of the SWCNT layer.



ESI†).^{33,35} SWCNT layers were deposited by press dry transfer from the nitrocellulose filter onto the samples, as illustrated in Fig. S2.† The different samples included quartz substrates with gold contact electrodes, sapphire DRWs, and polytetrafluoroethylene (PTFE) substrates.

In order to demonstrate the optical tuning of the dielectric constant, we performed a first direct impedance measurement at low frequency. A SWCNT layer was applied on a quartz substrate with dual parallel gold electrodes and illuminated by a laser with a wavelength of 532 nm, as shown in the schematic drawing in Fig. 1d. The measured capacitance and resistance of the sample were both decreasing under cyclic illumination (Fig. 1e). The observed capacitance variation is around 10%, while the resistance variation is under 0.2%. This measurement allows supposing that the dielectric constant tuning is more sensitive to light illumination than the conductivity tuning.

To characterize the optical tuning of the dielectric constant of the SWCNTs in a wide frequency range, we performed terahertz time domain spectroscopy on the samples. THz TDS is a powerful tool actively developed since the 1990s for the measurement of dielectric properties of materials (permittivity, conductivity and permeability). It is based on the generation and the detection of ultra-short pulses by a coherent

and time-gated method using near-infrared femtosecond (fs) lasers. The complex dielectric constant of materials can be calculated from the amplitude and phase measurements of the THz pulse's spectral components.³⁶ A schematic diagram of the THz TDS setup is shown in Fig. 2a.^{37,38} A fs infrared laser pulse was split into two beams with the ratio of 1:9. The “probe beam” contained 10% of the energy and the “pump beam” – 90%. The generation of the THz signal occurred on an InAs crystal in a magnetic field of 2 T. After passing through an IR filter, the THz beam irradiated the sample. The sample was simultaneously illuminated with a laser in continuous wave mode at a wavelength of 980 nm with optical power varied from 1 mW to 2 W. The illumination area was approximately 4 cm². The complex conductivity of the SWCNTs ($\hat{\sigma}_{\text{CNT}}$) was obtained from the measured transmission data:³⁹

$$\hat{\sigma}_{\text{CNT}}(f) = \frac{1}{Z_0} (n_{\text{sub}} + 1) \left(\frac{\hat{E}_0(f)}{\hat{E}(f)} - 1 \right), \quad (1)$$

where Z_0 is the impedance of free space, f is the frequency, and n_{sub} is the complex refractive index of the substrate. $\hat{E}(f)$ and $\hat{E}_0(f)$ are the Fourier transforms of the detected THz wave transmitted through the SWCNT layer on the PTFE substrate,

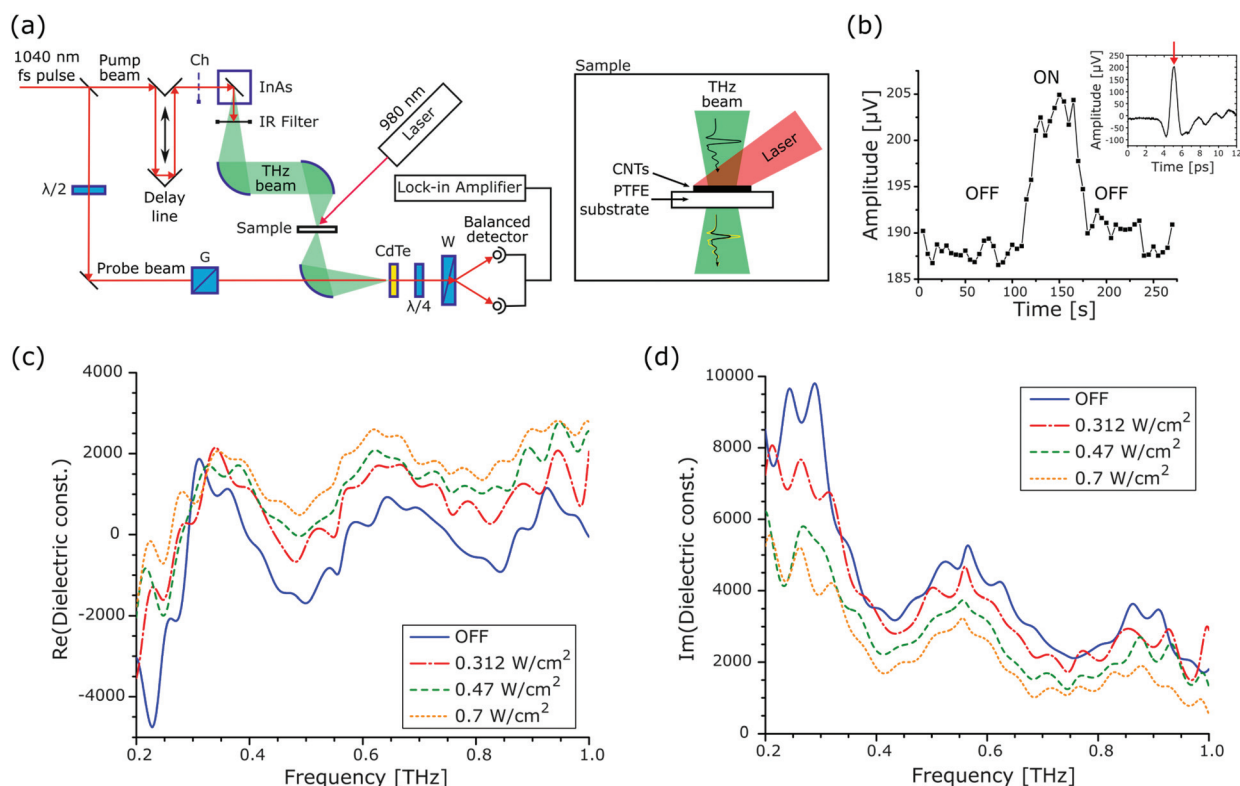


Fig. 2 Characterization of SWCNTs by terahertz time domain spectroscopy: (a) schematic drawing of the THz TDS setup. Ch – optical chopper, InAs – THz generator (InAs crystal in a magnetic field of 2 T), G – Glan prism, CdTe – nonlinear crystal, $\lambda/2$ and $\lambda/4$ – half-wave and quarter-wave plates, W – Wollaston prism. (b) Variation of the detected THz signal's peak amplitude in the “on” and “off” illumination states. Inset – single THz pulse. (c, d) Real and imaginary parts of the SWCNT sample's dielectric constant, extracted from THz TDS measurements. A significant increase of the real part and a decrease of the imaginary part are observed with increasing light intensities.



and the PTFE alone, respectively. The complex dielectric constant of the SWCNTs ($\hat{\epsilon}_{\text{CNT}}$) was then expressed as:⁴⁰

$$\hat{\epsilon}_{\text{CNT}}(f) = 1 + \frac{i\hat{\sigma}_{\text{CNT}}(f)}{2\pi f \epsilon_0 d_{\text{CNT}}}, \quad (2)$$

where ϵ_0 is the vacuum permittivity and d_{CNT} is the thickness of the SWCNT layer ($d_{\text{CNT}} = 55$ nm, calculated from the optical absorbance at 550 nm (ref. 41)).

Peak amplitudes of the detected THz pulses (see inset of Fig. 2b) were recorded as a function of the sample illumination. An average increase of 8% in the amplitude is observed during illumination, as shown in Fig. 2b. The excitation wavelength here is different from the laser wavelength used for the direct impedance measurements, corresponding to a different optical absorbance value of the SWCNT layer. We thus acknowledge that the comparison is only valid qualitatively. The measured complex dielectric constant of the SWCNTs, calculated from (2), is shown in Fig. 2c and d. Without illumination, the imaginary part of the dielectric constant globally decreases with the frequency, similar to ref. 28. The real part of the dielectric constant is negative below 0.3 THz. Moreover, it exhibits a resonant behavior that suggests that the conductivity cannot be described by the simple Drude model. Instead, one can use a Drude–Lorentz model combined with the Maxwell–Garnett theory.⁴² Under illumination of the SWCNTs, the real part of the sample's dielectric constant is increasing,

while the imaginary part is decreasing, with augmenting light intensities of 0.312, 0.47, and 0.7 W cm⁻². We explain the modification of the dielectric constant under illumination by an optically induced polarization of the carbon nanotubes⁴³ and electronic transitions between the Van Hove singularities. To be confirmed, this effect requires further systematic studies of the illumination parameters and the SWCNTs types, such as length, diameter, chirality, and layer thickness. Nevertheless, the currently observed tuning range is significant and we believe the effect will see potential applications in novel terahertz and optoelectronic devices.

We propose a practical implementation of the dielectric constant tuning in optically-controlled THz phase shifters. Thin SWCNT layers were applied onto the wall of dielectric rod waveguides, as shown on the schematic of the experimental setup in Fig. 3a and image in Fig. 3b. The suspended rod tapers were then inserted in two standard metal waveguide ports. Full two-port S-parameter measurements were performed with a vector network analyzer in the 75–500 GHz frequency range.

The results of the VNA measurements are given in Fig. 3. The amplitude shift, induced by light illumination of the SWCNT-loaded DRW, is shown in Fig. 3c. The variation of the return losses and the propagation losses is for both values below 0.8 dB, in the whole measured frequency range. The relative phase shift between the illuminated and the non-illuminated state of the SWCNT layer is given in Fig. 3d. An

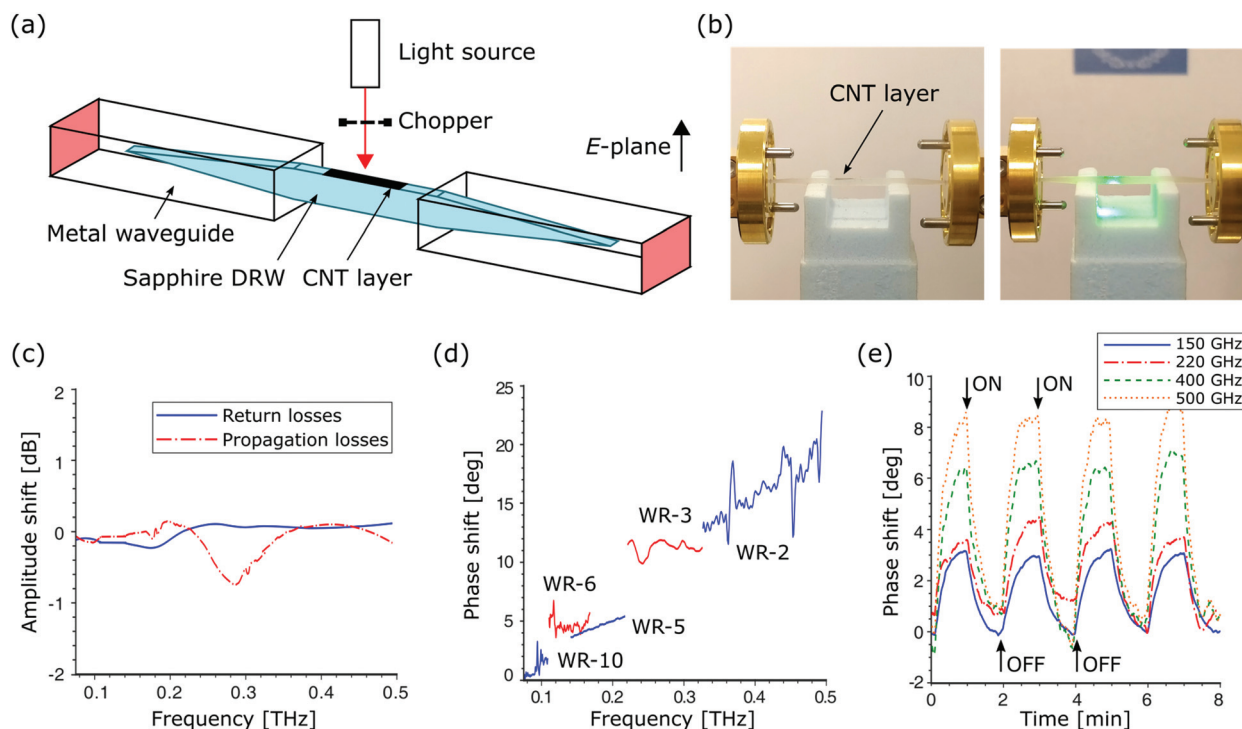


Fig. 3 Proposed terahertz phase shifter design based on optically controlled SWCNT layer: (a) schematic drawing of the VNA two-port S-parameter measurement setup. A double-sided symmetrically-tapered DRW is loaded with a SWCNT layer and exposed to varying illumination conditions. (b) Image of the measurement setup. (c) Measured S-parameter amplitude shift due to the illumination of the SWCNT layer. (d) Measured phase shift. (e) Measured influence of cyclic illumination on the phase shift at the discrete frequencies of 150, 220, 400 and 500 GHz.



approximately linear relation between the phase shift and the frequency is observed. The tuning of the dielectric constant of the SWCNT layer, located on a wall of the DRW, induces the change of the propagation constant inside the waveguide. The altered phase velocity over the length of the SWCNT layer provokes a phase shift compared to the non-illuminated state. Meanwhile, the conductivity change is negligible and almost no additional losses due to the nanotubes are detected, confirming the impedance measurements in Fig. 1e. The time dependence of the phase shifting effect was also measured with the VNA setup at several discrete frequencies of 150, 220, 400 and 500 GHz. The SWCNT layer illumination was performed in 2, 4 and 20 minute-long on/off cycles to record the dynamics of the effect. The results of the phase measurements are given in Fig. 3e and additionally in Fig. S3.† Long-term drifts, most probably due to room temperature variations, were subtracted for easier comparison between the measurements. The observed phase increases/decreases when the illumination is respectively activated/deactivated. The amplitude of the phase shift also increases with the frequency, which confirms the optical control of the phase shift.

Conclusions

We have experimentally demonstrated the tuning of the dielectric constant of single-walled carbon nanotubes under light illumination. The effect was illustrated by direct impedance measurements at low frequency as well as complex dielectric constant measurements in the wide frequency range of 0.1–1 THz by means of time domain spectroscopy. We suppose that the dielectric constant is tuned due to the unique optical absorption properties of carbon nanotubes, such as light-induced polarization change. However, further studies with varying illumination parameters and SWCNT samples will be needed to confirm the theory. The effect was also applied for the design of terahertz phase shifters based on dielectric rod waveguides loaded with thin carbon nanotube layers. The phase shifters were shown to work in the frequency range of 75–500 GHz due to the impedance change of the carbon nanotube layer by light illumination. We believe that the effect of complex dielectric constant tuning under light illumination, accompanied by low level of propagation losses of the SWCNT layer in such an ultra-wide band, will open up new approaches for the design and fabrication of novel low-loss and compact terahertz and optoelectronic systems.

Experimental details

Experimental details are given in the ESI.†

Conflicts of interest

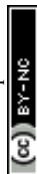
There are no conflicts to declare.

Acknowledgements

This work was financially supported in part by the European Union (EU) Horizon 2020 Innovative Training Network CELTA under grant agreement no. 675683 of Call: H2020-MSCA-ITN-2015, by the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme (grant agreement no. 616846), by the Government of Russian Federation, Grant 074-U01, and by the ITMO Fellowship and Professorship Program.

References

- 1 I. Hosako, N. Sekine, M. Patrashin, S. Saito, K. Fukunaga, Y. Kasai, P. Baron, T. Seta, J. Mendrok, S. Ochiai and H. Yasuda, *Proc. IEEE*, 2007, **95**, 1611–1623.
- 2 M. Borovkova, M. Serebriakova, V. Fedorov, E. Sedykh, V. Vaks, A. Lichutin, A. Salnikova and M. Khodzitsky, *Biomed. Opt. Express*, 2017, **8**, 273–280.
- 3 J. El Haddad, B. Bousquet, L. Canioni and P. Mounaix, *TrAC, Trends Anal. Chem.*, 2013, **44**, 98–105.
- 4 T. Kleine-Ostmann and T. Nagatsuma, *J. Infrared Millim. Terahertz Waves*, 2011, **32**, 143–171.
- 5 W. Menzel, 2010 European Radar Conf. (EuRAD), Paris, France, 30 Sep.-1 Oct. 2010, pp. 89–92.
- 6 P. H. Siegel, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 2004, **52**, 2438–2447.
- 7 D. V. Lioubtchenko, S. N. Dudorov and A. V. Raisanen, 2001 31st European Microwave Conf., London, England, 24–26 Sep. 2001, pp. 1–4.
- 8 M. Koeberle, M. Hoefle, A. Gaebler, A. Penirschke and R. Jakoby, 2011 Int. Conf. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Houston, TX, USA, 2–7 Oct. 2011, p. 1.
- 9 D. Chicherin, M. Sterner, J. Oberhammer, S. Dudorov, D. Lioubtchenko, A. J. Niskanen, V. Ovchinnikov and A. V. Räisänen, *Proc. 40th European Microwave Conf.*, Paris, France, 28–30 Sep. 2010, pp. 950–953.
- 10 D. V. Lioubtchenko, P. Pousi, S. N. Dudorov, A. V. Raisanen, A. Deleniv, V. Drakinskiy and S. Gevorgian, *Proc. 38th European Microwave Conf*, Amsterdam, Netherlands, 27–31 Oct. 2008, pp. 1204–1206.
- 11 P. Pousi, D. Lioubtchenko, S. Dudorov and A. V. Raisanen, 2008 38th European Microwave Conf., Amsterdam, Netherlands, 27–31 Oct. 2008, pp. 1082–1085.
- 12 J. P. Pousi, D. V. Lioubtchenko, S. N. Dudorov and A. V. Raisanen, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 2010, **58**, 714–719.
- 13 D. Lioubtchenko, S. Dudorov, J. Mallat, J. Tuovinen and A. V. Raisanen, *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, 2001, **11**, 252–254.
- 14 D. Lioubtchenko, S. Tretyakov and S. Dudorov, *Millimeter-wave waveguides*, Springer Science & Business Media, New York, 2003.



- 15 A. A. Generalov, D. V. Lioubtchenko, J. A. Mallat, V. Ovchinnikov and A. V. Raisanen, *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, 2012, **2**, 623–628.
- 16 A. Rivera-Lavado, S. Preu, L. E. García-Muñoz, A. Generalov, J. M. de Paz, G. Döhler, D. Lioubtchenko, M. Méndez-Aller, F. Sedlmeir, M. Schneidereit, H. G. L. Schwefel, S. Malzer, D. Segovia-Vargas and A. V. Räsänen, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 2015, **63**, 882–890.
- 17 A. A. Generalov, D. V. Lioubtchenko and A. V. Räsänen, Proc. 7th European Conf. Antennas and Propagation (EuCAP), Gothenburg, Sweden, 8–12 Apr. 2013, pp. 541–544.
- 18 C. Lee, P. Mak and A. DeFonzo, *IEEE J. Quantum Electron.*, 1980, **16**, 277–288.
- 19 D. Chicherin, S. Dudorov, D. Lioubtchenko, V. Ovchinnikov, S. Tretyakov and A. V. Räsänen, *Microw. Opt. Technol. Lett.*, 2006, **48**, 2570–2573.
- 20 D. Chicherin, M. Sterner, D. Lioubtchenko, J. Oberhammer and A. V. Räsänen, *Int. J. Microw. Wirel. Technol.*, 2011, **3**, 533–538.
- 21 T. F. Gallacher, R. Sondena, D. A. Robertson and G. M. Smith, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 2012, **60**, 2301–2309.
- 22 D. Jariwala, V. K. Sangwan, L. J. Lauhon, T. J. Marks and M. C. Hersam, *Chem. Soc. Rev.*, 2013, **42**, 2824–2860.
- 23 D. V. Lioubtchenko, I. V. Anoshkin, I. I. Nefedova, J. Oberhammer and A. V. Räsänen, 2017 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. (IMS), Honolulu, HI, USA, 4–9 Jun. 2017, pp. 1188–1191.
- 24 D. V. Lioubtchenko, A. Rivera-Lavado, I. I. Nefedova, I. Anoshkin, L. E. García-Muñoz and A. V. Räsänen, Proc. Global Symp. Millimeter Waves (GSMM) ESA Workshop Millimetre-Wave Technology and Applications, Espoo, Finland, 6–8 Jun. 2016, pp. 1–3.
- 25 X.-C. Wang and S. A. Tretyakov, 2017, arXiv preprint arXiv:1712.01708.
- 26 T. F. Gallacher, D. A. Robertson and G. M. Smith, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 2013, **61**, 1688–1696.
- 27 A. Rivera-Lavado, S. Preu, L. E. Garcia-Munoz, A. Generalov, J. M. de Paz, G. Dohler, D. Lioubtchenko, M. Mendez-Aller, S. Malzer, D. Segovia-Vargas and A. V. Raisanen, 2015 European Microwave Conf. (EuMC), Paris, France, 7–10 Sep. 2015, pp. 917–920.
- 28 I. I. Nefedova, D. V. Lioubtchenko, I. S. Nefedov and A. V. Räsänen, *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, 2016, **6**, 840–845.
- 29 J.-L. Zhu, G. Zhang, J. Wei and J.-L. Sun, *Appl. Phys. Lett.*, 2012, **101**, 123117.
- 30 Y. Wang, G. Zhang, L. Qiao, J. Wei, J.-L. Zhu, Z. Chen, Z. Zhao and J.-L. Sun, *Opt. Express*, 2014, **22**, 5895–5903.
- 31 I. V. Anoshkin, A. G. Nasibulin, Y. Tian, B. Liu, H. Jiang and E. I. Kauppinen, *Carbon*, 2014, **78**, 130–136.
- 32 Q. Zhang, N. Wei, P. Laiho and E. I. Kauppinen, *Top. Curr. Chem.*, 2017, **375**, 1.
- 33 I. V. Anoshkin, I. I. Nefedova, D. V. Lioubtchenko, I. S. Nefedov and A. V. Räsänen, *Carbon*, 2017, **116**, 547–552.
- 34 H. Kataura, Y. Kumazawa, Y. Maniwa, I. Umezumi, S. Suzuki, Y. Ohtsuka and Y. Achiba, *Synth. Met.*, 1999, **103**, 2555–2558.
- 35 I. V. Anoshkin, A. G. Nasibulin, P. R. Mudimela, J. Raula, V. Ermolov and E. I. Kauppinen, *Carbon*, 2012, **50**, 4171–4174.
- 36 X.-C. Zhang and J. Xu, *Introduction to THz Wave Photonics*, Springer, 2010, vol. 29.
- 37 V. Y. Soboleva, D. A. Gomon, E. A. Sedykh, V. K. Balya and M. K. Khodzitski, *J. Opt. Technol.*, 2017, **84**, 521.
- 38 D. A. Gomon, E. A. Sedykh, S. Rodriguez, I. T. Monroy, K. I. Zaitsev, A. V. Vozianova and M. K. Khodzitsky, *Chin. Opt.*, 2018, **11**, 47–59.
- 39 G. Jnawali, Y. Rao, H. Yan and T. F. Heinz, *Nano Lett.*, 2013, **13**, 524–530.
- 40 C. How Gan, *Appl. Phys. Lett.*, 2012, **101**, 111609.
- 41 A. G. Nasibulin, A. Kaskela, K. Mustonen, A. S. Anisimov, V. Ruiz, S. Kivistö, S. Rackauskas, M. Y. Timmermans, M. Pudas, B. Aitchison, M. Kauppinen, D. P. Brown, O. G. Okhotnikov and E. I. Kauppinen, *ACS Nano*, 2011, **5**, 3214–3221.
- 42 O. Levy and D. Stroud, *Phys. Rev. B: Condens. Matter Mater. Phys.*, 1997, **56**, 8035.
- 43 K. Gharbavi and H. Badehian, *AIP Adv.*, 2015, **5**, 077155.



УДК 535.3

doi: 10.17586/2226-1494-2019-19-5-775-782

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ФИЛЬТРЫ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Д.А. Гомон, В.Ю. Соболева, П.С. Демченко, Е.А. Литвинов, Е.Б. Шекланова, М.К. Ходзицкий

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация
 Адрес для переписки: dagomon@corp.ifmo.ru

Информация о статье

Поступила в редакцию 04.06.19, принята к печати 22.07.19
 Язык статьи — русский

Ссылка для цитирования: Гомон Д.А., Соболева В.Ю., Демченко П.С., Литвинов Е.А., Шекланова Е.Б., Ходзицкий М.К. Перестраиваемые терагерцовые фильтры на основе углеродных нанотрубок // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2019. Т. 19. № 5. С. 775–782. doi: 10.17586/2226-1494-2019-19-5-775-782

Аннотация

Предмет исследования. Исследован оптически перестраиваемый терагерцовый фильтр на основе крестообразных резонаторов с нанесенным слоем углеродных нанотрубок. Экспериментально показана возможность управления оптическими спектральными характеристиками терагерцовых устройств с нанесенным на них в один слой углеродных нанотрубок. **Метод.** Для расчета геометрических параметров крестообразных резонаторов для заданных резонансной частоты и добротности фильтра использованы эмпирические формулы. Образцы режекторного фильтра изготавливались методом лазерной гравировки. На экспериментальный образец фильтра наносился слой углеродных нанотрубок, которые синтезированы путем аэрозольного химического осаждения. Экспериментальные спектры пропускания «пустого» фильтра, фильтра со слоем углеродных нанотрубок без накачки и фильтра со слоем углеродных нанотрубок с лазерной накачкой на длине волны 980 нм измерялись методом импульсной терагерцовой спектроскопии. **Основные результаты.** Экспериментально показано, что оптическая накачка фильтра со слоем углеродных нанотрубок приводит к уменьшению пропускания основного резонансного пика и сдвигу в сторону больших частот побочного резонансного пика. **Практическая значимость.** Фильтры с нанесенным слоем углеродных нанотрубок могут использоваться в качестве недорогих и компактных перестраиваемых компонентов для устройств терагерцовой фотоники.

Ключевые слова

терагерцовое излучение, терагерцовые фильтры, углеродные нанотрубки, крестообразные резонаторы, терагерцовая импульсная спектроскопия

doi: 10.17586/2226-1494-2019-19-5-775-782

TUNABLE TERAHERTZ FILTERS BASED ON CARBON NANOTUBES

D.A. Gomon, V.Yu. Soboleva, P.S. Demchenko, E.A. Litvinov, E.B. Sheklanova, M.K. Khodzitsky

ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation
 Corresponding author: dagomon@corp.ifmo.ru

Article info

Received 04.06.19, accepted 22.07.19
 Article in Russian

For citation: Gomon D.A., Soboleva V.Yu., Demchenko P.S., Litvinov E.A., Sheklanova E.B., Khodzitsky M.K. Tunable terahertz filters based on carbon nanotubes. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2019, vol. 19, no. 5, pp. 775–782 (in Russian). doi: 10.17586/2226-1494-2019-19-5-775-782

Abstract

Subject of Research. The paper presents the study of optically tunable terahertz filter based on cross resonators coated with a layer of carbon nanotubes (CNT). We show experimentally control capability of the optical spectral characteristics of terahertz devices coated with a layer of single-wall carbon nanotubes. **Method.** The empirical formulas were used for calculation of the geometrical parameters of a cross-shaped resonator for a given resonant frequency and filter Q-factor. Experimental samples of the notch filter were made by laser engraving. A layer of carbon nanotubes, which were synthesized by aerosol chemical deposition, was deposited on an experimental filter sample. Experimental transmission spectra of an “empty” filter, a filter with a carbon nanotubes layer without pumping, and an optically pumped carbon nanotubes layer filter at a wavelength of 980 nm were measured by terahertz time-domain spectroscopy. **Main Results.** We have shown by experiments that optical pumping of a filter with carbon nanotubes layer leads to a decrease in the transmittance of the main resonance peak and a shift towards

higher frequencies of the side resonance peak. **Practical Relevance.** Filters coated with carbon nanotubes layer can be used as inexpensive and compact tunable components for terahertz photonics devices.

Keywords

terahertz radiation, terahertz filters, metamaterials, carbon nanotubes, cross-shaped resonators, terahertz pulse spectroscopy

Введение

Волны терагерцового (ТГц) диапазона частот (0,1–10 ТГц), расположенного между микроволновым и инфракрасным спектральными диапазонами, обладают следующими свойствами: низкая энергия фотонов, длина волны больше, чем у видимого и инфракрасного спектральных диапазонов, сильное поглощение молекулами, экстремально высокое поглощение водой. Благодаря этим свойствам ТГц волны имеют множество применений в областях биомедицинской диагностики, ТГц системы безопасности, контроля качества на производстве беспроводных телекоммуникационных систем и т. д. [1–4].

Поэтому за последние несколько десятилетий ТГц технологии стали предметом пристального внимания. Хотя проблемы генерации и детектирования ТГц волн были решены, но по сравнению с хорошо изученными смежными микроволновым и инфракрасным спектральными диапазонами все еще существует огромная проблема в управлении ТГц волнами. Кроме того, функциональные устройства для прямого управления и обработки ТГц волн (фильтры [5], модуляторы, поглотители [6], переключатели [7] и датчики) все еще не обладают нужными характеристиками. Проблема разработки оптически управляемых модуляторов становится все более важной и востребованной. ТГц модуляторы крайне необходимы в качестве важных функциональных устройств для осуществления беспроводной ТГц связи на коротких расстояниях и визуализации. С помощью таких модуляторов могут быть выполнены амплитудная и фазовая модуляция, сдвиг резонансной частоты и переключение состояния поляризации. Для современных модуляторов все еще существует много проблем: малая глубина модуляции, потребность в криогенной температуре и медленная скорость модуляции.

Для ТГц модуляции могут быть использованы кремний [8], арсенид галлия [9], графен [10] и диоксид ванадия [11]. В данном исследовании предлагается оптическое управление спектральными характеристиками ТГц устройств с нанесенным на них слоем однослойных углеродных нанотрубок.

Структура фильтра

В данной статье исследуется возможность создания управляемых фильтров на основе метаповерхности из крестообразных резонаторов и углеродных нанотрубок. Геометрия такой метаповерхности описывается следующим набором параметров: P — период структуры крестовых резонаторов, L — длина линий крестов, W — ширина линий крестов, h — толщина диэлектрической подложки.

Существует два вида фильтров на основе крестообразных резонаторов: полосовой фильтр (металлическая поверхность с вырезанными в ней крестообразными резонаторами — работает на пропускание) и режекторные фильтры (подложка из полиэтилентерефталата (ПЭТ) с нанесенным на него массивом металлических крестообразных резонаторов — работает на отражение). В данной работе рассматриваются режекторные фильтры. На рис. 1, *a, б* представлены конструкции полосового и режекторного фильтров, а на рис. 1, *в, г* — их спектры пропускания. На рис. 2 изображена фотография изготовленного образца режекторного фильтра.

Спектры пропускания фильтров описываются резонансной частотой f_r , полосой пропускания Δf и добротностью $Q = f/\Delta f$, которые зависят от геометрических параметров P , L и W и свойств подложки: ее показателя преломления n_s и толщины h .

Расчет геометрических параметров фильтра

При пропорциональном изменении всех параметров резонатора ($P = kP_0$, $L = kL_0$, $W = kW_0$) резонансная частота изменяется в $1/k$ раз (т. е. $f_r^0 = kf_r$, где f_r — резонансная частота фильтра с параметрами P , L и W , а f_r^0 — резонансная частота фильтра с параметрами P_0 , L_0 и W_0) и не изменяется добротность фильтра.

Зависимость добротности от геометрических параметров исследовалась численно методом конечных элементов в среде COMSOL Multiphysics. Вычисления производились с постоянными длиной и шириной креста, равными $L = 400$ мкм и $W = 100$ мкм, при этом период P изменялся от 500 до 900 мкм. Спектры пропускания полосовых фильтров с различными соотношениями $P:L:W$ представлены на рис. 3.

Очевидно, что при увеличении периода резонаторов уменьшается полоса пропускания, а резонансная частота смещается в сторону меньших частот (рис. 4, *б*). Но полоса пропускания изменяется быстрее, чем резонансная частота, поэтому увеличение периода приводит еще и к увеличению добротности фильтра. Конечно, добротность фильтра зависит не столько от значения периода, сколько от соотношения между геометрическими параметрами $P:L:W$, но если принять постоянным соотношение между длиной и шириной крестообразного резонатора $L:W = 4$, то можно построить зависимость соотношения $P:L$ от добротности фильтра (рис. 4, *а*).

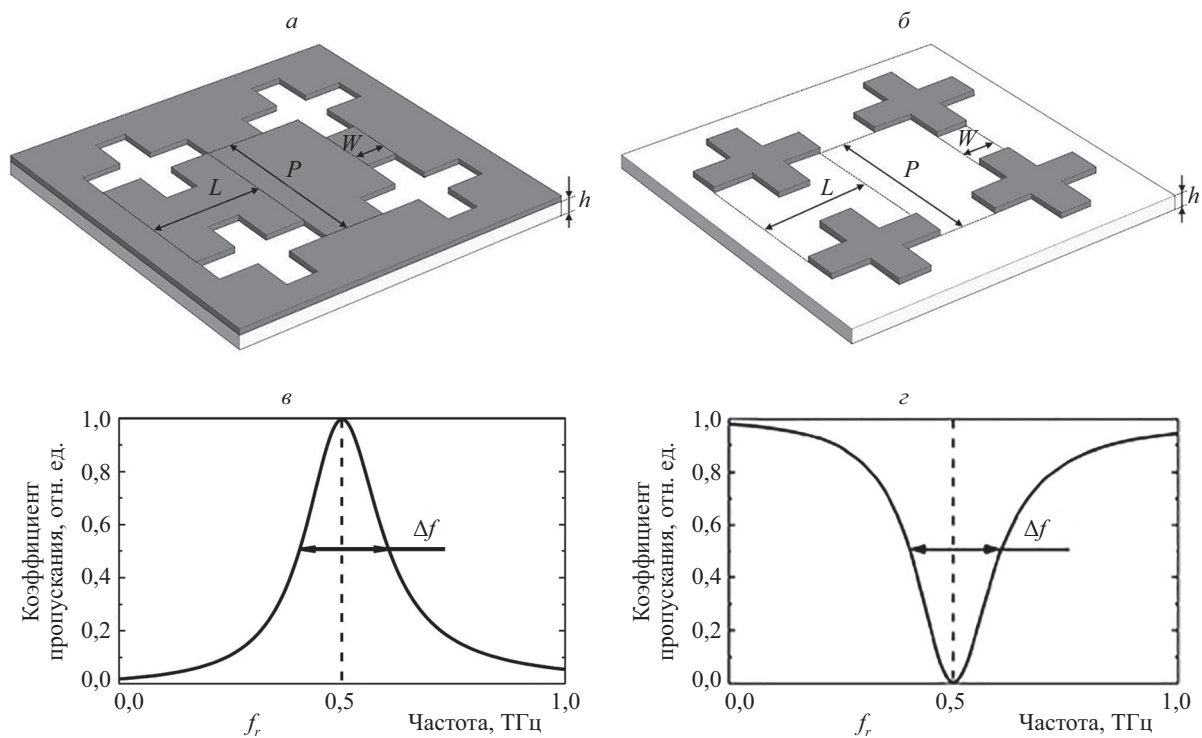


Рис. 1. Конструкции полосового (а) и режекторного (б) фильтров; схематические спектры пропускания полосового (в) и режекторного (г) фильтров

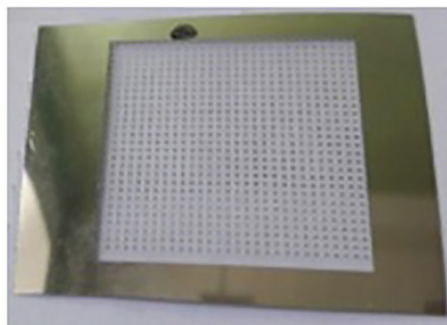


Рис. 2. Фотография изготовленных образцов режекторных фильтров. Размер массива, содержащего 756 резонаторов: $31,5 \times 32,5 \times 68$ мкм

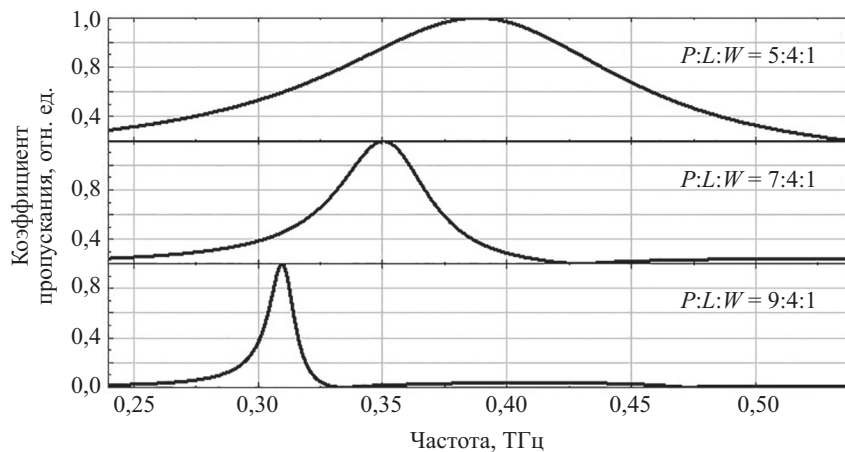


Рис. 3. Спектры пропускания полосовых фильтров на основе крестообразных резонаторов, полученные с помощью численного моделирования, с различными соотношениями геометрических параметров

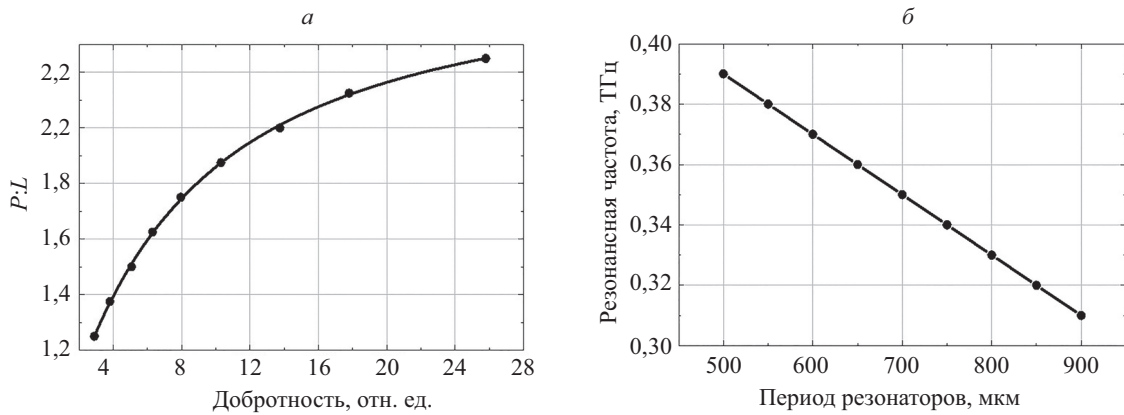


Рис. 4. Зависимость соотношения между периодом резонаторов и длиной креста $P:L$ от добротности фильтра с аппроксимацией (а); зависимость резонансной частоты полосового фильтра от периода резонаторов при $L = 400$ мкм и $W = 100$ мкм (б)

Очевидно, что зависимость, представленная на рис. 4, б, аппроксимируется линейной функцией. Резонансная частота f_r , на которую произойдет сдвиг при изменении периода резонаторов со значения P_0 до P :

$$f_r' = f_r^0 \text{ [ГГц]} - 0,2 \text{ [ГГц/мкм]} \cdot (P - P_0) \text{ [мкм]}. \quad (1)$$

Зависимость соотношения между периодом резонаторов и длиной креста от добротности фильтра можно аппроксимировать кривой (рис. 4, а):

$$\frac{P}{L} = 2,6 - \frac{1,85}{1 + \left(\frac{Q}{6,9}\right)^{1,13}}. \quad (2)$$

Используя фильтр с известными характеристиками — $P_0 = 600$ мкм, $L_0 = 400$ мкм, $W_0 = 100$ мкм, $f_r^0 = 0,37$ ТГц, — можно, во-первых, изменить период P' до нужной добротности по формуле (2), во-вторых, рассчитать, на сколько изменилась при этом резонансная частота по формуле (1). В результате получим фильтр с известными геометрическими параметрами P , L_0 , W_0 и известными спектральными характеристиками: резонансной частотой f_r' , рассчитываемой по формуле (1), и добротностью Q . Причем этот фильтр будет обладать добротностью, которая была задана изначально. Для достижения заданного значения резонансной частоты f_r нужно просто пропорционально изменить все геометрические параметры в f_r'/f_r раз [12, 13], т. е.

$$P = \frac{f_r'}{f_r} P', \quad (3)$$

$$L = \frac{f_r'}{f_r} L_0, \quad (4)$$

$$W = \frac{f_r'}{f_r} W_0. \quad (5)$$

В формулы (3)–(5) необходимо подставлять резонансную частоту f_r в ТГц.

Учет влияния подложки

Чем больше толщина подложки, тем больше она влияет на положение резонансной частоты фильтра, смещая ее в сторону меньших частот, при этом не влияя на добротность. Однако после достижения некоторой толщины насыщения h_n подложка практически перестает влиять, резонансная частота перестает смещаться и равна f_r/n_{eff} . Здесь n_{eff} — эффективный показатель преломления [14], определяемый через показатель преломления подложки n_s

$$n_{eff} = \sqrt{\frac{n_s^2 + 1}{2}}. \quad (6)$$

Зависимость коэффициента влияния подложки k_{shift} от толщины подложки представлена на рис. 5.

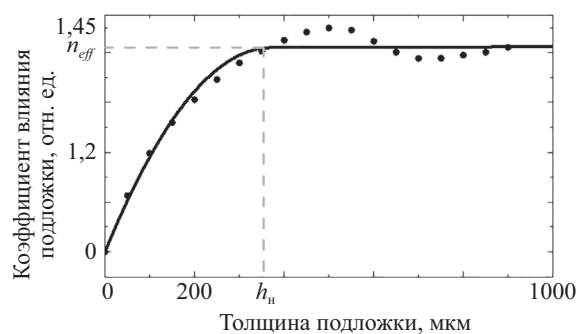


Рис. 5. Зависимость коэффициента влияния подложки от толщины подложки.

Точки — данные, полученные с помощью численного моделирования; линия — аппроксимация

Толщина насыщения вычисляется по формуле (7):

$$h_n = \frac{(n_{eff} + 2) \cdot S \cdot c}{100 \cdot n_{eff} \cdot S_{кр} \cdot f_r^{ws}}, \tag{7}$$

где S — площадь полной элементарной ячейки, $S_{кр}$ — площадь части элементарной ячейки, покрытой металлом, f_r^{ws} — резонансная частота фильтра без подложки: для данных геометрических параметров $f_r^{ws} = 196$ ГГц.

Если толщина подложки от 0 до h_n , то зависимость аппроксимируется квадратичной функцией с координатами вершины ($h_n; n_{eff}$). Кроме этого, точно известно, что при отсутствии подложки (т. е. $h = 0$) влияния подложки нет (т. е. $k_{shift} = 1$). Таким образом, коэффициент влияния подложки толщиной меньше толщины насыщения ($h < h_n$) равен:

$$k_{shift} = (1 - n_{eff}) \cdot \left(\frac{h}{h_n}\right)^2 + 2(n_{eff} - 1) \cdot \frac{h}{h_n} + 1. \tag{8}$$

Для рассматриваемого фильтра толщина подложки меньше толщины насыщения, поэтому влияние рассчитывается по формуле (8). В результате, для того чтобы рассчитать геометрические параметры крестообразных резонаторов под заданные резонансную частоту и добротность, надо сначала рассчитать P, L и W по формулам (3)–(5), затем рассчитать коэффициент влияния подложки k_{shift} по формуле (8) и еще раз пересчитать параметры по формулам (3)–(5), но уже под резонансную частоту f_r/k_{shift} .

Изготовление экспериментальных образцов

Металлоповерхность изготавливалась на подложке из полиэтилентерефталата (ПЭТ) с алюминиевым покрытием. Толщина ПЭТ равна 68 мкм, толщина алюминиевого покрытия равна 0,5 мкм. Резонаторы вырезались методом лазерной абляции с помощью лазерного гравера LaserGraver LG2500 SP47, использующего тепловую технологию записи изображения с разрешением 15 мкм.

Углеродные нанотрубки (УНТ) синтезированы путем аэрозольного химического осаждения [15] из газа с точным контролем их морфологии: длины, диаметра нанотрубок и толщины слоя их нанесения. Данным методом получают тонкие пленки УНТ на нитроцеллюлозном фильтре. С нитроцеллюлозного фильтра слой УНТ можно легко перенести на практически любую обезжиренную поверхность сильным нажатием. В данной работе были получены одностенные УНТ, которые были перенесены на неметаллизированную сторону ПЭТ.

Экспериментальная установка

Экспериментальное исследование проводилось методом терагерцовой импульсной спектроскопии. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 6.

Лазерный пучок фемтосекундного Yb:KYW-лазера (длительность импульса 200 фс, центральная длина волны излучения 1,04 мкм, мощность 1 Вт) с помощью светоделительного (СД) устройства делится на пучок накачки и зондирующий пучок в соотношении 9:1. Пучок накачки проходит линию задержки, модулятор (М) и падает на кристалл арсенида индия (InAs), помещенный в постоянное магнитное поле, который генерирует терагерцовое излучение. Затем он проходит через фильтр (Ф), отсекающий инфракрасный (ИК) диапазон длин волн, и системой параболических зеркал (ПЗ) фокусируется на образце (О). Образец также освещается ИК лазером с длиной волны 980 нм и мощностью от 1 мВт до 2 Вт. После прохождения третьего параболического зеркала пучок падает на детектор ТГц излучения – кристалл теллурида кадмия (CdTe).

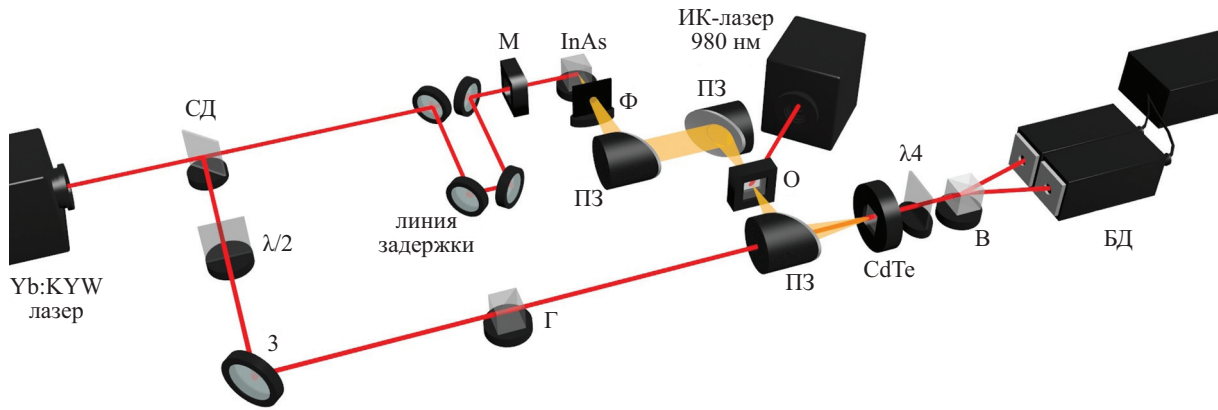


Рис. 6. Схема импульсного терагерцового спектрометра.

СД — светоделитель, З — зеркало, Г — призма Глана, М — модулятор, Ф — фильтр, ПЗ — параболические зеркала, О — образец, В — призма Волластона, БД — балансный детектор

В то же время зондирующий пучок проходит через систему зеркал, полуволновую пластинку ($\lambda/2$) и призму Глана (Г). Последние два элемента требуются для получения строго линейной вертикальной поляризации. После прохождения $\lambda/2$ и Г зондирующий пучок также падает на кристалл CdTe. При совмещении зондирующего пучка и пучка накачки терагерцовый пучок наводит анизотропию в электрооптическом кристалле CdTe для зондирующего ИК пучка, вследствие чего ИК пучок меняет поляризацию с линейной на эллиптическую. Затем пучок падает на четвертьволновую пластинку ($\lambda/4$), на выходе которой поляризация света становится эллиптической (круговой, при отсутствии терагерцового излучения), далее призмой Волластона (В) разделяется на два ортогонально-линейно-поляризованных луча с разной интенсивностью. Разностный сигнал регистрируется балансным детектором (БД). Величина двулучепреломления прямо пропорциональна напряженности $E(t)$ терагерцового излучения. Линия задержки нужна для записи временной формы $E(t)$. На компьютере записывается временной профиль ТГц импульса.

Для получения спектров пропускания фильтров измеряются временные профили опорного (без фильтра) и объектного (с фильтром) сигналов с последующим применением быстрого фурье-преобразования и расчета отношения модулей комплексных спектральных амплитуд.

Результаты

Методом, описанным выше, был изготовлен образец режекторного фильтра на основе крестообразных резонаторов (геометрические параметры $L = 741$ мкм, $W = 199$ мкм, $P = 1164$ мкм), с резонансной частотой $f_r = 0,15$ ТГц и добротностью $Q = 16$.

Затем на фильтр со стороны подложки был нанесен слой УНТ толщиной порядка 1 мкм (длина нанотрубок 0,3 мкм, диаметр 1,3 нм). Данный образец с нанесенным слоем УНТ был экспериментально исследован с выключенной оптической накачкой и при оптической накачке на длине волны 980 нм и плотностью мощности $0,75$ Вт/см². Волновые формы воздуха, пустого фильтра и фильтра с УНТ показаны на рис. 7, а. Для вычисления погрешности измерения волновых форм каждый образец был промерен 5 раз, в каждом измерении каждая точка временной формы измерялась 500 раз. На рис. 7, а представлено среднее значение в каждой точке, относительная погрешность не превышает 3 %. Все три спектра пропускания (без слоя УНТ, со слоем УНТ без накачки и со слоем УНТ с оптической накачкой (ОН)), полученных с помощью фурье-преобразования, представлены на рис. 7, б.

На экспериментально полученном спектре пропускания видны два пика поглощения: основной (на частоте около 0,15 ТГц) и побочный (на частоте порядка 0,275 ТГц). При отсутствии диэлектрической подложки эффект фильтрации (основной пик) связан с откликом ТГц волны, проходящей через массив крестообразных резонаторов из-за резонанса на геометрическом размере крестообразных резонаторов, который имеет максимальную амплитуду на частоте f_r благодаря согласованию импедансов метаповерхности и окружающей среды на данной частоте [16].

Слой нанотрубок, нанесенный на обратную сторону подложки слабо влияет на резонансную частоту ввиду малой толщины слоя УНТ, однако при помощи оптической накачки мы можем управлять пропусканием на резонансной частоте.

Появление побочного резонанса основано на взаимодействии волн, дифрагированных на периодической структуре метаповерхности, с распространяющимися волновыми модами в подложке, которая ведет себя, как диэлектрический волновод (эффект резонанса волноводной моды).

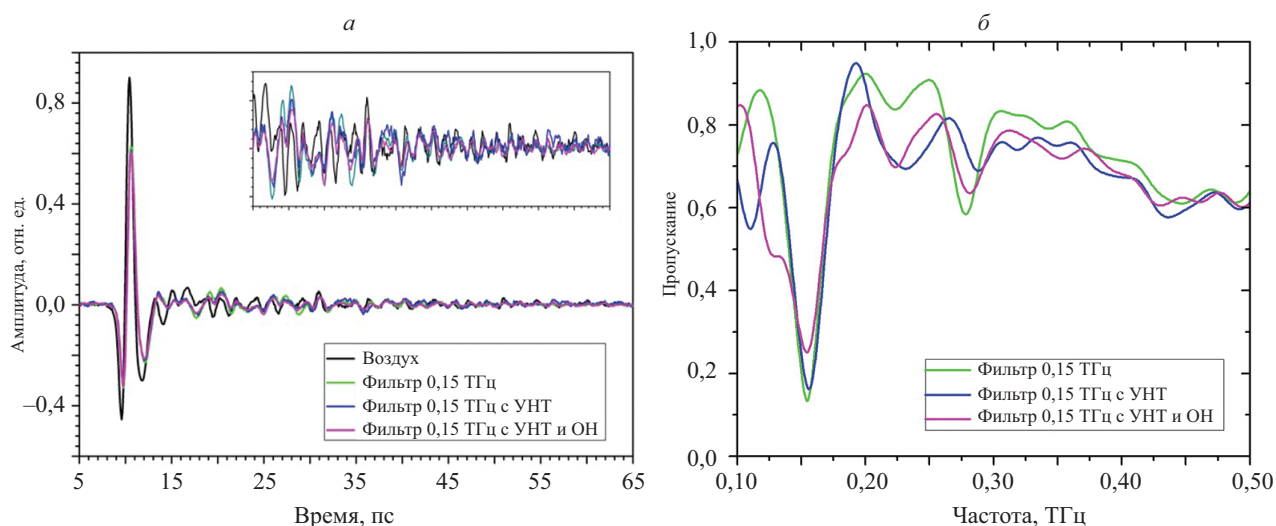


Рис. 7. Волновые формы фильтров (а) и экспериментальные спектры пропускания фильтров (б)

Частота резонансной моды диэлектрического волновода (подложки) будет зависеть от поверхностного импеданса верхней и нижней поверхностей волновода. Соответственно при оптической накачке мы можем изменять импеданс нижней поверхности подложки (на которую нанесен слой УНТ) и, следовательно, менять условие возникновения резонансной моды.

Заключение

Рассчитаны геометрические параметры крестообразных резонаторов режекторного фильтра с резонансной частотой 0,15 ТГц и добротностью 16. Методом лазерной гравировки изготовлен экспериментальный образец фильтра на подложке из полиэтилентерефталата толщиной 68 мкм с алюминиевым покрытием толщиной 0,5 мкм. На сторону подложки без металла наносился слой углеродных нанотрубок толщиной порядка 1 мкм, и методом импульсной терагерцовой спектроскопии измерялись спектры пропускания пустого фильтра, фильтра со слоем углеродных нанотрубок без накачки и фильтра со слоем углеродных нанотрубок с оптической накачкой на длине волны 980 нм. Экспериментально показано, что нанесенный слой углеродных нанотрубок влияет на пропускание основного максимума и на резонансную частоту побочного максимума (0,275 ТГц), сдвигая его на 9 ГГц в сторону больших частот.

Литература

1. Borovkova M., Khodzitsky M., Demchenko P., Cherkasova O., Popov A., Meglinski I. Terahertz time-domain spectroscopy for non-invasive assessment of water content in biological samples // *Biomedical optics express*. 2018. V. 9. N 5. P. 2266–2276. doi: 10.1364/BOE.9.002266
2. Kemp M.C., Taday P.F., Cole B.E., Cluff J.A., Fitzgerald A.J., Tribe W.R. Security applications of terahertz technology // *Proceedings of SPIE*. 2003. V. 5070. P. 44–52. doi: 10.1117/12.500491
3. Ahi K., Shahbazmohamadi S., Asadizanjani N. Quality control and authentication of packaged integrated circuits using enhanced-spatial-resolution terahertz time-domain spectroscopy and imaging // *Optics and Lasers in Engineering*. 2018. V. 104. P. 274–284. doi: 10.1016/j.optlaseng.2017.07.007
4. Nagatsuma T., Ducournau G., Renaud C.C. Advances in terahertz communications accelerated by photonics // *Nature Photonics*. 2016. V. 10. N 6. P. 371–379. doi: 10.1038/nphoton.2016.65
5. Soboleva V.Y., Gomon D.A., Sedykh E.A., Balya V.K., Khodzitskii M.K. Development of narrow bandpass filters based on cross cavities for the terahertz frequency range // *Journal of Optical Technology*. 2017. V. 84. N 8. P. 521–524. doi: 10.1364/JOT.84.000521
6. Gomon D., Sedykh E., Rodríguez S., Idelfonso T.M., Zaitsev K., Vozianova A., Khodzitsky M. Influence of the geometric parameters of the electrical ring resonator metasurface on the performance of metamaterial absorbers for terahertz applications // *Chinese Optics*. 2018. V. 11. N 1. P. 47–59. doi: 10.3788/CO.20181101.0047

References

1. Borovkova M., Khodzitsky M., Demchenko P., Cherkasova O., Popov A., Meglinski I. Terahertz time-domain spectroscopy for non-invasive assessment of water content in biological samples. *Biomedical optics express*, 2018, vol. 9, no. 5, pp. 2266–2276. doi: 10.1364/BOE.9.002266
2. Kemp M.C., Taday P.F., Cole B.E., Cluff J.A., Fitzgerald A.J., Tribe W.R. Security applications of terahertz technology. *Proceedings of SPIE*, 2003, vol. 5070, pp. 44–52. doi: 10.1117/12.500491
3. Ahi K., Shahbazmohamadi S., Asadizanjani N. Quality control and authentication of packaged integrated circuits using enhanced-spatial-resolution terahertz time-domain spectroscopy and imaging. *Optics and Lasers in Engineering*, 2018, vol. 104, pp. 274–284. doi: 10.1016/j.optlaseng.2017.07.007
4. Nagatsuma T., Ducournau G., Renaud C.C. Advances in terahertz communications accelerated by photonics. *Nature Photonics*, 2016, vol. 10, no. 6, pp. 371–379. doi: 10.1038/nphoton.2016.65
5. Soboleva V.Y., Gomon D.A., Sedykh E.A., Balya V.K., Khodzitskii M.K. Development of narrow bandpass filters based on cross cavities for the terahertz frequency range. *Journal of Optical Technology*, 2017, vol. 84, no. 8, pp. 521–524. doi: 10.1364/JOT.84.000521
6. Gomon D., Sedykh E., Rodríguez S., Idelfonso T.M., Zaitsev K., Vozianova A., Khodzitsky M. Influence of the geometric parameters of the electrical ring resonator metasurface on the performance of metamaterial absorbers for terahertz applications. *Chinese Optics*, 2018, vol. 11, no. 1, pp. 47–59. doi: 10.3788/CO.20181101.0047

7. Grebenchukov A.N., Zaitsev A.D., Khodzitsky M.K. Optically controlled narrowband terahertz switcher based on graphene // *Chinese Optics*. 2018. V. 11. N 2. P. 166–173. doi: 10.3788/CO.20181102.0166
8. Chen H.T., O'Hara J.F., Azad A.K., Taylor A.J., Averitt R.D., Shrekenhamer D.B., Padilla W.J. Experimental demonstration of frequency-agile terahertz metamaterials // *Nature Photonics*. 2008. V. 2. N 5. P. 295–298. doi: 10.1038/nphoton.2008.52
9. Manceau J.M., Shen N.-H., Kafesaki M., Soukoulis C.M., Tzortzakis S. Dynamic response of metamaterials in the terahertz regime: Blueshift tunability and broadband phase modulation // *Applied Physics Letters*. 2010. V. 96. N 2. P. 021111. doi: 10.1063/1.3292208
10. Liu M., Yin X., Ulin-Avila E., Geng B., Zentgraf T., Ju L., Wang F., Zhang X. A graphene-based broadband optical modulator // *Nature*. 2011. V. 474. N 7349. P. 64–67. doi: 10.1038/nature10067
11. Fan F., Gu W.-H., Chen S., Wang X.-H., Chang S.-J. State conversion based on terahertz plasmonics with vanadium dioxide coating controlled by optical pumping // *Optics letters*. 2013. V. 38. N 9. P. 1582–1584. doi: 10.1364/OL.38.001582
12. Соболева В.Ю., Гусев С.И., Ходзицкий М.К. Биосенсор на основе метапленки для определения концентрации глюкозы в крови человека // *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*. 2018. Т. 18. № 3. С. 337–383. doi: 10.17586/2226-1494-2018-18-3-377-383
13. Соболева В.Ю. Разработка высокочувствительного сенсора на основе метаповерхности для определения концентрации глюкозы в крови человека: дипломная работа. СПб.: Университет ИТМО, 2018.
14. Ferraro A., Zografopoulos D.C., Caputo R., Beccherelli R. Broad and Narrow-Line Terahertz Filtering in Frequency-Selective Surfaces Patterned on Thin Low-Loss Polymer Substrates // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2017. V. 23. N 4. P. 8501308. doi: 10.1109/JSTQE.2017.2665641
15. Moiala A., Nasibulin A.G., Brown D.P., Jiang H., Khriachtchev L., Kauppinen E.I. Single-walled carbon nanotube synthesis using ferrocene and iron pentacarbonyl in a laminar flow reactor // *Chemical Engineering Science*. 2006. V. 61. N 13. P. 4393–4402. doi: 10.1016/j.ces.2006.02.020
16. Medina F., Mesa F., Marques R. Extraordinary transmission through arrays of electrically small holes from a circuit theory perspective // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 2008. V. 56. N 12. P. 3108–3120. doi: 10.1109/TMTT.2008.2007343
7. Grebenchukov A.N., Zaitsev A.D., Khodzitsky M.K. Optically controlled narrowband terahertz switcher based on graphene. *Chinese Optics*, 2018, vol. 11, no. 2, pp. 166–173. doi: 10.3788/CO.20181102.0166
8. Chen H.T., O'Hara J.F., Azad A.K., Taylor A.J., Averitt R.D., Shrekenhamer D.B., Padilla W.J. Experimental demonstration of frequency-agile terahertz metamaterials. *Nature Photonics*, 2008, vol. 2, no. 5, pp. 295–298. doi: 10.1038/nphoton.2008.52
9. Manceau J.M., Shen N.-H., Kafesaki M., Soukoulis C.M., Tzortzakis S. Dynamic response of metamaterials in the terahertz regime: Blueshift tunability and broadband phase modulation. *Applied Physics Letters*, 2010, vol. 96, no. 2, pp. 021111. doi: 10.1063/1.3292208
10. Liu M., Yin X., Ulin-Avila E., Geng B., Zentgraf T., Ju L., Wang F., Zhang X. A graphene-based broadband optical modulator. *Nature*, 2011, vol. 474, no. 7349, pp. 64–67. doi: 10.1038/nature10067
11. Fan F., Gu W.-H., Chen S., Wang X.-H., Chang S.-J. State conversion based on terahertz plasmonics with vanadium dioxide coating controlled by optical pumping. *Optics letters*, 2013, vol. 38, no. 9, pp. 1582–1584. doi: 10.1364/OL.38.001582
12. Soboleva V.Yu., Gusev S.I., Khodzitsky M.K. Metafilm-based biosensor for determination of glucose concentration in human blood. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2018, vol. 18, no. 3, pp. 337–383. (in Russian). doi: 10.17586/2226-1494-2018-18-3-377-383
13. Soboleva V.Yu. *Designing of a highly sensitive sensor based on the metasurface for determining the concentration of glucose in human blood*: diploma job. St. Petersburg, ITMO University, 2018. (in Russian)
14. Ferraro A., Zografopoulos D.C., Caputo R., Beccherelli R. Broad and Narrow-Line Terahertz Filtering in Frequency-Selective Surfaces Patterned on Thin Low-Loss Polymer Substrates. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2017, vol. 23, no. 4, pp. 8501308. doi: 10.1109/JSTQE.2017.2665641
15. Moiala A., Nasibulin A.G., Brown D.P., Jiang H., Khriachtchev L., Kauppinen E.I. Single-walled carbon nanotube synthesis using ferrocene and iron pentacarbonyl in a laminar flow reactor. *Chemical Engineering Science*, 2006, vol. 61, no. 13, pp. 4393–4402. doi: 10.1016/j.ces.2006.02.020
16. Medina F., Mesa F., Marques R. Extraordinary transmission through arrays of electrically small holes from a circuit theory perspective. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2008, vol. 56, no. 12, pp. 3108–3120. doi: 10.1109/TMTT.2008.2007343

Авторы

Гомон Даниэль Александрович — инженер, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, Scopus ID: 57201268879, ORCID ID: 0000-0002-5799-3379, dagomon@corp.ifmo.ru

Соболева Виктория Юрьевна — инженер, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, Scopus ID: 56419656800, ORCID ID: 0000-0003-4994-374X, soboleva.victoriia@mail.ru

Демченко Петр Сергеевич — студент, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, Scopus ID: 57194214776, ORCID ID: 0000-0003-4948-2023, petr.s.demchenko@gmail.com

Литвинов Егор Александрович — инженер, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, Scopus ID: 57203339214, ORCID ID: 0000-0003-3667-8545, ealitinov@corp.ifmo.ru

Шекланова Елизавета Борисовна — научный сотрудник, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, Scopus ID: 57193545300, ORCID ID: 0000-0001-6502-5370, e.sheklanova@itmo.ru

Ходзицкий Михаил Константинович — кандидат физико-математических наук, доцент, доцент, Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Российская Федерация, Scopus ID: 16444444600, ORCID ID: 0000-0001-7261-8350, khodzitskiy@yandex.ru

Authors

Daniel A. Gomon — engineer, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, Scopus ID: 57201268879, ORCID ID: 0000-0002-5799-3379, dagomon@corp.ifmo.ru

Victoria Yu. Soboleva — engineer, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, Scopus ID: 56419656800, ORCID ID: 0000-0003-4994-374X, soboleva.victoriia@mail.ru

Petr S. Demchenko — student, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, Scopus ID: 57194214776, ORCID ID: 0000-0003-4948-2023, petr.s.demchenko@gmail.com

Egor A. Litvinov — engineer, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, Scopus ID: 57203339214, ORCID ID: 0000-0003-3667-8545, ealitinov@corp.ifmo.ru

Elizaveta B. Sheklanova — Scientific researcher, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, Scopus ID: 57193545300, ORCID ID: 0000-0001-6502-5370, e.sheklanova@itmo.ru

Mikhail K. Khodzitskiy — PhD, Associate Professor, Associate Professor, ITMO University, Saint Petersburg, 197101, Russian Federation, Scopus ID: 16444444600, ORCID ID: 0000-0001-7261-8350, khodzitskiy@yandex.ru