

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»

На правах рукописи

Оспанова Анар

Электродинамические эффекты в метаматериалах с тороидным откликом

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

**Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических
наук**

Научный руководитель:
Башарин Алексей Андреевич
кандидат технических наук, доцент

Москва, 2019

Содержание

Введение	3
Глава 1. Обзор литературы	10
1.1. Метаматериалы и основные возникающие в них эффекты: отрицательное преломление, сверхразрешение, эффект клокинга	11
1.2. Метод мультипольного разложения	18
1.3. Мультипольные эффекты в метаматериалах	21
1.4. Тороидные метаматериалы и наблюдаемые в них эффекты	25
Глава 2. Методы исследования электродинамических свойств тороидных метаматериалов	31
2.1. Метод эквивалентных источников	31
2.2. Метод мультипольного разложения	37
2.3. Метод исследования спектра прохождения в безэховой камере	45
Глава 3. Результаты исследований	47
3.1. Метод эквивалентных источников для неизлучающих конфигураций	47
3.2. Эффект пассивной маскировки (клокинга) на основе мультипольного взаимодействия	60
3.3. Классический аналог электромагнитно-индуцированной прозрачности в терагерцовых диэлектрических метаматериалах	75
3.4. Диэлектрический тороидный метаматериал для возбуждения анапольной моды в оптическом диапазоне частот	83
3.5. Исследование тороидного дипольного момента <i>in situ</i>	95
Выводы	109
Список используемой литературы	111

ВВЕДЕНИЕ

Общая характеристика работы

Метаматериалы и метаповерхности – это искусственные периодические структуры, размеры ячеек которых меньше длины волны электромагнитного излучения. Впервые, теоретически метаматериалы были предсказаны профессором В. Г. Веселаго, который рассмотрел электродинамику среды с отрицательным показателем преломления в 1960-х годах [1]. Основываясь на этой идее, Джон Пендри впервые практически реализовал такую искусственную среду, ныне представляющую специфичную группу материалов – *метаматериалы*, отрицательный коэффициент преломления которых обеспечивался благодаря возникновению отрицательной магнитной проницаемости в периодической решетке разрезных кольцевых резонаторов (SRR – Split Ring Resonators) и отрицательной диэлектрической проницаемости на конечной частоте в тонких металлических проволочках [2].

Однако, последующие работы расширили применение метаматериалов, продемонстрировав возможность достижения таких свойств, как эффект сверхразрешения (преодоление дифракционного предела), возбуждение плазмонов, эффект клокинга или маскировки, и многие другие [3-5].

С другой стороны, это привело к повышению требований к свойствам метаматериалов, таким как сильная локализация полей в субволновых областях и высокая добротность метаматериалов за счет снижения радиационных и диссипативных потерь метаатомов.

В связи с этим, следует выделить особый вид метаматериалов, характеризующийся сильным тороидным откликом, так называемые *тороидные метаматериалы* [6]. Возникающие в них эффекты обусловлены возникновением тороидного момента – отдельного элемента мультипольного разложения, соответствующего электрическим токам, циркулирующим по поверхности тора вдоль его меридианов (полоидные токи) [7].

Хотя стандартное мультипольное разложение демонстрирует излучаемые источником поля, тороидный дипольный момент не включен в это разложение и часто исключается из рассмотрения в классической электродинамике [8]. С момента предсказания существования *статического тороидного диполя*, его значение было обсуждено в ряде твердотельных систем, включая сегнетоэлектрики и наноферромагнетики, мультиферроики, молекулярные магниты и др. [6, 9, 10].

Намного меньше известен *динамический тороидный момент*. Будучи физически отличным от динамического электрического дипольного момента, обладающий тороидным моментом источник излучает с тем же самым угловым моментом и свойствами в дальней зоне. Следовательно, тороидный и электрический дипольные моменты неразличимы для любого

удаленного наблюдателя [11]. Существование динамического тороидного диполя также показывает, что следует проявлять осторожность при установлении связи между свойствами дальнего поля электромагнитного источника и распределением заряда/тока, возбуждающего источник. Это относится ко многим областям науки, изучающих электромагнитные взаимодействия, и, в частности, важно для метаматериалов и устройств нанофотоники, где топология заряда/тока возбуждения служит для усиления локальных полей в субволновых областях. Кроме того, учитывая явную тороидную топологию большого количества биологически важных макромолекул и белковых комплексов, вполне разумно ожидать, что электромагнитные взаимодействия, связанные с тороидным дипольным моментом (и высших его мультиполей) может сыграть особую роль в природе.

Обнаружение тороидных возбуждений является сложной задачей. Динамический тороидный диполь взаимодействует с $\text{curl}\mathbf{B}$ и слабо взаимодействует с плоской волной, в то время как его проявление может быть замаскировано более сильными электромагнитными эффектами из-за электрических и магнитных дипольных и даже электрического квадрупольного моментов. Экспериментальное обнаружение тороидного отклика стало возможно только недавно, благодаря использованию концепции метаматериалов [11]. Эта концепция дает возможность наблюдать новые и экзотические оптические явления, контролируя характер электромагнитного отклика с помощью искусственно структурированных сред в субволновом масштабе. Эта демонстрация стимулировала работы по разработке метаматериалов и плазмонных систем, проявляющих сильный тороидный отклик [12].

Исследование тороидных метаматериалов, кроме того, обусловлено возбуждением анапольной моды – безызлучательного состояния. Впервые возможность возбуждения анапольного состояния в метаматериалах была показана в работе [13]. В этой пионерской работе продемонстрирована возможность практической реализации анаполя, соответствующего минимальному полю рассеяния и максимальной электромагнитной энергии в ближней зоне элементов метаматериалов. Возбуждение анапольной моды в метаматериалах и наночастицах имеет практическую важность для создания высокодобротных резонаторов, высокочувствительных сенсоров для биологии, химии, наноиндустрии в широком диапазоне частот электромагнитного спектра [14-17].

Естественным препятствием в создании и применении тороидных метаматериалов являются диссипативные потери во включениях метаматериалов и сложность фабрикация субволновых метаатомов, напоминающих 3D тороиды. Применение диэлектрических материалов способно решить обе эти задачи [18, 19].

Анализ публикаций последнего времени показывает высокую приоритетность задач, связанных с возбуждением тороидного отклика в области физики метаматериалов. Однако ряд

вопросов остается пока не решенным. Так, до сих пор не исследован вопрос возбуждения чистого тороидного дипольного момента и анаполя в планарных метаматериалах, не изучены вопросы, связанные с возбуждением нескомпенсированного векторного потенциала, а вопрос существования нетривиального неизлучающего источника является давно востребованным и ожидаемым в области нанофотоники и электродинамики в целом. В литературе представлено множество однотипных экспериментальных работ, связанных с тороидными метаматериалами, в то время как их практическое применение продемонстрировано только в двух экспериментальных работах, предлагающих использовать тороидные метаматериалы в качестве высокодобротных резонаторов, лазеров и спазеров [14, 15]. Ранее предложенные метаматериалы обладали довольно необычными и сложными в изготовлении и настройке 3D включениями, что сложно для задач в области терагерцового и оптических диапазонов частот, где размер включений ограничен микронным и нано масштабами. А манипулирование включениями, состоящими из расположенных в нескольких плоскостях SRR, часто является непосильной задачей при изготовлении таких метаматериалов. Поэтому в работе исследуются диэлектрические метаматериалы, которые являются важным шагом в упрощении технологии изготовления тороидных метаматериалов. Кроме того, мы также расширяем использование тороидных метаматериалов в область оптического диапазона частот, в котором существует острая необходимость применения высокодобротных субволновых резонаторов с сильной локализацией электрических и/или магнитных полей [16, 17, 20].

Другая важная проблема заключается в идентичности свойств тороидного и электрического дипольного момента в дальней зоне. Так, в литературе ведутся споры о необходимости учета тороидного дипольного момента в качестве отдельного члена мультипольного разложения [21, 22]. Очевидно, что необходимо экспериментальное подтверждение отличия ближних полей тороидного дипольного момента от распределения электрического дипольного момента, в том числе внутри метамолекулы тороидной топологии.

Также важной проблемой в области электродинамики анапольных метаматериалов является отсутствие подхода для проектирования новых метаматериалов, форма токов во включениях которых должна подчиняться определенным условиям для обеспечения безызлучательного состояния.

Таким образом, актуальность работы заключается в разработке новых теоретических подходов для проектирования анапольных метаматериалов, дизайна новых метаматериалов тороидной топологии и исследование новых эффектов в тороидных метаматериалах.

Цель работы: Разработка теории на основе метода эквивалентных источников для описания неизлучающих конфигураций и анапольных метаматериалов. Исследование эффектов, возникающих в тороидных метаматериалах. Разработка моделей диэлектрических

метаматериалов оптического диапазона. Экспериментальное исследование ближних полей метачастиц с тороидной топологией.

Для достижения заявленных целей перед автором были поставлены следующие **задачи**:

1. Построить теоретический метод описания электродинамики анапольных мод;
2. Разработать модель мультипольной анапольной маскировки субволновых частиц;
3. Разработать модель электромагнитно–индуцированной прозрачности, возникающей в терагерцовом диэлектрическом метаматериале методом погашения основных типов мультиполей;
4. Разработать модель диэлектрических метаматериалов для демонстрации тороидного отклика в видимом диапазоне частот;
5. Разработать и экспериментально исследовать метамолекулы на основе воды для демонстрации тороидного дипольного отклика в ближней зоне в микроволновом диапазоне частот внутри частиц (*in situ*).

Научная новизна. В работе впервые продемонстрирован полностью диэлектрический метаматериал с тороидным откликом для видимого диапазона частот. Разработан теоретический метод эквивалентных источников, объединяющий электродинамику неизлучающих конфигураций. Предложен новый метод электромагнитно-индуцированной прозрачности в диэлектрических метаматериалах, возникающий за счет погашения основных видов мультиполей. Впервые экспериментально продемонстрировано существование тороидного дипольного отклика в ближней зоне внутри метачастиц.

Теоретическая и практическая значимость работы.

Разработана теория, описывающая электродинамику анапольных состояний в метаматериалах. Показано, что введение асимметрии в метаатомы метаматериалов приводит к возникновению состояния анаполя. Эта теория позволит использовать единый подход для проектирования анапольных метаматериалов и дает рекомендации для выбора токов смещения во включениях метаматериалов.

Кроме этого, разработана модель пассивного устройства мультипольной маскировки субволновых объектов за счет взаимодействия между мультиполями электрического и тороидного типов, которые приводят к возникновению анапольного состояния и уменьшению рассеяния от объекта. Этот тип маскировки позволит скрывать субволновые объекты обладающие электрическим дипольным моментом и строить сверхчувствительные сенсоры ближнего поля.

Продemonстрирован новый тип электромагнитно-индуцированной прозрачности в диэлектрических метаматериалах, возникающий за счет погашения возбужденных во

включениях метаматериала мультиполей, что приводит к минимуму рассеянных полей и к возникновению пика прозрачности в спектре метаматериала. Этот тип прозрачности сопровождается высокой добротностью за счет пониженных радиационных потерь во включениях метаматериала и малых диссипативных потерь в диэлектриках, что может быть использовано для систем замедления света, в качестве открытых высокодобротных резонаторов с малыми радиационными и диссипативными потерями.

В работе предложена численная модель анапольного метаматериала оптического диапазона частот. Особенность этого метаматериала заключается в возможности изготовления перфорированных наноотверстий в кремниевой пластине по одношаговой технологии, что существенно для различных планарных оптических устройств и биологических сенсоров.

Помимо этого, в работе представлена и экспериментально исследована методом *in situ* диэлектрическая метамолекула на основе воды, с помощью которой доказано существование тороидного дипольного момента, благодаря подтверждению распределения ближних электромагнитных полей внутри тороидной метамолекулы. Практическая значимость эксперимента заключается в доказательстве отличия ближних полей тороидного дипольного момента, что важно для дальнейшего развития тороидной нанофотоники. Кроме того, практическая значимость исследования состоит в возможности лабораторного прототипирования диэлектрических метаматериалов и предсказание эффектов в них за счет создания дешевых водных образцов.

Методы. Численные расчеты проводились в коммерческой программе трехмерного электродинамического моделирования High Frequency Structure Simulator (HFSS), разработанной фирмой ANSYS [23]. Эта программа позволяет выполнять электродинамические расчеты трехмерных моделей методом конечных элементов (FDTD). Были рассчитаны распределения электромагнитных полей, спектры прохождения/отражения, а также диаграммы рассеяния и направленности.

Исследование ближнепольных взаимодействий проводилось на основе метода мультипольного разложения ближних полей излучающих и рассеивающих структур [24]. Разложения производились для сильнейших мультиполей первого и второго порядка – диполей и квадруполь электрического, магнитного и тороидного типа.

Экспериментальное исследование метамолекул на основе воды проводилось в безэховой камере методом зондирования распределения электрического и магнитного полей в ближней зоне в СВЧ диапазоне частот. Для измерения S-параметров (коэффициентов прохождения/отражения) использовался векторный анализатор цепей (VNA) Agilent E8362C [25].

Основные положения:

1. Разработан метод эквивалентных источников для анапольных метаматериалов;
2. Продемонстрирован эффект мультипольной пассивной маскировки, возникающий вследствие возбуждения анапольной моды между оболочкой и маскируемым объектом;
3. Представлен новый тип электромагнитно-индуцированной прозрачности в диэлектрических метаматериалах, возникающий за счет погашения возбужденных во включениях мультиполей;
4. Разработана численная модель перфорированного диэлектрического тороидного метаматериала для возбуждения анапольной моды в видимом диапазоне частот;
5. Экспериментально продемонстрировано распределение ближних электромагнитных полей внутри метамолекулы, обладающей тороидным дипольным моментом и подтверждено отличие тороидной моды от электрического дипольного момента.

Апробация работы. Результаты работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях и семинарах: 12th European Conference on Antennas and Propagation (9-13 April 2018, London, UK), International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (10-14 September 2018, Cartagena de Indias, Colombia), MetaNano 2018: The International Conference On Metamaterials And Nanophotonics (17-21 сентября 2018, Сочи, Россия), Nanophotonics and Micro/Nano Optics International Conference 2018 (1-3 October 2018, Rome, Italy), International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (9-13 September 2019, Granada, Spain).

Личный вклад автора. Автор выполнила теоретическую часть работы, предложила модели метаматериалов, выполнила численный расчет представленных моделей, обработку и анализ результатов исследования, сопоставление результатов эксперимента с результатами численного и аналитического моделирования, подготовила публикации и доклады конференций.

Публикации. Результаты, представленные в диссертации, опубликованы в 3 (трех) статьях в зарубежных реферируемых журналах, входящих в перечень Web of Science и список изданий, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией России для опубликования научных результатов диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук.

Вклад соавторов. Все исследования проведены непосредственно самим соискателем и включали в себя теоретические и экспериментальные исследования. В частности, соискатель производил работы по расчету и разработке численных моделей и экспериментальных образцов, обработке полученных результатов и написании статей.

Все работы по теме диссертации опубликованы в соавторстве с научным руководителем А. А. Башариным, который проводил общее руководство исследованиями. Л. Матекович и Дж.

Лабате принимали участие в разработке метода эквивалентных источников и модели устройства маскировки.

И. В. Стенищев и А. Ю. Бугакова принимали участие в численном моделировании электродинамики исследуемых структур. П. В. Капитанова и П. А. Белов выполнили экспериментальные микроволновые исследования.

Объём и структура диссертации. Работа изложена на 128 страницах и иллюстрирована 51 рисунками. Диссертация состоит из введения, двух глав и заключения. Список цитированной литературы содержит 293 наименований.

Во введении сформулированы задачи и цели, приведены ее актуальность и защищаемые положения, представлены научная новизна и практическая значимость работы, обозначена структура диссертации.

В главе 1 (Обзор литературы) приведены электродинамические эффекты, возникающие в метаматериалах на основе мультипольных взаимодействий. Также, представлен обзор по тороидным метаматериалам и возникающих в них анапольных модах.

В главе 2 приведены используемые в рамках исследований методы. Рассмотрены теоретический метод эквивалентных источников, в рамках метода мультипольного взаимодействия приведены выражения для мультиполей и анапольной моды. Также, представлено описание экспериментального метода исследования диэлектрических метамолекул в микроволновом диапазоне частот.

В главе 3 представлены результаты исследования по теме диссертации. Раздел 3.1 содержит условие для неизлучающих источников, выведенное в рамках метода эквивалентных источников. Также, в этом разделе приведен пример неизлучающего источника на основе асимметричной метамолекулы. В разделе 3.2 представлен эффект мультипольной маскировки терагерцового диапазона, возникающий при установлении анапольной моды. В разделе 3.3 представлен классический аналог электромагнитно-индуцированной прозрачности в терагерцовых диэлектрических метаматериалах. Раздел 3.4 посвящен модели анапольного диэлектрического метаматериала в оптическом диапазоне частот. В разделе 3.4 приведены результаты исследования диэлектрического метаматериала в микроволновом диапазоне *in situ*.

В заключении сформулированы основные научные результаты работы.

Глава 1

Обзор литературы

Нанопотоника – наука о взаимодействии света с субволновыми включениями, изучает резонансные эффекты, возникающие при рассеянии света диэлектрическими и плазмонными частицами. В частности, теория Ми позволяет аналитически рассчитать рассеяние электромагнитных волн от простейших частиц сферической и цилиндрической формы и учесть сопутствующие интерференционные эффекты [26, 27]. Однако, для теоретического описания рассеяния электромагнитных волн более сложными частицами необходим учет более сложных взаимодействий мультиполей, возбужденных в мета-частицах и метаматериалах состоящих из них [8, 13, 21].

Электродинамические эффекты, наблюдаемые в метаматериалах, основаны на возбуждении электрических и магнитных дипольных моментов в метаатомах. Взаимодействие мультиполей приводит к возникновению высокодобротных эффектов, таких как Фано-резонанс и эффект электромагнитно индуцированной прозрачности, эффекты Керкера и маскировки субволновых частиц [4, 28-37]. Однако наблюдение этих эффектов имеют три ограничения связанные с диссипативными потерями в метаатомах и с радиационными потерями, связанными с паразитным рассеянием электромагнитных волн частицами. Третье ограничение связано с технологическими трудностями при фабрикации сложных включений метаматериалов, особенно в оптическом диапазоне частот [38-40].

Поэтому актуальной задачей в области электродинамики метаматериалов является исследование новых типов мультипольных взаимодействий между метаатомами, вне классических электрических и магнитных дипольных моментов, исследование новых типов прозрачности и разработка устройств клокинга с пониженными нерадиационными потерями, а также метаматериалов с простыми видами включений для фабрикации. Для этого в диссертации будут исследованы электродинамические эффекты в метаматериалах, основанные на взаимодействии тороидного дипольного момента и состояния неизлучающего анаполя.

1.1. Метаматериалы и основные возникающие в них эффекты: отрицательное преломление, сверхразрешение, эффект клокинга

Метаматериалы и метаповерхности являются периодическими структурами с периодом и размерами ячеек много меньше длины падающей электромагнитной волны. Единичным структурным элементом таких материалов являются *метаатомы*, которые, по аналогии с атомами вещества, составляют периодическую решетку метаматериала. В зависимости от длины волны, размеры метаатомов варьируются от нескольких миллиметров для микроволн до нанометров для оптического спектра [3, 41, 42].

Из метаатомов состоят объемные структуры – метаматериалы и планарные структуры – метаповерхности со свойствами, не встречающимися в природных средах. Среди них стоит отметить такие свойства, как отрицательная рефракция, эффект сверхразрешения (преодоление дифракционного предела), возбуждение плазмонов и другие [43-46].

Первая волна исследований метаматериалов была связана с возбуждением обратных волн. Такие волны возможны в метаматериалах с отрицательным коэффициентом преломления, $n = \sqrt{-\varepsilon}\sqrt{-\mu}$, которые имеют отрицательную диэлектрическую и магнитную проницаемости, что приводит к отрицательной рефракции. Впервые возможность существования волновых процессов в веществе, в которых фазовая и групповая скорость направлены в противоположные стороны, была отмечена в работе Г. Лэмба [47]. Практически одновременно с ней, в работе [48] было показано, что в среде, в которой могут существовать обратные волны, источник излучения возбуждает сходящиеся волны. Эти работы не относились к популярной тематике своего времени, и следующая работа об обратных волнах была опубликована лишь 40 лет спустя Мандельштамом, в которой было впервые предсказано существование отрицательной рефракции [49]. В работе [50] Д. В. Сивухин показал, что в средах с отрицательными значениями диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостями, групповая и фазовая скорости волны направлены в противоположные стороны. Такие волны обладают отрицательной фазовой скоростью, но при этом групповая скорость, которая отвечает за скорость распространения энергии в среде, все равно направлена всегда от источника. Последующая работа в исследовании отрицательной рефракции света была опубликована В. Г. Веселаго в 1967 году и произвела настоящую революцию в электродинамике [1]. В этой работе Веселаго предложил идею создания линзы из плоскопараллельного слоя материала со значениями $\varepsilon = \mu = -1$, которая фокусирует изображение объекта, помещенного перед ней. Также, в этой работе указано, что в электромагнитной волне, распространяющейся в такой среде, электрическая $\mathbf{E}$ и магнитная $\mathbf{H}$ компоненты поля и волновой вектор $\mathbf{k}$ образуют левую тройку векторов (рисунок 1). Эту

статью постигла судьба трудов да Винчи, опережавших свое время, и первое обращение к ней было сделано лишь 30 лет спустя. В своей революционной статье Дж. Пендри [3] показал, что линза, предложенная Веселаго, может создавать изображение источника без искажений на масштабе менее длины волны, то есть не ограниченную дифракционным пределом (рисунок 2). Позже в научной литературе такую линзу называли суперлинзой. Этот эффект Пендри объяснил тем, что волны, экспоненциально затухающие – эванесцентные в обычной оптической среде, усиливаются в среде с отрицательными значениями диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостей. На основе этих исследований, первый эксперимент по сверхразрешению был сделан в 2003 году [51, 52].

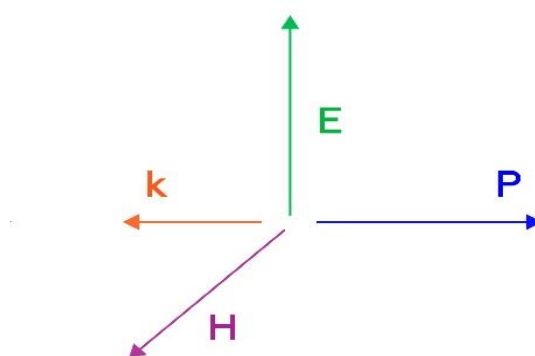


Рисунок 1 – Изображение левой тройки векторов волнового вектора и компонент электромагнитной волны. $\mathbf{k}$ – фазовая скорость волны, $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ – электрическая и магнитная компоненты поля, $\mathbf{P}$ – вектор Пойтинга.

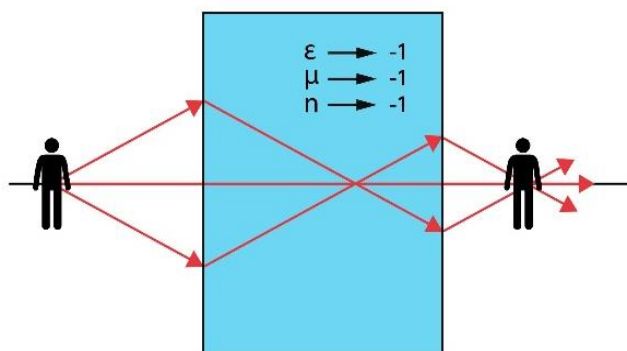


Рисунок 2 – Схематическое изображение линзы Веселаго.

Что касается создания материалов с *отрицательной рефракцией*, то есть отрицательными значениями ϵ и μ , исследования в этом направлении также перешли в самостоятельную ветвь науки, активно развивающейся по сей день. Стоит отметить, что материалы с отрицательными значениями ϵ и μ разрабатывались и использовались еще задолго до судьбоносной статьи Пендри: благородные металлы как золото, серебро, и другие, обладают отрицательным значением диэлектрической проницаемости в оптическом и инфракрасном спектральных диапазонах частот. Помимо этого, ферромагнитный резонанс в ряде случаев сопровождается появлением отрицательной магнитной проницаемости, но только в микроволновом диапазоне частот. Однако, веществ, обладающих магнитными свойствами в оптическом диапазоне частот в природе не существует.

Поэтому существует потребность создания искусственных веществ, обладающих динамическим магнетизмом во всех диапазонах.

Так, в физике метаматериалов такую роль играет проводящее включение в форме подковы или в форме кольцевого резонатора с разрезом, также известное как split-ring resonator (SRR), то есть разрезного кольцевого резонатора. Внешняя электромагнитная волна наводит в таком кольце токи, которые приводят к резонансному поведению магнитной проницаемости с отрицательными значениями на высоких частотах [53-55]. Идея о создании такой структуры впервые была предложена Щелкуновым и Фриисом [56], опубликованной в 1952 году, и первичное ее назначение заключалось в оптимизации работы антенн. В первых исследованиях реализация отрицательных значений диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостей рассматривалась по отдельности. Экспериментальные исследования метаматериалов из проводящих металлических микропроводов приведены в [57]. Два микропровода различной длины обеспечивали резонансы на двух различных частотах в сверхвысокочастотном (СВЧ) диапазоне, на основе которых был продемонстрирован композитный материал, имеющий два различных отрицательных минимума в частотной зависимости диэлектрической проницаемости. Другая пара включений в виде плазменных цилиндров позволяет получить ненулевую магнитную проницаемость на оптических частотах, что позже было использовано при создании искусственного магнетизма в оптическом и инфракрасном диапазонах частот. Работа [58] содержит экспериментальные данные по исследованию структуры, состоящей из смеси с включениями в форме бифилярных спиралей, поддерживающих отрицательные значения диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостей.

Исследование и развитие таких включений способствовало исследованию эффекта *сверхразрешения* или преодоление дифракционного предела. Работы [59-65] указывали на необходимость получения метаматериалов с малыми потерями для достижения сверхразрешения. Тот факт, что омические потери могут быть значительно уменьшены в

тонких линзах Веселаго [64], свидетельствовал о возможности достижения эффекта сверхразрешения в реальных условиях при помощи метаматериалов. При взаимодействии электромагнитной волны с обычной линзой либо с обыкновенным прозрачным материалом, проблема заключается в экспоненциальном затухании эванесцентных волн, которые отвечают за информацию о малых частях объекта, размеры которых меньше длины волны, т.е. меньше дифракционного предела (рисунок 3). Таким образом, до области фокуса обычной линзы доходят только гармоники, длина волны которых больше длины волны света, а гармоники с большими значениями волнового числа, наоборот, затухают еще в области источника, что не дает возможности фокусирования в область фокуса отклика от абсолютно всех частей объекта. Для получения идеального изображения с помощью линзы необходимо, чтобы распространяющиеся и эванесцентные волны в области фокуса имели такие же амплитуды и фазы, как и в области источника. В своей теоретической работе Пендри продемонстрировал, что затухающие эванесцентные гармоники в слое из метаматериала с отрицательной рефракцией – линзе Веселаго начинают экспоненциально возрастать к дальнему от источника краю слоя, т. е. резонансно усиливаться. В случае метаматериала с $\varepsilon = \mu = -1$ соотношение между амплитудами распространяющихся и затухающих волн восстанавливается точно в фокусе, в результате чего получается точное изображение объекта, не искаженное дифракционным пределом. Исходя из этого, линза Веселаго-Пендри определяется как оптический прибор, пропускающий без искажений распространяющиеся волны и усиливающий гармоники с мнимыми коэффициентами распространения, сохраняя необходимые фазовые соотношения.

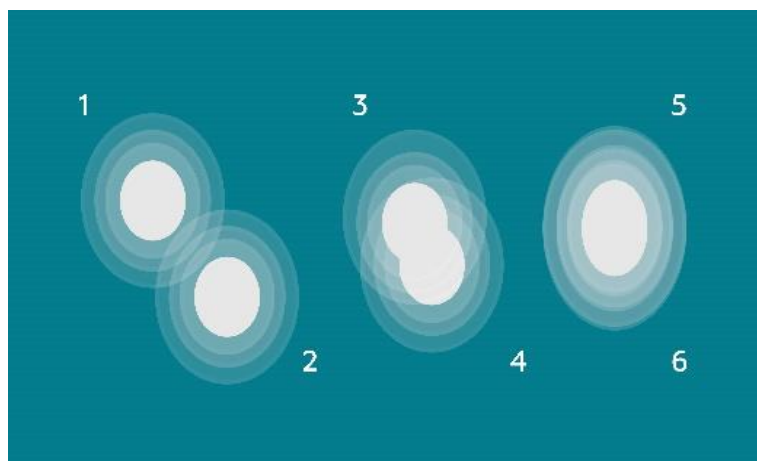


Рисунок 3 – Изображение дифракционного предела.

Одна из успешных реализаций суперлинзы продемонстрирована в работе [64]. Плоская линза, изготовленная для демонстрации сверхразрешения из метаматериала, состояла из одного слоя резонаторов в форме разнонаправленных витков спирали и проводящих проводов. В микроволновом диапазоне частот такая структура демонстрировала сверхразрешение. Этот эффект, как было показано в [52, 66], проявляется вследствие концентрации энергии поля у дальней стенки плоскопараллельного слоя метаматериала, взаимодействующего с электромагнитной волной.

С эффектом *сильной локализации электромагнитного поля* в метаматериалах связаны большие ожидания для создания высокодобротных открытых субволновых резонаторов, способных концентрировать поля в области, размеры которых значительно меньше длины волны падающего электромагнитного излучения. Кроме того, в оптическом и микроволновом диапазонах частот сильно локализованные электромагнитные поля широко применяются для возбуждения нелинейных эффектов [67]. Проблема создания миниатюрных высокодобротных резонаторов также остро стоит в области мощных лазеров. Геометрические размеры резонаторов должны быть не меньше половины длины волны света. Однако, метаматериалы и отдельные метаатомы способны обеспечить генерацию лазера даже на одном субволновом метаатоме. В качестве резонаторов предложены массивы плазмонных наночастиц [68-71] и наноотверстий [72-75], в которых возникают плазмонные резонансы, определяющие работу спазеров. Ряд таких метаматериалов, как антенны-бабочки [76], U-образные полости [77] и V-образные оптические резонансные антенны [78] способны локализовать в узком зазоре электрическое поле при взаимодействии с внешней электромагнитной волной, благодаря чему такие оптические резонансные нано-антенны находят применения в нелинейной оптике [79-82], приложениях для ближнепольной сканирующей микроскопии [83, 84], а также для спектроскопии комбинационного рассеяния света [85] и т. д. С другой стороны, некоторые наноструктуры были предложены для усиления и локализации магнитного поля наноструктур, такие как наноструктура *diabolo* [86], наноантенна *кросс-diabolo* [87] и т. д.

На сегодняшний день, применение метаматериалов распространено практически на весь диапазон частот, однако, применение метаматериалов в притягательном оптическом диапазоне ограничено как в технологическом плане, так и благодаря диссипативным и радиационным потерям.

Реализация оптических метаматериалов важно для биологических исследований [57, 81, 83, 84, 88], для управления видимым светом [89-92], в медицине и прочих приложениях [30, 93, 94]. Зачастую, для важных на оптических частотах эффектов клокинга и сверхразрешения, применение метаматериалов является единственным прямым решением.

Наиболее очевидным проявлением невидимости в широком понимании этого слова является *эффект маскировки*, так же известного как *эффект клокинга* (cloaking – маскировка, сокрытие), который приобрел широкую известность благодаря попыткам создания шапки-невидимки. В научной литературе основоположником этого направления в современном его проявлении принято считать Дж. Пендри, однако попытки воплотить в жизнь идеи о невидимости предпринимались и ранее [56]. В работах [95, 96] Пендри и соавторы, руководствуясь математическими выкладками Ульфа Леонхардта [97, 98], предложили принципиально новый метод маскировки – *трансформационную оптику* (ТО), основывающийся на искривлении фронта падающей на объект электромагнитной волны маскирующим покрытием, которое заставляет лучи света огибать объект, а после принимать исходное направление. Со стороны это будет выглядеть так, будто падающая волна прошла через объект без искажений фронта волны, и внешний наблюдатель вместо замаскированного объекта фиксирует лишь неискаженный фронт волны. Чтобы достичь этого, требуется выполнение условий, чтобы длина пути каждого луча в оболочке должна оставаться такой же, как и до взаимодействия с объектом, как будто бы луч распространялся прямолинейно в свободном пространстве. В противном случае, лучи, искаженные оболочкой, будут интерферировать с другими, не взаимодействовавшими с маскирующим покрытием лучами, становясь видимым для наблюдателя. В этих целях были разработаны различные типы маскирующих покрытий, однако стоит отметить два основных принципа: маскировка на основе явления волнового обтекания, маскировка на основе компенсации рассеяния.

Маскировка на основе явления волнового обтекания имеет место при помещении объекта внутрь оболочки, которая заставляет электромагнитные волны огибать объект, а затем восстанавливать волновой фронт и распределение интенсивностей (рисунок 4). Электромагнитные свойства самого маскируемого объекта не влияют на взаимодействие оболочки и электромагнитной волны. Популярным в настоящий день направлением в создании маскировочных покрытий является маскировка на основе трансформационной оптики, в основе которой лежит инвариантность уравнений Максвелла относительно координатных преобразований при надлежащем преобразовании электромагнитных материальных параметров среды (тензоры диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостей) [99]. Первые экспериментальные работы по маскирующим поверхностям были проведены на основе различных включений, таких как разомкнутые кольцевые резонаторы (РКР), канонических спиралей и прочих [100, 101]. Первая экспериментальная реализация двумерного маскирующего устройства на основе метаматериалов в микроволновом диапазоне была проведена на основе работы [100] 2006 года. Другим широко применяемым методом являются

ковровые маскирующие покрытия, основанные на трансформационной оптике и волновом обтекании [102-105].

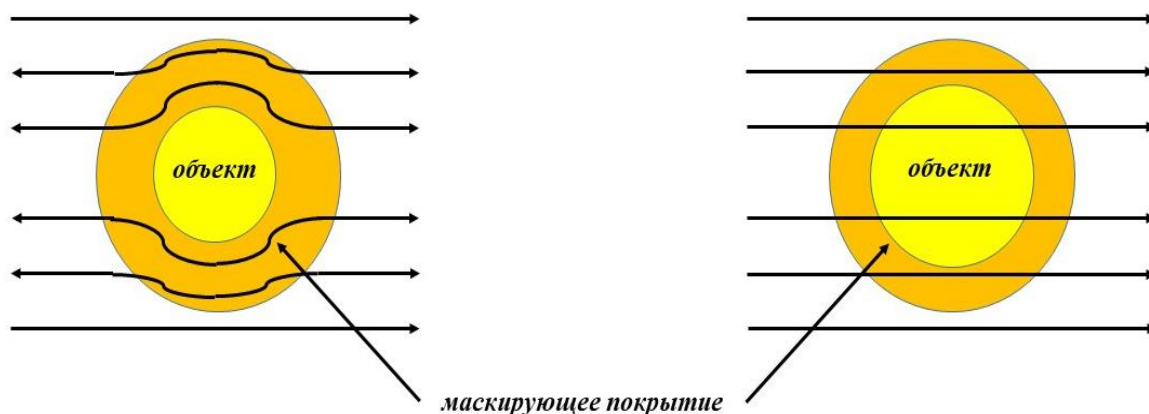


Рисунок 4 – Эффект маскировки (клокинга) на основе явления волнового обтекания.

Маскировка на основе компенсации рассеяния основывается на том, что рассеяния от маскируемого объекта и маскирующего покрытия компенсируют друг друга, вследствие чего электромагнитная волна проходит сквозь объект с пониженными нерадационными потерями. В этом случае, электромагнитные свойства маскируемого объекта влияют на взаимодействие оболочки и электромагнитной волны, то есть, при разработке маскирующего покрытия нужно учитывать свойства и самого маскируемого объекта. Идея основывается на том, что для подавления рассеяния от одного объекта, к нему необходимо добавить (покрыть его) другой объект, поле рассеяния которого имеет такую же амплитуду, но колеблется в противофазе [18, 19, 106, 107]. К данному виду маскировочных покрытий относятся плазмонные покрытия (plasmon cloaking), структурированные метаповерхности (mantle cloaking). Идея маскировки с помощью плазмонных покрытий заключается в помещении объекта в оболочку из благородных металлов (золото, серебро, алюминий) диэлектрическая проницаемость которых отрицательна. Дипольный (или магнитный) момент оболочки находится в противофазе по отношению к вектору дипольного момента объекта (рисунок 5) [108-113].

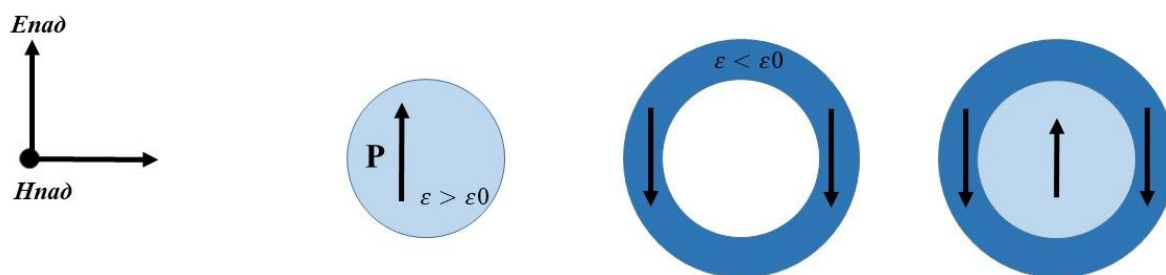


Рисунок 5 – Эффект маскировки (клокинга) на основе компенсации рассеяния.

Метод маскировки с помощью структурированных метаповерхностей (mantle cloaking) заключается в подавлении рассеянного от объекта поля с помощью поверхностных токов, наводимых на метаповерхностях. Внешнее электромагнитное излучение возбуждает поверхностные токи на метаповерхности, рассеянное поле которых колеблется в противофазе с рассеянным полем объекта, в результате чего возникает деструктивная интерференция, что приводит к устранению рассеяния назад от маскируемого объекта [5, 114-120].

Интерес исследования невидимости в оптическом диапазоне подкрепляется важным приложением в *биологии* и в *медицине*. Наноразмерные метаматериалы и метаповерхности применяются в диагностировании и терапии различных заболеваний, а также в различных биологических исследованиях. Одним из ярких примеров является терапия и визуализация раковых опухолей. Стандартная химическая терапия убивает как и раковые, так и здоровые клетки организма. Множество лабораторных исследований продемонстрировали возможности диагностирования и лечения раковых заболеваний за счет применения наночастиц. В результате биологических и физических процессов, металлические или металлодиэлектрические наночастицы прикрепляются к поверхности раковых клеток, либо попадают внутрь них. Этот зараженный участок облучается в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне, рассеянное излучение от которого дает возможность визуализировать опухоль. Кроме того, достаточно сильное излучение локально нагревает наночастицы до 700°C за счет плазмонного резонанса, что приводит к гибели раковых клеток. Здесь в качестве наночастиц могут быть использованы золотые наночастицы, одностенные нанотрубки, ферромагнитные наночастицы и другие [121-126]. В диагностике, наночастицы могут выступать в качестве биосенсоров. На сегодняшний день, предложено большое число методов создания биосенсоров на поверхностных и локализованных плазмонах [127-137].

1.2 Метод мультипольного разложения

Исследование электромагнитных свойств метаматериалов, также как и субволновых метачастиц, производится на основе характеристик рассеяния, получаемых из интерференции возбужденных в метаатомах динамических мультиполей. В современной нанофотонике возбуждение и интерференция мультиполей позволяет проводить манипулирование светом в

субволновых масштабах, что необходимо во многих приложениях [4, 6, 8, 12, 15, 30, 32, 90, 138-169]. Общепринятое мультипольное разложение проводилось в основном для динамического распределения заряда и токов в области, масштабы которой меньше эффективной длины волны света, вследствие чего возбуждаются только электрический и магнитный дипольные моменты и их высшие мультиполи [170-172]. Тем не менее, для корректного описания характеристик рассеяния и излучения объектов тороидальной топологии, применение классических мультиполей оказывается недостаточным [36, 170-172]. Для точного анализа особенностей и оптимизации метаструктур, проводятся исследования в области мультипольных взаимодействий и применение в ряде мультипольного разложения тороидного дипольного момента позволяет использовать дополнительную степень свободы при проектировании новых метачастиц.

Излученные поля в дальней зоне произвольным ограниченным распределением токов в сложной метачастице описывается рядом мультипольного разложения, который учитывает три семейства дипольных моментов: электрический, магнитный, тороидный и их высшие мультиполи квадрупольного, октопольного порядков и выше [8, 13, 21]. Схематическое изображение трех типов мультиполей до октопольного порядка, а также их диаграммы направленности в дальней зоне приведены на рисунке 6. Как мы видим, диаграмма направленности электрического дипольного момента соответствует равномерному излучению во всех направлениях, аналогично излучению обычного вибратора Герца. Магнитный дипольный момент возникает вследствие кругового тока и осциллирует по главной оси возникшего кольца. Тороидный дипольный момент возникает вследствие завихрения магнитного поля, возникшего из-за круговых токов (об этом подробнее написано ниже), диаграмма направленности аналогична электрическому дипольному моменту. Квадрупольные и октопольные отклики являются усложненными геометриями соответствующих дипольных моментов. Наложение излучения от токов и зарядов приводит к возникновению дополнительных лепестков диаграмм направленности.

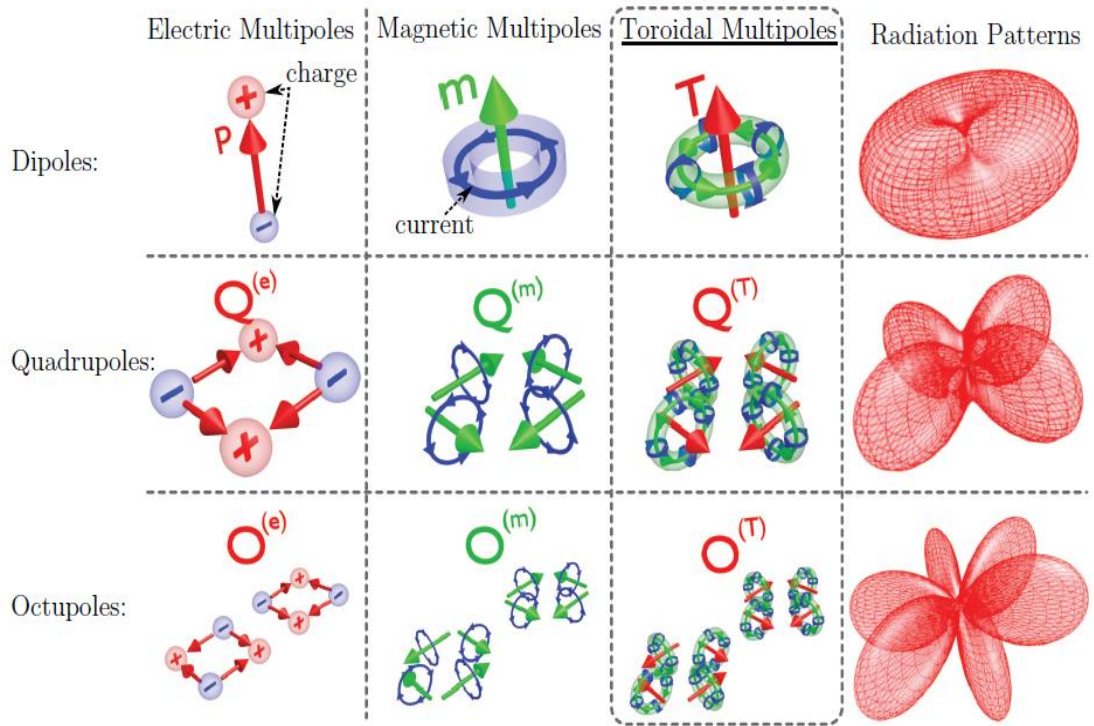


Рисунок 6 – Схематическое изображение электрического, магнитного и тороидного мультиполей до октупольного порядка и их диаграммы направленности [12].

Полная интенсивность излучения мультиполей определяется формулой [12, 13]:

$$I = \frac{2\omega^4}{3c^3} |\mathbf{P}|^2 + \frac{2\omega^4}{3c^3} |\mathbf{M}|^2 + \frac{4\omega^5}{3c^4} \text{Im}(\mathbf{P} \dagger \mathbf{T})^2 + \frac{2\omega^6}{3c^5} |\mathbf{T}|^2 +$$

$$+ \frac{\omega^6}{5c^5} |\mathbf{Q}^{(e)}|^2 + \frac{\omega^6}{20c^5} |\mathbf{Q}^{(m)}|^2 - \frac{2\omega^6}{15c^5} \text{Re}(\mathbf{M} \dagger \langle \mathbf{R}_m^2 \rangle). \quad (1)$$

Полный список мультипольных моментов до магнитного октопуля, а также интенсивность их излучения приведены ниже:

$$\mathbf{P} = \int \frac{i}{\omega} \int d^3r \mathbf{J}_a \quad (2)$$

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2c} \int d^3r [\mathbf{r} \times \mathbf{J}]$$

$$\langle \mathbf{R}_m^2 \rangle^{(1)} = \frac{1}{2c} \int d^3r [\mathbf{r} \times \mathbf{J}] \cdot \mathbf{r}^2$$

$$\mathbf{T} = \frac{1}{10c} \int d^3r [(\mathbf{r} \cdot \mathbf{J}) \mathbf{r} - 2r^2 \mathbf{J}]$$

$$\mathbf{T}^{(1)} = \frac{1}{28c} \int d^3r [3r^2 \mathbf{J} - 2r (\mathbf{r} \cdot \mathbf{J})] \cdot \mathbf{r}^2$$

$$Q_{\alpha,\beta}^{(e)} = \frac{1}{2i\omega} \int d^3r [r_\alpha J_\beta + r_\beta J_\alpha - \frac{2}{3} \delta_{\alpha,\beta} (\mathbf{r} \cdot \mathbf{J})]$$

$$Q_{\alpha,\beta}^{(m)} = \frac{1}{3c} \int d^3r [\mathbf{r} \times \mathbf{J}]_\alpha r_\beta + \{\alpha \leftrightarrow \beta\}$$

$$Q_{\alpha,\beta}^{(T)} = \frac{1}{28c} \int d^3r [4r_\alpha r_\beta (\mathbf{r} \cdot \mathbf{J}) - 5r^2 (r_\alpha J_\beta + r_\beta J_\alpha) + 2r^2 (\mathbf{r} \cdot \mathbf{J}) \delta_{\alpha,\beta}]$$

$$O_{\alpha,\beta,\gamma}^{(e)} = \frac{1}{6i\omega} \int d^3r [J_\alpha \left(\frac{r_\beta r_\gamma}{3} - \frac{1}{5} r^2 \delta_{\beta,\gamma} \right) + r_\alpha \left(\frac{r_\gamma J_\beta}{3} + \frac{r_\beta J_\gamma}{3} - \frac{2}{5} (\mathbf{r} \cdot \mathbf{J}) \delta_{\beta,\gamma} \right) + \{\alpha \leftrightarrow \beta, \gamma\} + \{\alpha \leftrightarrow \gamma, \beta\}]$$

$$O_{\alpha,\beta,\gamma}^{(m)} = \frac{15}{2c} \int d^3r (r_\alpha r_\beta - \frac{1}{5} r^2 \delta_{\alpha,\beta}) [\mathbf{r} \times \mathbf{J}]_\gamma + \{\alpha \leftrightarrow \beta, \gamma\} + \{\alpha \leftrightarrow \gamma, \beta\},$$

где $\alpha, \beta, \gamma = \{x, y, z\}$. Выражения в (2) приведены в декартовой системе координат, что удобно для последующего расширения их применения для периодически расположенных на метаповерхности метаатомов.

1.3. Мультипольные эффекты в метаматериалах

Мультипольное взаимодействие может происходить как между мультиполями одного типа (к примеру, электрические диполь и квадруполь), так и между мультиполями разного типа (электрический и магнитный или тороидный диполи).

Взаимодействие электрических мультиполей. В нанофотонике, исследованию интерференции электрических мультиполей придавалось больше значения, в то время как исследование магнитных и тороидных мультиполей получило развитие сравнительно недавно [6, 12, 42, 93]. Вследствие чего, проводились исследования преимущественно электрического отклика с пренебрежением магнитного, в частности в оптическом режиме, где не встречается магнитных дипольных моментов. Электрический дипольный (ЭД) момент возникает в результате взаимодействия двух разноименных зарядов в единице объема.

Комбинации нескольких ЭД с настраиваемыми фазами и амплитудами дают возможность для формирования направленной и узкой диаграммы направленности для многих приложений нанофотоники, таких как зондирование, наноантенны и фотоэлектрические устройства [138,

173-176]. В более общей форме эффект состоит в том, что пара ЭД при правильно настроенной разности фаз и смещении приводит к конструктивному усилению рассеяния в одном направлении вследствие “накапливания” фаз за счет разности оптических путей. Более сложные комбинации из ЭД приводят к изменению направления распространения мод поверхностных плазмон-поляритонов (surface plasmon polaritons, SPP), возбужденных падающей круговой-поляризованной волной [177]. Механизм связанных ЭД также может быть использован для формирования диаграмм направленности точечных излучателей [178, 179] и для перестраиваемых метаповерхностей [89 143, 180].

Принцип интерференции между ЭД можно распространить и на электрические мультиполи высокого порядка, простейшим случаем которого является пространственное перекрытие электрической дипольной и электрической квадрупольной (ЭК) мод. Одной из платформ для такой интерференции является рассеяние Ми сферическими частицами с падающей плоской волной [27]. Анализ четности показывает, что электрические диполи и квадрупольные мультиполи могут интерферировать конструктивно и деструктивно в прямом и обратном направлениях соответственно [139, 181]. Согласно теории Ми, рассеянное от частицы поле имеет следующий вид [27]:

$$Q_{sca} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=-l}^l (2l+1) (|a_E(l, m)|^2 + |a_M(l, m)|^2), \quad (3)$$

где $a_E(l, m)$ и $a_M(l, m)$ коэффициенты рассеяния электрического и магнитного типа, соответственно. l – номер сферической гармоники, определяющий порядок мультиполя.

Интерес представляют резонансы Фано, основанные на взаимодействии мультиполей как одного типа разного порядка, так и мультиполей разных типов [4, 28-35, 182-185]. Резонанс Фано присущ для квантовых систем и происходит вследствие наложения двух собственных мод, одна из которых представляет собой узкую, так называемую светлую моду, а вторая субрадиационную широкую, так называемую темную моду [185, 186]. Спектральное наложение двух мод приводит к появлению высокодобротного асимметричного пика прохождения. Впервые резонанс Фано в метаматериалах был исследован в массиве асимметричных SRR колец [4]. Внешнее микроволновое излучение возбуждает антисимметричные токи в обеих частях разорванного кольца, которые приводят к возникновению перпендикулярных к поверхности метаматериала магнитных диполей, выступающих в качестве субрадиационной моды, интерферирующих с внешней, более широкой сверхрадиационной электрической модой, вследствие чего возникает классический резонанс Фано. Резонансы Фано могут возникать так же вследствие интерференции дипольной Ми моды и квадрупольной моды, приводящих к их интерференции [182]. Интерференция падающей и отраженной волн приводит к ближнепольному взаимодействию, в результате которого происходит усиление (конструктивная

интерференция) или подавление (деструктивная интерференция) электромагнитных полей в дальней зоне [185, 186]. В случае частиц больших размеров по сравнению с длиной волны, мультипольные моды высшего порядка также могут интерферировать с широкой дипольной модой и порождать резонансы Фано высшего порядка [31].

Взаимодействие магнитных мультиполей. Все принципы, описывающие взаимодействия электрических мультиполей, с учетом четности уравнений Максвелла, можно прямо сопоставить с магнитными мультиполями. Магнитный отклик системы имеет большое значение в нанофотонике [42, 93], как в традиционных плазмонных, так и в полностью диэлектрических структурах [90, 138, 187] для формирования оптического магнетизма и так называемого магнитного света [188].

В кластерах полностью диэлектрических наночастиц наблюдаются магнитные резонансы Фано [140, 141, 149], что аналогично электрическому резонансу Фано, наблюдаемому в металлических частицах [31, 32, 142].

Взаимодействие электрических и магнитных мультиполей. В нанофотонике присутствие магнитного отклика обеспечивает дополнительную степень свободы для эффективного управления светом одновременно электрическим и магнитным мультиполями в метачастицах [90, 138, 144, 187].

Одним из наиболее ярких примеров является демонстрация одновременного усиления прямого рассеяния и подавления обратного рассеяния, основанного на интерференциях ЭД и МД – так называемое условие Керкера (рисунок 7) [36,37, 89, 94, 138, 144,145]. Классически, это условие предсказано для магнитодиэлектрической частицы, у которой $\varepsilon = \mu$. Однако такую частицу создать сложно, особенно в оптическом диапазоне частот из-за отсутствия веществ, обладающих магнитной проницаемостью в оптическом диапазоне частот. Тем не менее, равенство коэффициентов рассеяния электрического и магнитного типов можно добиться за счет создания диэлектрических наночастиц, в которых энергия рассеяния электрического и магнитного дипольных моментов равны. Так, впервые это было продемонстрировано для кремниевой наночастицы в оптическом диапазоне частот [145].

Взаимодействие мультиполей различной четности приводит к полному исключению рассеяния вперед или назад, в зависимости от взаимодействующих мод в метачастицах. В частности, действует следующее простое правило: четность рассеяния противоположна для мультиполей одного типа и соседнего порядка (к примеру, для четного ЭД и для нечетного ЭК), и для мультиполей одного порядка и разного типа (к примеру, для нечетного ЭК и четного МК). Это отражено в выражении для рассеяния назад падающей плоской волны от сферической частицы (формула 3) [8, 27, 145,146].

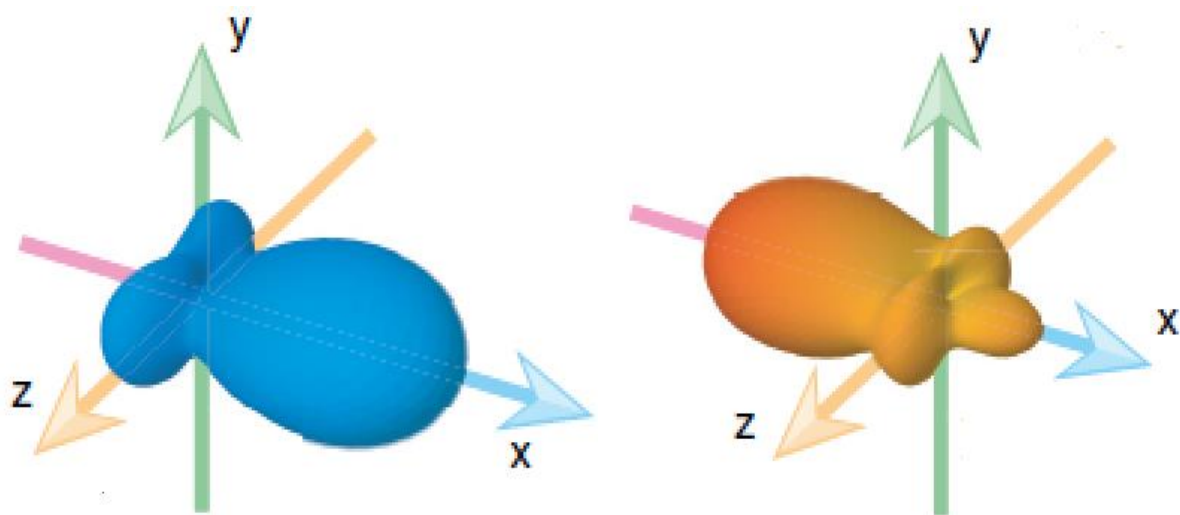


Рисунок 7 – Схематическое изображение условия Керкера 1 и 2 рода.

Интерес представляет эффект *электромагнитно-индуцированной прозрачности* (ЭИП), возникающий вследствие взаимодействия мультиполей разного типа по аналогии с квантовым эффектом в трехуровневых атомных системах [189, 190]. Впервые классический аналог ЭИП был воспроизведен в метаматериалах [165]. Спектральное наложение двух мод, имеющих одинаковые резонансные частоты приводит к возникновению узкого высокодобротного пика в спектре прохождения, так называемого окна прозрачности (*transparency window*), вследствие чего метаматериал становится прозрачным на данной частоте. Установление ЭИП дает возможность применения его для систем замедления света и в качестве открытых высокодобротных резонаторов [191, 192].

Взаимодействие электрических и тороидных мультиполей. Несмотря на то, что динамические тороидные мультиполи играют существенную роль в разложении произвольных распределений токов [193, 194], их широкое исследование началось с недавней демонстрации тороидных диполей в метаматериалах [21]. В частности, это связано с тем, что электрические и тороидные диполи (ТД) имеют одинаковые диаграммы направленности в дальней зоне [194]. В то же время, классическое мультипольное разложение обычно проводится для распределений зарядов и токов, области распространения которых намного меньше эффективной длины волны света, где вклады тороидных мультиполей не учитываются [193, 195].

1.4 Тороидные метаматериалы и наблюдаемые в них эффекты

Тороидный момент представляет собой отдельный член мультипольного разложения и обладает особой сложной электромагнитной структурой. Полоидальные токи, текущие по меридианам структуры тороидной топологии, приводят к возникновению вихря магнитного поля внутри тороида (рисунок 8). Это магнитное поле, в совокупности с круговыми токами, приводит к возникновению тороидного момента, осциллирующего вдоль главной оси тороида.

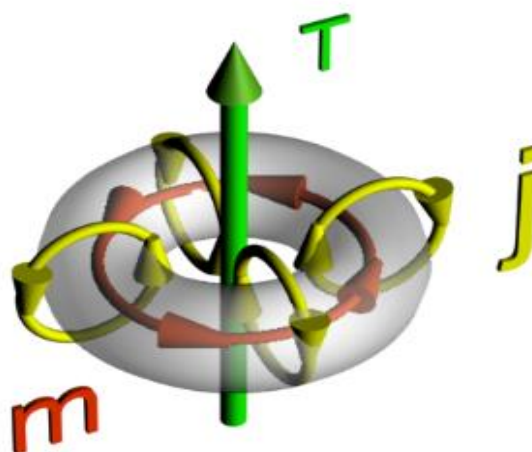


Рисунок 8 – Изображение электромагнитной конфигурации для возбуждения тороидного дипольного момента. Здесь j обозначает круговые токи, m – магнитный диполь, T – тороидный диполь.

Тороидный дипольный момент был впервые введен Зельдовичем [196] в 1957 году, который предположил, что такое возбуждение возникает за счет статических токов (ананоль), возникающих в атомном ядре и смог объяснить нарушение четности при слабом взаимодействии в атомной физике. С момента предсказания существования статического тороидного диполя, его значение было обсуждено в ряде твердотельных систем, включая сегнетоэлектрики и нанотерромагнетики и ферромагнитных микроструктурах, мультиферроиках, молекулярных магнитах и др. [6, 9, 10]. Особую роль тороидный момент играет в исследовании биологии и медицины, так как некоторые важные биологические объекты имеют выраженную тороидную топологию, что говорит о большом вкладе тороидного момента в ближнепольное взаимодействие в природе. Также интересны идеи создания

элементов магнитной памяти, за счет свойств статического тороидного момента – замкнутости магнитных линий. Это позволяет создать компактные элементы памяти на основе тороидных компонентов. Однако вопрос о возбуждении этих элементов пока открыт из-за сложности управления и считывания информации с одиночных элементов, за счет их слабого взаимодействия с внешними полями [197-200].

Касательно теоретических исследований тороидного момента, стоит отметить серию теоретических работ Афанасьева, Степановского, Дубовика, Radescu и Vaman, описавших необходимую электродинамику тороидного момента, предсказавших идею неизлучающего источника [11, 21, 201].

Хотя стандартное мультипольное разложение демонстрирует излучаемые источником поля, тороидный дипольный момент не был включен в это разложение и часто исключается из рассмотрения в классической электродинамике [8]. Будучи физически отличным от динамического электрического дипольного момента, источник, обладающий динамическим тороидным моментом, излучает с тем же самым угловым моментом и свойствами в дальней зоне (рисунок 6). Следовательно, тороидный и электрический дипольные моменты неотличимы для любого удаленного наблюдателя [21].

Это и обуславливает исследование тороидных метаматериалов, связанное, прежде всего с возбуждением *ананольной моды* – безызлучательного состояния высокой добротности с пониженными нерадикационными потерями. Впервые возможность возбуждения ананольного состояния в метаматериалах была показана в работе [12]. В этой пионерской работе продемонстрирована возможность практической реализации ананольного состояния, соответствующего минимальному полю рассеяния и максимальной электромагнитной энергии в ближней зоне элементов метаматериалов. Согласно работе Афанасьева и Степановского [11], полное распределение электромагнитного поля в дальней зоне электрического диполя $\tilde{\mathbf{P}}(t) = \mathbf{P}e^{i\omega t}$ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}\varphi_P &= \frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{P})D(\omega, r)}{cr} \frac{\exp(-ikr + i\omega t)}{r}, \\ \mathbf{A}_P &= ik\mathbf{P} \frac{\exp(-ikr + i\omega t)}{r}, \\ \mathbf{E}_P &= \left[\frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{P})F(\omega, r)}{c^2 r^2} \mathbf{r} - \frac{G(\omega, r)}{c^2} \mathbf{P} \right] \frac{\exp(-ikr + i\omega t)}{r}, \\ \mathbf{H}_P &= \frac{ikD(\omega, r)}{cr} [\mathbf{r} \times \mathbf{P}] \frac{\exp(-ikr + i\omega t)}{r}.\end{aligned}\tag{4}$$

Аналогичные выражения для тороидного момента $\tilde{\mathbf{T}}(t) = \mathbf{T}e^{i\omega t}$ имеют следующий вид:

$$\varphi_P = 0,$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{A}_T &= \left[\frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{T})F(\omega, r)}{c^2 r^2} \mathbf{r} - \frac{G(\omega, r)}{c^2} \mathbf{T} \right] \frac{\exp(-ikr + i\omega t)}{r}, \\
\mathbf{E}_T &= \left[\frac{ikG(\omega, r)}{c^2} \mathbf{T} - \frac{ik(\mathbf{r} \cdot \mathbf{T})F(\omega, r)}{c^2 r^2} \mathbf{r} \right] \frac{\exp(-ikr + i\omega t)}{r}, \\
\mathbf{H}_P &= -\frac{k^2 D(\omega, r)}{cr} [\mathbf{r} \times \mathbf{T}] \frac{\exp(-ikr + i\omega t)}{r},
\end{aligned} \tag{5}$$

здесь функции $D(\omega, r)$, $F(\omega, r)$ и $G(\omega, r)$ определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}
D(\omega, r) &= i\omega + \frac{c}{r} = c(ik + \frac{1}{r}), \\
F(\omega, r) &= -\omega^2 + \frac{3i\omega c}{r} + \frac{c^2}{r^2} = c^2(-k^2 + \frac{3ik}{r} + \frac{3}{r^2}), \\
G(\omega, r) &= -\omega^2 + \frac{i\omega c}{r} + \frac{c^2}{r^2} = c^2(-k^2 + \frac{ik}{r} + \frac{1}{r^2}).
\end{aligned} \tag{6}$$

Как мы видим, электрические и магнитные поля, излученные обоими мультиполями, имеют схожую форму. Для источника, который обладает одновременно электрическим и тороидным дипольными моментами общее поле определяется выражением:

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}_{tot} &= \mathbf{E}_P + \mathbf{E}_T = \left[\frac{(\mathbf{r} \cdot (\mathbf{P} - ik\mathbf{T}))F(\omega, r)}{c^2 r^2} \mathbf{r} - \frac{G(\omega, r)}{c^2 r^2} (\mathbf{P} - ik\mathbf{T}) \right] \frac{\exp(-ikr + i\omega t)}{r}, \\
\mathbf{H}_{tot} &= \mathbf{H}_P + \mathbf{H}_T = \frac{ikD(\omega, r)}{cr} [\mathbf{r} \times (\mathbf{P} - ik\mathbf{T})] \frac{\exp(-ikr + i\omega t)}{r}.
\end{aligned} \tag{7}$$

При условии $\mathbf{P} = ik\mathbf{T}$, излучения электрического и тороидного диполей интерферируют деструктивно и полные электрическое $\mathbf{E}_{tot}$ и магнитное $\mathbf{H}_{tot}$ поля исчезают в дальней зоне. Таким образом, возникает состояние безызлучательного источника или *ананполя*, которое сопровождается сильными ближними полями в области источника и отсутствием полей в дальней зоне.

С точки зрения клокинга, состояние ананполя объясняет отсутствие рассеянных полей и падающая волна проходит без искажений сквозь мета-частицу, обладающую ананолем. Интенсивность излучения в дальней зоне электрического и тороидного диполя, при установлении соотношения $\mathbf{P} = ik\mathbf{T}$, полностью исчезает:

$$I_{P,T}^{(\mathbf{P}=ik\mathbf{T})} = \frac{2ck^6}{3} |\mathbf{T}|^2 + \frac{4ck^5}{3} \text{Im}(-ik|\mathbf{T}|^2) + \frac{2ck^6}{3} |\mathbf{T}|^2 = \frac{4ck^6}{3} |\mathbf{T}|^2 - \frac{4ck^6}{3} |\mathbf{T}|^2 = 0. \tag{8}$$

Возбуждение анапольной моды в метаматериалах и наночастицах имеет практическую важность для создания наноантенн, суперлинз, высокочувствительных сенсоров для биологии, химии, наноиндустрии в широком диапазоне частот [94, 148, 197, 202-218], благодаря возможности возбуждения в одной частице сразу двух дипольных моментов: электрического и тороидного и приводящего к состоянию ананполя с сильно локализованными полями.

Существование динамического тороидного диполя также показывает, что следует проявлять осторожность при установлении связи между свойствами дальнего поля электромагнитного источника и распределением заряда/тока, возбуждающего источник. Это относится ко многим областям науки, изучающих электромагнитные взаимодействия, и, в частности, для метаматериалов и устройств нанофотоники, где топология заряда/тока возбуждения служит для повышения локальных полей. Кроме того, учитывая явную тороидальную топологию большого количества биологически важных макромолекул и белковых комплексов, вполне разумно ожидать, что электромагнитные взаимодействия, связанные с тороидным дипольным моментом (и высших его мультиполей) может сыграть особую роль в природе (о тороидном дипольном моменте, см. статьи [21, 11, 219]).

Обнаружение тороидальных возбуждений является сложной задачей. Динамический тороидный диполь взаимодействует с $\text{curl}\mathbf{B}$ и слабо взаимодействует со свободным пространством, в то время как его проявление может быть замаскировано более сильными электромагнитными эффектами из-за электрических и магнитных дипольных моментов и даже электрического квадрупольного момента. Экспериментальное обнаружение тороидного отклика стало возможным только недавно, благодаря использованию концепции метаматериалов [6]. Тороидный дипольный отклик был продемонстрирован в метаматериалах, состоящих из специально спроектированных металлических метаатомов тороидной топологии, с пониженными электрическим и магнитными дипольными моментами, в то время как тороидный отклик был спектрально выделен и повышен резонансно до измеряемого уровня. Эти результаты стимулировали работы по разработке метаматериалов и плазмонных систем, проявляющих сильный тороидный отклик [9, 10, 19, 197-200, 219-226].

Анализ публикаций последнего времени показывает, что задачи связанные с возбуждением тороидного отклика являются одними из приоритетных направлений метаматериалов [11-14, 202, 220-223]. Однако многие вопросы пока остаются без ответа. Например, до сих пор не исследован вопрос экспериментального возбуждения чистого тороидного дипольного момента и анаполя в планарных диэлектрических метаматериалах в оптическом диапазоне частот [12]. Это связано с тем, что необходимо создать частицы имеющие тороидальную 3D топологию в нано и микромасштабе. Однако, впервые в оптическом диапазоне анаполь был продемонстрирован в силиконовых нанодисках [202]. Не изучены вопросы, связанные с возбуждением некомпенсированного векторного потенциала, а вопрос существования нетривиального неизлучающего источника является давно востребованным и ожидаемым в области нанофотоники, метаматериалов и электродинамики в целом [12]. В литературе представлено мало экспериментальных работ, связанных с тороидными метаматериалами, а применение их описано только в двух работах, предлагающих использовать тороидные

метаматериалы в качестве высокочастотных резонаторов, лазеров и спазеров [13, 14]. Ранее предложенные метаматериалы обладали довольно необычными и сложными в изготовлении и настройке 3D включениями. Особенно это важно в области оптических диапазонов частот, где размер включений ограничен микронным и нано масштабами. А манипулирование включениями, состоящими из SRR расположенными в нескольких плоскостях или из объемных диэлектрических частиц [11-14, 202, 220, 221, 226], часто является непосильной задачей при изготовлении таких метаматериалов. Поэтому существует потребность в усовершенствовании технологии фабрикации тороидных метаматериалов.

Кроме того, существует также ряд мультиполей старшего порядка, называемых среднеквадратическими радиусами (электрический, магнитный, тороидный), которые до сих пор не изучены, в том числе и их взаимодействие с обычными мультиполями [17, 21, 201, 227, 293]. Однако известна магнитная анапольная мода, которая есть результат деструктивного взаимодействия магнитного момента и момента среднеквадратичного магнитного радиуса в сферической высокоиндексной частице [214].

Это состояние получило название гибридного анаполя и близко к понятию магнитного анаполя. Момент среднеквадратичного магнитного радиуса описан теоретически в работах Radescu и Vaman [21], а также в работах Дубовика и Тугушева [201]. Однако вопрос о конфигурации токов, приводящим к возбуждению среднеквадратичного магнитного радиуса остается открытым. Актуальность введения магнитного среднеквадратичного радиуса является важным в качестве компенсации рассеянных полей от источников/рассеивателей, обладающих магнитными моментами. Тем не менее, экспериментальных работ в области возбуждения моментов среднеквадратических радиусов пока нет.

Важно также отметить, что в литературе обсуждается правомерность введения тороидного момента. В частности, группа Carsten Rockstuhl (KIT, Германия) демонстрирует, что тороидный момент является дополнительным членом ряда мультипольного разложения, но электрического диполя и поэтому его не следует рассматривать как отдельный член мультипольного ряда. Тем не менее, это вопрос терминологии, хотя электродинамический расчет показывает необходимость учета тороидного момента для описания взаимодействия электромагнитных волн с объектами тороидальной топологии [20].

В работе [227] авторы вводят понятие высших тороидных моментов, хотя в ранее установленной терминологии здесь речь идет о моментах среднеквадратических радиусов, предложенной в [21, 201, 293].

Как видно из предоставленного обзора, тематика возбуждения тороидных моментов и анапольных состояний лежит на переднем крае науки о метаматериалах. Учитывая также, что экспериментальных работ по возбуждению тороидных моментов и анапольных состояний

много и они носят “случайный характер”, в то время как теоретической основы для классификации определенных результатов не существует, также как и устоявшейся терминологии, задачи, рассматриваемые в диссертационной работе важны для понимания и востребованы научной общественностью, что имеет высокую актуальность для электродинамики в целом.

Другим вопросом в создании и применении тороидных метаматериалов являются диссипативные потери во включениях метаматериалов и фабрикация малых размеров метаатомов по сравнению с длиной волны в оптическом диапазоне. Применение диэлектрических материалов способно решить обе эти задачи. В этом ключе, достижения диэлектрической нанофотоники предлагает множество решений в создании структурированных искусственных поверхностей, обладающих как электрическим, так и магнитным резонансом. Применение диэлектрических материалов с высоким показателем преломления (кремний, германий), обладающих как электрическими, так и магнитными резонансами, открывает новые необычные возможности для контроля света в наноструктурах, к примеру, в волноводах, модуляторах, направленных источниках излучения и наноантеннах, детекторах, устройствах маскировки и невидимости и множество других [15, 90, 145, 228-231]. Диэлектрические метаматериалы применимы для управления фазой и поляризацией прошедшей волны, в качестве идеальных отражателей [232, 233]. Очевидно, более ожидаемым применением диэлектрических метаматериалов является поддержание анапольного безызлучательного состояния для создания устройств управления оптическими сигналами с минимальными диссипативными потерями [214, 215, 234]. Возбуждение анапольного состояния в диэлектрической наночастице впервые было продемонстрировано в [202], которая подтвердила возможность создания наночастиц с пониженной заметностью. В зависимости от поляризации электромагнитной волны и параметров частицы, электромагнитный отклик диэлектрических материалов имеет различный от металлических материалов порядок электромагнитного отклика, а также несвойственный для неферромагнитных материалов высокий магнитный дипольный отклик. Такие диэлектрики могут послужить основой для рассеивателей магнитного типа, применимых в качестве аналога SRR, которым присущи высокие диссипативные потери и сложности в фабрикации в наномасштабах [13, 202, 203].

Глава 2

Методы исследования электродинамических свойств тороидных метаматериалов

2.1. Метод эквивалентных источников

В предыдущей главе были описаны различные эффекты в метаматериалах и метачастицах, в том числе эффекты невидимости и клокинга. В этой главе представлен метод описания эффектов невидимости объектов, первые идеи о создании которых основывались на непрерывности коэффициента преломления на границе раздела сред [235]. Похожие предположения об установлении невидимости выдвигались и ранее [236], однако возможность построения строгой теории появилась после публикации работы Веселаго [1]. Последующие исследования доказали осуществимость невидимости за счет взаимной компенсации гармоник полей, рассеянных от маскирующего покрытия и скрываемого объекта, что привело к развитию техники маскировки с помощью плазмонных покрытий (plasmon cloaking) [108]. Специально упорядоченное расположение частиц из материалов с положительным и отрицательным значениями материальных параметров (электрической ϵ и магнитной μ проницаемостей), привело к возникновению нового класса прозрачных структур, так называемой *Трансформационной Оптики* [97, 237]. Благодаря аккуратно подобранным параметрам анизотропных материалов, взаимодействие электромагнитных волн с этими структурами приводит к огибанию внешних полей без возмущения фронта волны: правильно подобранные значения диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостей приводят к эффекту оптической маскировки [97, 237], значения теплоемкости и теплопроводности – к эффекту термической маскировки [238].

В настоящее время интерес в разработке неизлучающих источников переходит от объемных метаматериалов к метаповерхностям со структурированными импедансными включениями. В частности, теория взаимного исключения рассеяния была дополнена методом маскировки при помощи структурированных метаповерхностей (mantle cloaking) [5], которая, наряду с плазмонной теорией, основана на разложении поля на метаповерхностях на возбужденные гармоники и на устремлении их коэффициентов рассеяния к нулю. Механизм взаимной компенсации, вместо параметров диэлектрической $\epsilon < 1$ и магнитной $\mu < 1$ проницаемостей, излагается на основе значения поверхностного импеданса Z_s .

В рамках описываемого метода построено универсальное решение, применимое ко всем известным эффектам прозрачности, представленное на основе электромагнитных параметров (диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемости) и метода импедансов. В рамках этой теории возможно описание различных эффектов маскировки и невидимости без решения громоздких волновых уравнений и вывода разложений поля, основываясь на материальных параметрах ϵ и μ и значений поверхностного импеданса Z_s .

Отправной точкой в построении обобщенной теории невидимости служит Теорема IV о неизлучающих источниках, сформулированная Devaney и Wolf в 1973 году [239]. Необходимым и достаточным условием невидимости для источника с распределением тока $\mathbf{j}(r')$, находящегося в объеме сферы радиуса $r' \in \Omega$ является устремление Фурье-компоненты поперечной составляющей плотности тока $\mathbf{J}_\omega$ на бесконечности к 0 и для нее выполняется $|\mathbf{k}| = \omega/c$. Это соответствует следующему уравнению:

$$\mathbf{J}_\omega \equiv \iiint_{r' \leq \Omega} [\mathbf{j}(r') \exp(-i\mathbf{k}r')] \cdot \hat{p} d\Omega = 0. \quad (9)$$

Здесь $\hat{p}$ обозначает единичный вектор поляризации, определяющий компоненту индуцированного электрического источника $\mathbf{j}(r')$, поперечного волновому вектору $\mathbf{k}$ при $|\mathbf{k}| = \omega/c$. Это уравнение имеет два возможных решения, аналитически представленных при помощи единичного вектора поляризации $\hat{p}$. Каждое решение разбито на систему уравнений для невидимых структур и для новых видов маскировок, однако обобщено для произвольной геометрии объектов в произвольном однородном пространстве.

Слабое решение: анапольные моды, методы маскировки на основе структурированных метаповерхностей (mantle cloaking) и плазмонных покрытий (plasmon cloaking). Это решение Теоремы IV приводится в квазистатическом пределе: при $\omega \rightarrow 0$, экспоненциальная функция в (9) стремится к единице и уравнение становится:

$$\iiint_{\Omega} \mathbf{j}(r') \cdot \hat{p} = 0, \quad \text{при } \omega \rightarrow 0, \quad (10)$$

которое называется *слабое решение* Теоремы IV. Электрический источник $\mathbf{j}(r')$ можно записать с точки зрения *принципа эквивалентности объемных и поверхностных источников* [240], где $\mathbf{j}(r')$ расписан как функция электрических (магнитных) конфигураций, наведенных в объемных (поверхностных) материалах:

$$\mathbf{j}(r') = i\omega\epsilon_b[\epsilon_r(r') - 1]\mathbf{E}_t(r'), \quad \text{при } r' \in \Sigma, \quad (11)$$

$$\mathbf{j}(r') = \hat{n} \times [\mathbf{H}_t^+(r') - \mathbf{H}_t^-(r')], \quad \text{при } r' \in \Gamma, \quad (12)$$

которая соответствует объемному источнику тока $\mathbf{j}_v$, либо поверхностному источнику тока $\mathbf{j}_s$. Объемные источники тока поддерживаются рассеивателями из диэлектрика, определяемыми их функцией относительной диэлектрической проницаемости $\epsilon_r(r')$. Исходя из функции электрической восприимчивости $\chi_\epsilon(r') \equiv \epsilon_r(r') - 1$, диэлектрики способны возбуждать

(поляризовать) объемные источники $\mathbf{j}_v$ в области Σ , в которой электромагнитный отклик прямо пропорционален полному внутреннему электрическому полю $\mathbf{E}_t$. С другой стороны, поверхностные источники тока поддерживаются рассеивателями из металлов, где поверхностные источники $\mathbf{j}_s$ вычисляются из компонент (+) и (-) полного магнитного поля $\mathbf{H}_t$ внутри поверхностного контура Γ с нормалью $\hat{n}$. Подстановка (11) и (12) в уравнение для слабого решения приводит к условию безызлучательного режима, зависящего от свойств диэлектрического и/или магнитного материала нерассеивающей системы.

В качестве первого примера рассмотрим однородную диэлектрическую частицу, в которой возбуждается объемный источник: постановка (11) в (10) приводит к

$$\chi_\varepsilon \iiint_\Sigma \mathbf{E}_t(r') \cdot \hat{p} d\Sigma = 0 \quad \rightarrow \chi_\varepsilon \tilde{E}_p \Sigma = 0, \quad (13)$$

здесь $\tilde{E}_p$ – среднее значение p -компоненты полного электрического поля. Так как электрическая восприимчивость имеет постоянное значение внутри области Σ , ее можно вывести за знак интеграла, условие равенства нулю рассеянных полей относится к величине $\tilde{E}_p$ внутри диэлектрической частицы.

В зависимости от размерности исследуемой структуры – 2D (цилиндрические) и 3D (сферические) – эффекты компенсации в обеих конфигурациях можно исследовать в квазистатическом режиме, если считать их объемными источниками тока $\mathbf{j}_v$ со средним значением p -компоненты полного электрического поля $\tilde{E}_p$. Как показано на рисунке 9, внешняя электромагнитная волна, падающая в радиальном направлении ($\hat{r}$ в цилиндре и $\hat{r}$ в сфере), приводит к компенсации поля для определенной p -компоненты поля (в скалярном виде) для положительной и отрицательной ориентации возбуждаемых токов для цилиндрического объекта (предполагая $\hat{p} \equiv \hat{z}$), в то время как компенсация для сферического объекта возникает вследствие замкнутой петли тока (предполагая $\hat{p} \equiv \hat{\theta}$).

Оценку вклада синфазного/противофазного колебания тока $\mathbf{j}_v(r')$ можно провести для частично однородной диэлектрической/плазмонной частицы [108], в то время как диэлектрическая частица может поддерживать замкнутые моды – анапольные моды, экспериментально исследованные в [202]. Это соответствует слабому решению, так как в квазистатическом приближении простое усреднение объемных источников внутри наночастицы качественно описывает компенсацию излучения в дальнем поле, как это было показано в Теореме IV.

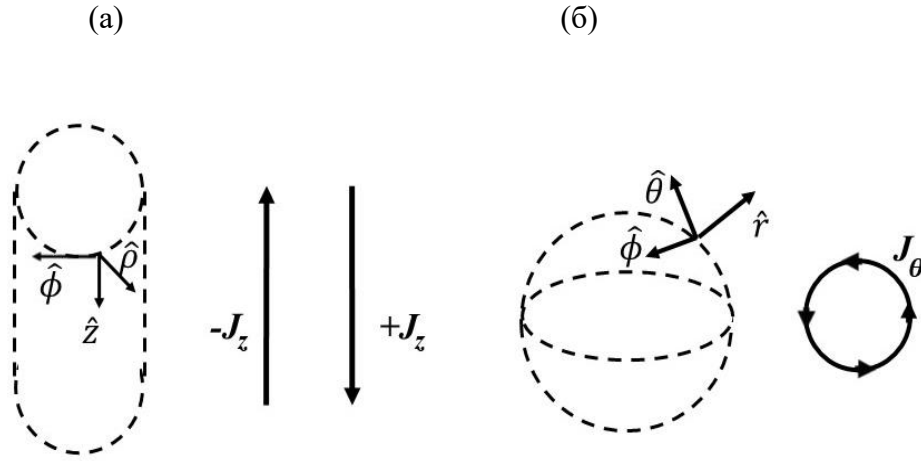


Рисунок 9 – Иллюстрация противонаправленных (а) и круговых токов (б), токов, приводящих к возникновению противофазной и круговых мод слабого решения.

Исследование устройств маскировки, изготовленных из композитных (металло-диэлектрических) либо некомпозитных (полностью диэлектрических, либо полностью металлических) метаматериалов, при определенной геометрии (области Σ или контура Γ) и параметров маскируемого объекта (металлического или диэлектрического), может быть упрощенно в рамках слабого решения.

В качестве второго примера, рассмотрим систему маскировки из диэлектрического материала произвольной геометрии однородной диэлектрической проницаемости ε_1 , расположенной на участке A_1 . Предположим, что маскирующая оболочка из металлической структурированной поверхности имеет произвольный контур C . Слабое решение можно разбить на два вклада (диэлектрический объект + структурированная металлическая поверхность):

$$i\omega\varepsilon_b\chi_{\varepsilon_1} \iint_{A_1} \mathbf{E}_t \cdot \hat{p} dA_1 + \int_C [\hat{n} \times (\mathbf{H}_t^+ - \mathbf{H}_t^-)] \cdot \hat{p} dC = 0. \quad (14)$$

Расчет полей производится интегрированием средних значений полей (электрического $\tilde{E}_t$ или магнитного $\tilde{H}_t$) по соответствующим областям (участок A_1 и контур C). Для падающих полей с ТМ_z-поляризацией, где $\hat{z}$ параллельно оси цилиндра, единичный вектор поляризации становится $\hat{p} \equiv \hat{z}$ и нормаль $\hat{n} \equiv \hat{\rho}$, что приводит к

$$i\omega\varepsilon_b\chi_{\varepsilon_1} \tilde{E}_z A_1 + \tilde{H}_\phi C = 0 \quad \rightarrow \quad \frac{\tilde{E}_z}{\tilde{H}_\phi} \equiv Z_s^{TM} = +i \frac{C}{\omega\varepsilon_b\chi_{\varepsilon_1} A_1}. \quad (15)$$

где условие поверхностного импеданса установлено по умолчанию: в случае системы маскировки из композитного рассеивателя, на границе между диэлектрической (поддерживающей эквивалентное электрическое поле) и магнитной (поддерживающей эквивалентное магнитное поле) компонент устанавливается граничное условие для

поверхностного импеданса. Выведенное слабое решение становится обобщенным решением для маскировочных покрытий на основе структурированных метаповерхностей [5] цилиндрической геометрии в определенной области A_1 ($A_1 = \pi a^2$) контура C ($C = 2\pi b$) существует абсолютно аналогичное решение [116] для объектов радиуса a и диаметра b . Из приведенных выше математических выкладок становится очевидной прямая зависимость поверхностного импеданса от значений ω в объемных источниках.

Рассмотрим третий пример структуры из некомпозитного материала (полностью диэлектрического и полностью магнитного). Чтобы избавиться от зависимости от ω , разобьем интегральное уравнение для слабого решения на две части. Для полностью диэлектрических систем (для простоты, один маскируемый объект и одно маскирующее покрытие), интеграл для объемного источника разбивается на две части:

$$\chi_{\varepsilon_1} \iint_{A_1} \mathbf{E}_t(r') \cdot \hat{p} dA_1 + \chi_{\varepsilon_2} \iint_{A_2} \mathbf{E}_t(r') \cdot \hat{p} dA_2 = 0, \quad (16)$$

где A_1 и A_2 области с диэлектрической восприимчивостью объекта χ_{ε_1} и маскировки χ_{ε_2} , соответственно. В субволновом приближении, функция электрического поля $\mathbf{E}_t(r')$ очень медленно изменяется в обеих областях A_1 и A_2 , и, пользуясь тем, что поля в обеих областях имеют одинаковую величину, оба интеграла принимают упрощенный вид. Таким образом, компенсация рассеянных полей зависит от значений электрической восприимчивости и конечное условие для некомпозитного устройства маскировки принимает вид:

$$\chi_{\varepsilon_1} A_1 + \chi_{\varepsilon_2} A_2 = 0 \quad \iint_A \chi_{\varepsilon}(r') dA = 0, \quad (17)$$

где $\chi_{\varepsilon}(r')$ функция диэлектрической восприимчивости, которая имеет постоянное значение в области $A = A_1 + A_2$ (χ_{ε_1} в A_1 и χ_{ε_2} в A_2). В случае полностью диэлектрических систем, слабое решение переходит в (16), соответствующее решению для маскировочных покрытий на основе плазмонных покрытий произвольной геометрии рассеивателя [108], при котором, однако, необходимо выполнения условия $\chi_{\varepsilon_1} \chi_{\varepsilon_2} < 0$. Для электрического или магнитного рассеивателя, ставится условие для диэлектрических проницаемостей как показано в [108], которое получено для цилиндрических систем $A_1 = \pi a^2$ и $A_2 = \pi b^2 - A_1$.

Как показано на рисунке 10, применение композитных и некомпозитных маскировочных систем взаимозаменяемо:

1) полностью диэлектрические устройства маскировки не имеют диссипативных потерь, однако для компенсации рассеяния необходимо применение материалов с отрицательным значением диэлектрической восприимчивости;

2) металло-диэлектрические маскировочные системы требуют соответствие импедансов на границе раздела, однако дисперсия таких систем не подчиняется закону Фостера для маскирующих систем [241]. По этой причине, эффекты, наблюдаемые в плазмонных структурах

не требуют использование материалов с отрицательными параметрами, однако использование композитных металло-диэлектрических структур с положительными значениями параметров ограничено в частотном диапазоне, как показано в [242].

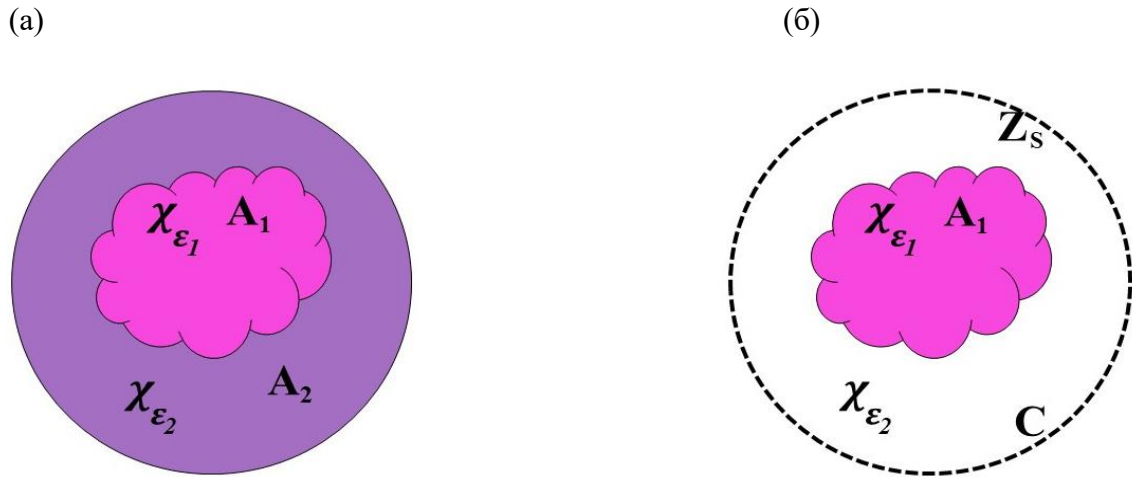


Рисунок. 10 – Маскировка на основе компенсации рассеяния для диэлектрической системы в произвольной среде: диэлектрическая восприимчивость χ_{ϵ_1} покрывается значением χ_{ϵ_2} при условии $\chi_{\epsilon_1}\chi_{\epsilon_2} < 0$ (а). Метод маскировки с помощью структурированных метаповерхностей в произвольной среде: диэлектрическая восприимчивость χ_{ϵ_1} покрывается значением поверхностного импеданса Z_s (б).

Руководствуясь идеей обратного рассеяния [243], электромагнитные свойства среды можно описать с помощью значений электрической восприимчивости по отношению других составных параметров с точки зрения безразмерных параметров, так называемых контрастов:

$$\chi_p^{m,b} = \frac{P_m - P_b}{P_b}, \quad (18)$$

здесь P_b обозначает свойства окружающей среды: диэлектрическая и магнитная проницаемости, импеданс волны, волновое число), P_m обозначает аналогичные свойства исследуемого материала.

Эта так называемая концепция электрической восприимчивости, примечательна лаконичностью: в ней не требуется решения громоздких волновых уравнений и вывода разложений поля. Для исследования устройства маскировки в квазистатическом приближении достаточно подобрать электромагнитные параметры используемых материалов. Для произвольной 2D (или 3D) невидимой системы в области A (либо в объеме V), обобщенным условием для квазистатической маскировки является степень контрастности этих величин (не только диэлектрическая проницаемость) в области их определения:

$$\frac{A_1}{A} = \frac{\chi_2}{\chi_2 - \chi_1} \quad \text{и} \quad \frac{V_1}{V} = \frac{\chi_2}{\chi_2 - \chi_1}, \quad (19)$$

где маскируемый объект с контрастным значением χ_1 в области A_1 (либо в объеме V_1) скрыт маскирующей оболочкой с контрастным значением χ_2 в области $A_2 = A - A_1$ (либо в объеме $V_2 = V - V_1$).

В субволновом приближении, для компенсации рассеянного поля, некомпозитные структуры произвольной геометрии должны иметь положительные/отрицательные значения контрастных параметров маскируемого объекта (маскирующей оболочки): однако, отрицательные контрасты не всегда подразумевает использование материалов с отрицательным значением, как можно было бы предположить исходя из (10).

Как было показано в [1] для параметров диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемости, существует возможность расширить это приближение и для других параметров.

Строгое решение: направленная невидимость, трансформационная оптика, нейтральные включения и невидимость Вуда. Основное ограничение слабого решения заключается в узком частотном диапазоне, ограниченным квазистатическим приближением. Однако, руководясь Теоремой IV, существует другое, не ограниченное частотным диапазоном решение:

$$\mathbf{j}(r') \cdot \hat{\mathbf{p}} = 0, \quad \text{при любом } \omega. \quad (20)$$

Это решение называется *строгим решением Теоремы IV*. Такое название решения очевидно, так как (10) является математически упрощенным видом (20). Сильное решение, являющееся тривиальным, имеет два различных решения.

Во-первых, стоит отметить, что единичный вектор поляризации $\hat{\mathbf{p}}$, косвенно зависящий от единичного вектора $\mathbf{k}$, ортогонален ему:

$$\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{p}} = 0. \quad (21)$$

Это условие говорит о том, что строгое решение действительно для состояния со значением $\hat{k}_1$, однако оно ненулевое и, следовательно, неприменимо для другого значения $\hat{k}_2$. Такая экзотичная функциональность, так называемая направленная невидимость, может быть достигнута с помощью метаповерхностей [244].

Вторым аспектом является преобразование сильного решения с точки зрения волнового импеданса с нулевым контрастом. Основываясь на свойствах среды с волновым импедансом $Z_b(\omega, m)$ с угловой частотой ω и индексом гармоники рассеяния m , импеданс нулевого контраста выражается через тензорный формализм следующим образом:

$$\underline{\underline{\chi_z}}(\omega, m) = \underline{\underline{0}}, \quad (22)$$

и действителен для безотражательной модели. Одно решение является тривиальным *свободным* распространением без возбуждения какого-либо эквивалентного источника $\mathbf{j}(r')$, в то время как

другое нетривиальное решение существует, к примеру, в среде с электрическими и магнитными свойствами

$$\underline{\underline{\mu}}' = \mu_b \underline{\underline{T}}_H, \quad (23)$$

$$\underline{\underline{\varepsilon}}' = \varepsilon_b \underline{\underline{T}}_E, \quad (24)$$

которые являются преобразованными трансформационными матрицами $\underline{\underline{T}}_H$ и $\underline{\underline{T}}_E$ с соответствующими значениями начальных параметров ε_b и μ_b . Из обобщенного определения контраста из (18), соответствие (zero difference) между новым внутренним (*intrinsic*) импедансом Z' и внутренним импедансом среды $Z_b = \sqrt{\mu_b/\varepsilon_b}$ является решением уравнения (22) если выполняется условие:

$$\underline{\underline{T}}_H = \underline{\underline{T}}_E, \quad (25)$$

вследствие чего тензор контрастного импеданса превращается в нуль в каждом направлении.

Стоит отметить, что тензор импеданса с нулевым контрастом может быть интерпретирован как вывод из решения для устройства маскировки, где внутренний импеданс остается инвариантным для подобной трансформации [245]: сильное решение для волнового импеданса совпадает с решениями трансформационной оптики [97, 237]. В дальней зоне импеданс имеет вид:

$$Z_{FF} \equiv \lim_{r' \rightarrow r^*} \frac{\vec{E}(r', \omega) \cdot \hat{p}_E}{\vec{H}(r', \omega) \cdot \hat{p}_H} = \left(\frac{\mu}{\varepsilon}\right)^{1/2}, \quad (26)$$

где волновой импеданс переходит во внутренний импеданс Z_{FF} и зависит только от параметров среды. Однако даже условие полной среды имеет различный нетривиальный волновой импеданс, нужно учитывать форму падающей волны (плоская, цилиндрическая, сферическая) в ближнем поле [246].

Очевидно, что в рамках строгого решения, концепция нейтральных включений может быть расширена от параметров среды до других волновых характеристик:

$$\mathbf{k}(r', \omega) = \omega \frac{N(r', \omega)}{c} \hat{k}, \quad (27)$$

где $N(r', \omega)$ – функция коэффициента преломления, определяемая известными параметрами среды и имеющая дисперсионный характер. Строгое решение (нулевой контраст) можно определить как разницу между волновым вектором $\mathbf{k}$ внутри среды и в однородной среде $\mathbf{k}_b$, описываемой функцией $N_b(\omega)$. В зависимости от направления волны, результаты упрощаются, и мы имеем:

$$\underline{\underline{\chi}}_N(r', \omega) = \frac{N(r', \omega) - N_b(\omega)}{N_b(\omega)} \hat{k} = 0, \quad (28)$$

которое совпадает по форме с идеей невидимости Вуда в оптике [235].

2.2. Метод мультипольного разложения

Тороидный диполь представляет собой возбуждение, отличающееся от электрического и магнитного мультиполей, которые включают в себя зависящее от времени разделение отрицательного и положительного зарядов и имеет вид замкнутой циркуляции электрических токов [11-13].

Электрические и магнитные диполи и мультиполи более высоких порядков соответствуют разложению их излучаемой энергии по степеням (l/λ) , где λ - длина волны испускаемого излучения (в вакууме). Таким образом, электрический дипольный момент (при условии временной зависимости вида $\exp(-i\omega t)$ и закона сохранения заряда $\dot{\rho} + \text{div } \mathbf{j} = 0$) определяется следующим образом:

$$\mathbf{p} = \int d^3r r \rho = \frac{i}{\omega} \int d^3r \mathbf{j}, \quad (29)$$

и испускаемая электромагнитная энергия в единицу времени определяется как:

$$J_p = \frac{2}{3} \frac{\omega^4}{c^3} |\mathbf{p}|^2, \quad (30)$$

где $|\mathbf{p}|^2$ среднее во времени значение абсолютной величины квадрата электрического дипольного момента. (30) следует из безразмерного соотношения (за исключением фактора 2/3). Магнитный дипольный момент определяется как:

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2c} \int d^3r \rho \mathbf{r} \times \mathbf{v} = \frac{1}{2c} \int d^3r \mathbf{r} \times \mathbf{j}, \text{ откуда } |\mathbf{m}| \sim (l/\lambda)p, \quad (31)$$

где ρ и $\mathbf{v}$ обозначают плотность заряда и скорость, соответственно. Магнитный дипольный момент имеет дополнительный фактор порядка (l/λ) по сравнению с электрическим дипольным моментом, $p = |\mathbf{p}|$. Из безразмерного соотношения следует, что энергия, испускаемая в единицу времени, определяется как:

$$J_m = \frac{2}{3} \frac{\omega^4}{c^3} |\mathbf{m}|^2. \quad (32)$$

Из сравнения J_p и J_m следует, что вторая величина меньше первой в силу фактора порядка $(v/c)^2 \approx (l/\lambda)^2$. Из аналогичных вычислений для электрических и магнитных мультиполей высшего порядка, получаем следующие значения:

- Тензор электрического квадрупольного момента: $Q^{(e)}$ имеет порядок $(l/\lambda)p$ и соответствующую энергию излучения в единицу времени $J_{Q_e} \sim (l/\lambda)^2 J_p$.

- Тензор магнитного квадруполь: $Q^{(m)}$ имеет порядок $(v/c)Q^{(e)} \sim (l^2/\lambda)p$ и соответствующую энергию излучения в единицу времени $J_{Q_m} \sim (l/\lambda)^4 J_p$.
- Тензор электрического октуполь: $O^{(e)}$ имеет порядок $(l^2/\lambda)p$ и соответствующую энергию излучения в единицу времени $J_{O_e} \sim (l/\lambda)^4 J_p$.

Приведенные выше приблизительные оценки размера излучаемой энергии в единицу времени различными мультиполями были расположены в порядке убывания величины при $l \ll \lambda$. Однако, эти оценки допустимы только как среднее значение в большом диапазоне частот, так как при резонансном значении эти соотношения нарушаются. Таким образом, без учета таких резонансных пиков, справедливо полагать, что электрические и магнитные мультиполи высших порядков имеют энергию порядка $(l/\lambda)^6 J_p$ и более высокого порядка по степеням (l/λ) .

При этом последнее заключение не верно: на самом деле, есть определенный мультиполь (не включенный в список выше упомянутых) который обладает энергией излучения в единицу времени порядка $(l/\lambda)^4 J_p$. Этот новый мультиполь соответствует определенной конфигурации токов и является мультиполем низшего порядка своего класса, называемого *тороидным мультиполем*. Из этого следует, что стандартное исследование на основе электрического и магнитного мультиполей должно быть дополнено новым классом тороидных мультиполей.

Так как классическое мультипольное разложение (с точки зрения электрических и магнитных мультиполей) не восстанавливает общие радиационные характеристики и конфигурацию токов, следующее из этого несоответствие исследовалось в течение многих лет путем введения новых электрических и магнитных членов. В 1957 году Я. Б. Зельдович отметил, что замкнутый тороидальный ток фактически соответствует неприводимому (несокращаемому) новому виду диполя с определенным направлением; его замечания относились к нарушениям дискретных симметрий пространства-времени [1]. Примерно в то же время, Blatt and Weisskopf [247] сделали несколько замечаний о мультипольных вкладах от индукционных токов в магнитнополяризуемых средах. Более того, аналогичная концепция тороидных мультиполей фигурирует в классическом учебнике Jean Van Bladel [248], в которой член $\mathbf{P}_{2e}$ в мультипольном разложении был определен как дополнительный член электрического типа.

Тороидный момент часто объединялся с электрическими моментами при анализе характеристик рассеяния псевдотороидальных объектов. Евлюхин и соавторы в работе [249] назвали этот термин супердипольным моментом, подразумевая, что электрический и тороидный дипольные моменты конструктивно излучают в дальнюю зону с одинаковым угловым моментом. Fernandez-Corbaton и другие в работе [20] ассоциировали тороидный дипольный момент с разложением функции Бесселя $J_0(kr)$ порядка k^2 в пространстве вне

источника. В этой работе диаграмма направленности тороидного дипольного момента определялась как поправка более высокого порядка к излучению электрического дипольного момента.

В конфигурациях тороидальной топологии электрических токов, тороидный диполь обладает сильным резонансом, при котором его интенсивность становится равным интенсивности электрического диполя. Эти конфигурации были легко получены с помощью метаматериалов, являющимися искусственными материалами с специально подобранными субволновыми включениями и электромагнитными характеристиками [3, 250]. Конструкции на основе диэлектрических тороидных метаматериалов были рассмотрены в работах [11, 19, 251-253], в таких системах тороидный отклик возникает вследствие возбуждения токов смещения. *Тороидный дипольный момент и мультиполи высших порядков.* Тороидный дипольный момент $\mathbf{T}$ определяется следующей формулой:

$$\mathbf{T} = \frac{1}{10c} \int [(\mathbf{r} \cdot \mathbf{j})\mathbf{r} - 2r^2\mathbf{j}]d^3r. \quad (33)$$

Для расчета излучения, испускаемого тороидным диполем, используется формула, представленная Radescu и Vaman в работе [21] (в частности, в формуле 3.15), а также анализ из работы Савинова и соавторов [219], в которой рассматривается мультипольное разложение в сферических координатах. Вклад тороидного диполя в рассеянное электромагнитное поле имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{2\sqrt{2}\pi}{3} \frac{\exp(ikr)}{r} \sum_{m=0,\pm 1} [(ik^3 T_{l,m}) \times (\mathbf{Y}_{l,2,m} + \sqrt{2}\mathbf{Y}_{l,0,m})], \\ T_{1,\pm 1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\mp T_x + iT_y), \quad T_{1,0} = T_z, \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}) &= -i \frac{c}{\mu\omega} \text{rot} \mathbf{E}(\mathbf{r}), \end{aligned} \quad (34)$$

где $\mathbf{Y}_{l,l',m}$ – сферические функции из [21, 219], где l, m – номера сферической гармоники, определяющий порядок и тип мультиполя. Интенсивность излучения определяется как:

$$J_T = \frac{2}{3} \frac{\omega^6}{c^5} |\mathbf{T}|^2. \quad (35)$$

Выше были представлены выражения для электрического, магнитного и тороидного диполей в (29), (31) и (33). Полный список мультипольных моментов до магнитного квадруполь, а также интенсивность их излучения приведены ниже:

$$\begin{aligned} p &= \int \frac{i}{\omega} \int d^3r \mathbf{j} \\ m &= \frac{1}{2c} \int d^3r [\mathbf{r} \times \mathbf{j}] \quad \sim (l/\lambda)p \\ m^{(1)} &= \frac{1}{2c} \int d^3r [\mathbf{r} \times \mathbf{j}] \quad r^2 \quad \sim (l^3/\lambda)p \\ T &= \frac{1}{10c} \int d^3r [(\mathbf{r} \cdot \mathbf{j})\mathbf{r} - 2r^2\mathbf{j}] \quad \sim (l^2/\lambda)p \end{aligned} \quad (36)$$

$$\begin{aligned}
T^{(1)} &= \frac{1}{28c} \int d^3r [3r^2 j - 2r (\mathbf{r} \cdot \mathbf{j})] r^2 \sim (l^4/\lambda)p \\
Q_{\alpha,\beta}^{(e)} &= \frac{1}{2i\omega} \int d^3r [r_\alpha j_\beta + r_\beta j_\alpha - \frac{2}{3} \delta_{\alpha,\beta} (\mathbf{r} \cdot \mathbf{j})] \sim (l/\lambda)p \\
Q_{\alpha,\beta}^{(m)} &= \frac{1}{3c} \int d^3r [\mathbf{r} \times \mathbf{j}]_\alpha r_\beta + \{\alpha \leftrightarrow \beta\} \sim (l^2/\lambda)p \\
Q_{\alpha,\beta}^{(T)} &= \frac{1}{28c} \int d^3r [4r_\alpha r_\beta (\mathbf{r} \cdot \mathbf{j}) - 5r^2 (r_\alpha j_\beta + r_\beta j_\alpha) + 2r^2 (\mathbf{r} \cdot \mathbf{j}) \delta_{\alpha,\beta}] \sim (l^4/\lambda)p \\
O_{\alpha,\beta,\gamma}^{(e)} &= \frac{1}{6i\omega} \int d^3r [j_\alpha \left(\frac{r_\beta r_\gamma}{3} - \frac{1}{5} r^2 \delta_{\beta,\gamma} \right) + r_\alpha \left(\frac{r_\gamma j_\beta}{3} + \frac{r_\beta j_\gamma}{3} - \frac{2}{5} (\mathbf{r} \cdot \mathbf{j}) \delta_{\beta,\gamma} \right) \\
&\quad + \{\alpha \leftrightarrow \beta, \gamma\} + \{\alpha \leftrightarrow \gamma, \beta\}] \\
O_{\alpha,\beta,\gamma}^{(m)} &= \frac{15}{2c} \int d^3r (r_\alpha r_\beta - \frac{1}{5} r^2 \delta_{\alpha,\beta}) [\mathbf{r} \times \mathbf{j}]_\gamma + \{\alpha \leftrightarrow \beta, \gamma\} + \{\alpha \leftrightarrow \gamma, \beta\} \sim (l^4/\lambda)p,
\end{aligned}$$

где $\alpha, \beta, \gamma = \{x, y, z\}$. Выражения в (36) приведены в декартовой системе координат, что удобно для последующего расширения их применения для периодически расположенных на метаповерхности метаатомов.

На рисунке 11 схематически изображены электрический, магнитный и тороидный диполи и квадруполь, а также конфигурации распределения токов и диаграммы направленности. Общее поле, рассеянное локализованным источником может быть рассчитано суммированием ряда отдельных вкладов мультиполей. При расчете энергии, испускаемой за единицу времени, появляются интерференционные члены (помимо суммы энергий, представленной каждым мультипольным моментом), однако, они возникают только среди моментов с одинаковым угловым моментом l и четностью.

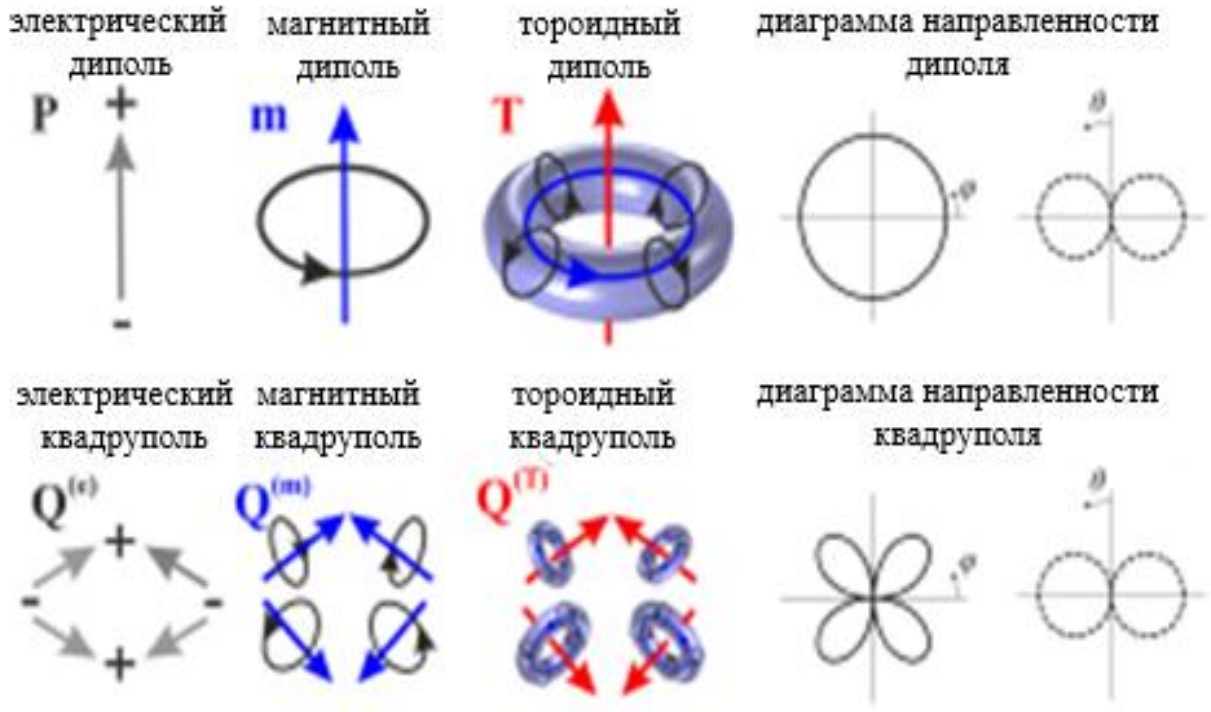


Рисунок 11 – Схематическое изображение динамических мультиполей: электрического, магнитного, тороидного диполей и квадруполей.

Таким образом, поле рассеяния представлено отдельными группами $l = 1$ для дипольного, $l = 2$ для квадрупольного и $l = 3$ для октупольного моментов:

$$\mathbf{E}_{(l=1)} = \frac{2\sqrt{2\pi}}{3} \frac{\exp(ikr)}{r} \times \sum_{m=0,\pm 1} [(k^2 P_{l,m} + ik^3 T_{l,m} - ik^5 T_{l,m}^{(1)}) \times (\mathbf{Y}_{l,2,m} + \sqrt{2}\mathbf{Y}_{l,0,m}) - i\sqrt{3}(k^3 M_{l,m} - k^4 M_{l,m}^{(1)}) \times \mathbf{Y}_{1,1,m}] \quad (37)$$

$$\mathbf{E}_{(l=2)} = \frac{2\sqrt{2\pi}}{10\sqrt{3}} \frac{\exp(ikr)}{r} \times \sum_{m=0,\pm 1,\pm 2} [(-ik^3 Q_{2,m}^{(e)} + k^4 Q_{2,m}^{(T)}) \times (\sqrt{2}\mathbf{Y}_{2,3,m} + \sqrt{3}\mathbf{Y}_{2,1,m}) - 5k^3 Q_{2,m}^{(m)} \mathbf{Y}_{2,2,m}] \quad (38)$$

$$\mathbf{E}_{(l=3)} = \frac{4\sqrt{\pi}k^4}{15\sqrt{3}} \frac{\exp(ikr)}{r} \times \sum_{m=0,\pm 1,\pm 2,\pm 3} [\frac{1}{7} Q_{3,m}^{(e)} (\sqrt{3}\mathbf{Y}_{3,4,m} + 2\mathbf{Y}_{3,2,m}) - \frac{i}{\sqrt{7}} Q_{3,m}^{(m)} \mathbf{Y}_{3,3,m}] \quad (39)$$

Индекс $l(l=1,2,3)$ указывает на порядок углового момента. Суммарное поле, рассеянное отдельными, изолированными источниками находится суммированием предыдущих выражений:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{(l=1)} + \mathbf{E}_{(l=2)} + \mathbf{E}_{(l=3)} + \dots (l > 3). \quad (40)$$

Этот ряд не содержит вклады электрического и магнитного октуполей, имеющих порядок k^4 . Члены порядка k^5 соответствуют поправкам первого порядка тороидного диполя $T_{l,m}^{(1)}$ в $\mathbf{E}_{(l=1)}$. В то время как другие члены разложения того же порядка, такие как тороидный октуполь, электрический и магнитный гексадекаполь не учитываются. Стоит подчеркнуть, что, как видно

из (37)-(39), этот ряд не содержит поправочные члены электрического типа, так как было доказано, что они не дают вклад в излучение в дальней зоне.

На рисунке 12 изображена плоская метаповерхность из бесконечного двумерного массива из периодически расположенных субволновых элементарных ячеек. Падающее поле возбуждает в каждой ячейке токи смещения/проводимости, которые могут быть представлены рядом динамических мультиполей. При нормальном падении волны на метаповерхность, распределение токов идентично в каждой элементарной ячейке. Полное рассеянное поле рассчитывается суммированием вкладов всех мультиполей от каждой элементарной ячейки в излучение в дальнем поле.

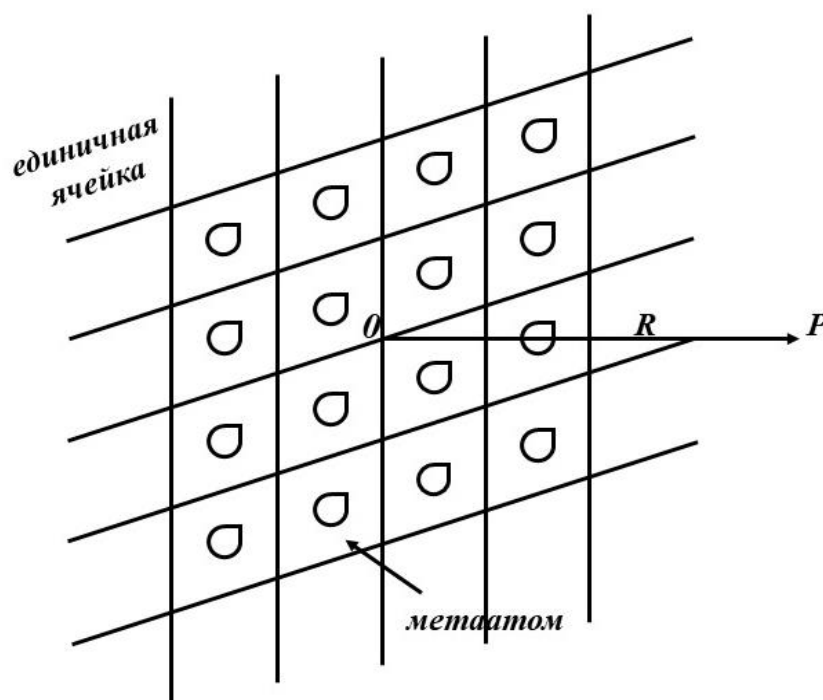


Рисунок 12 – Изображение метаповерхности из периодически расположенных метаатомов в плоскости z . Вектор $\mathbf{R}$ показывает направление от исходной точки до наблюдателя.

Для начала рассмотрим распределение плотности тока $\mathbf{J}(r)$ в пределах одной элементарной ячейки метаповерхности; он может быть рассчитан либо из численного моделирования, либо по динамике плотности токов и зарядов в метамолекуле простой геометрии, позволяющей провести их анализ. После вычисления распределения токов, используется (36) для расчета возбужденных мультипольных моментов.

Полное рассеяние рассчитывается суммированием вклада в излучение в дальнее поле каждого мультиполя в элементарной ячейке бесконечно большого массива. Начнем, например, с вклада тороидного диполя. Предполагая нормальное падение плоско поляризованной волны, все диполи колеблются в одинаковой фазе. В таком случае, считаем, что каждая ячейка

представляет собой тороидный дипольный источник, дающий вклад в полное рассеяние. Кроме того, субволновый масштаб метаатомов и малое пространственное разделение диполей приводит к замене суммирования единичных ячеек интегралом по метаповерхности [219]:

$$\mathbf{E}_s = \sum_r \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\Delta^2} \int_{array} d^2r \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (41)$$

где Δ – площадь элементарной ячейки. После некоторых математических преобразований, вклад тороидного диполя принимает вид:

$$\mathbf{E}_s = \frac{2\pi}{\Delta^2} k^2 \mathbf{T}_{\parallel} \exp(ikr), \quad \mathbf{T}_{\parallel} \equiv \mathbf{T}_z = \frac{1}{10c} \int d^3r [(\mathbf{r} \cdot \mathbf{j})r_z - 2r^2 j_z]_z. \quad (42)$$

Принимая во внимание излучение в дальнее поле всех мультиполей, общее выражение для рассеянных полей принимает вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_s = \frac{2\pi}{\Delta^2} \{ ik\mathbf{p}_{\parallel} + \hat{\mathbf{R}} \times \left(\mathbf{m}_{\parallel} - \frac{k^2}{10} \mathbf{m}_{\parallel} \right) - k^2 \left(\mathbf{T}_{\parallel} + \frac{k^2}{10} \mathbf{T}_{\parallel} \right) + k^2 (\mathbf{Q}^{(e)} \cdot \hat{\mathbf{R}})_{\parallel} - \frac{k^2}{2} \hat{\mathbf{R}} \times (\mathbf{Q}^{(m)} \cdot \hat{\mathbf{R}})_{\parallel} - \\ \frac{k^3}{3} (\mathbf{Q}^{(T)} \cdot \hat{\mathbf{R}})_{\parallel} - ik^3 [(\mathbf{Q}^{(e)} \cdot \hat{\mathbf{R}}) \cdot \hat{\mathbf{R}}]_{\parallel} - \frac{ik^3}{180} \hat{\mathbf{R}} \times [(\mathbf{Q}^{(m)} \cdot \hat{\mathbf{R}}) \cdot \hat{\mathbf{R}}]_{\parallel} \} \times \exp(ikR), \end{aligned} \quad (43)$$

где $\hat{\mathbf{R}} = \frac{\mathbf{R}}{|\mathbf{R}|}$ – единичный вектор в направлении от массива к наблюдателю.

2.3. Метод исследования спектров прохождения в безэховой камере

Спектры прохождения образцов диэлектрических метамолекул на основе воды в СВЧ диапазоне были исследованы в безэховой камере, расположенной в Международном Научно-Исследовательском Центре Нанопотоники и Метаматериалов Университета ИТМО. Размеры камеры составляют 9х5х4 метров, покрытие камеры состоит из высокоэффективных широкополосных пирамидальных поглотителей Eccosorb VHP-12-NRL (изготовитель: EMERSON & CUMING Microwave Products). Для генерации излучения были использованы две широкополосные прямоугольные рупорные антенны, одна из которых была подключена к векторному анализатору цепей Agilent E8362C, и была использована для излучения плоской ТМ-поляризованной волны. Антенны были расположены на расстоянии 2 метров от исследуемого образца.

Распределение ближних электромагнитных полей были измерены электрическим и магнитным зондами, прикрепленными к манипулятору для сканирования поля и ко второму порту векторного анализатора цепей.

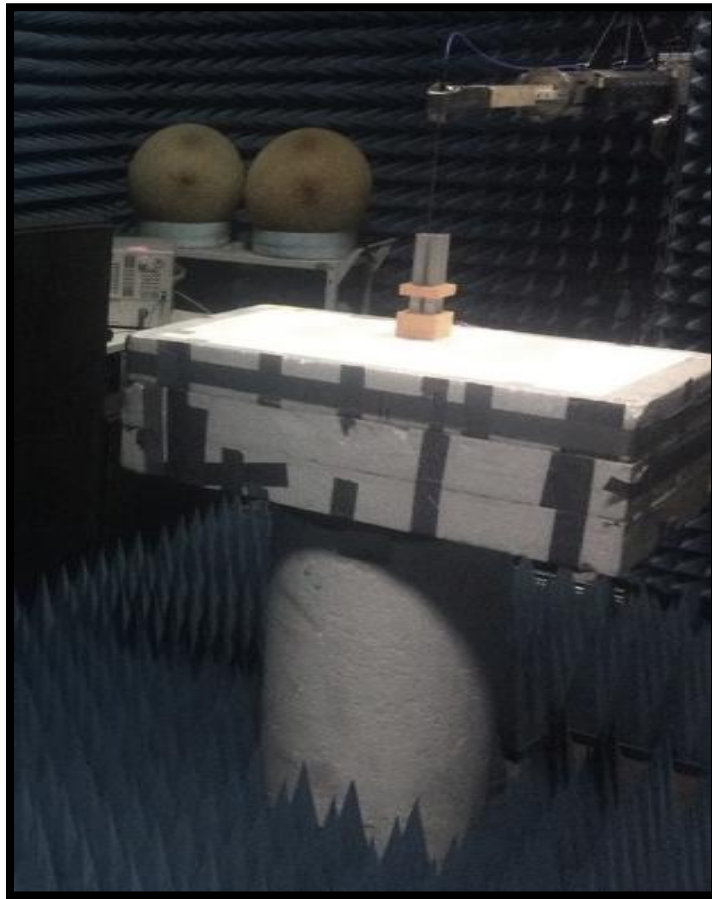


Рисунок 13 – Изображение безэховой камеры.

Для измерения частотной зависимости коэффициента прохождения, анализатор цепей находится в режиме двухполюсника:

$$b_1 = S_{11} \cdot a_1 + S_{12} \cdot a_2, \quad (44)$$

$$b_2 = S_{21} \cdot a_1 + S_{22} \cdot a_2,$$

где b_1, b_2 – комплексные амплитуды волн, выходящих из двухполюсника; S_{11}, S_{22} – коэффициенты отражения; a_1, a_2 – комплексные амплитуды волн, входящих в двухполюсник; S_{11}, S_{22} – коэффициенты прохождения.

Глава 3. Результаты исследований

3.1. Метод эквивалентных источников для неизлучающих конфигураций

В этом разделе приведен теоретический метод для общего описания электродинамики неизлучающих источников в приближении метода эквивалентных источников, исходя из которого, выводится условие для устройств маскировки или анапольного состояния. Представлены теоретические выводы для источников заданных в определенной поверхности/объеме, которые согласуются с существующими в литературе выводами о неизлучающих частицах, устройствах маскировки и структур, поддерживающих анапольные состояния благодаря деструктивной интерференции между объемно-объемными, объемно-поверхностными и поверхностно-поверхностными эквивалентными источниками.

Анапольное состояние вызывает интерес при решении задач обратного рассеяния в электродинамике, состоящей в восстановлении свойств источника из излученных полей, компенсации рассеяния и решении задач невидимости в нанофотонике и метаматериалах [12]. Неизлучающее состояние можно определить как конфигурацию осциллирующих токов размеров конечном объеме, которые не излучают поля вне занимаемого объема.

Общей особенностью всех неизлучающих систем, по определению, является отсутствие электромагнитного излучения вне объема V , ограниченного поверхностью Γ , в системах, состоящих из ядра или ядра и оболочки [5, 108, 236, 255]. Основываясь на работе Devaney и Wolf, описывающей неизлучающие системы в рамках пяти теорем [239], были проведены исследования устройств маскировки, устройств на основе метаматериалов для различных приложений, таких как подавление взаимной интерференции между соседними антеннами [256, 257] и возбуждение анапольной моды. Однако, должное понимание этих неизлучающих мод полезно для исследования особенностей энергии излучения с точки зрения как поперечных электрических ТЕ (transverse electric), так и поперечных магнитных ТМ (transverse magnetic) мод [258], или с точки зрения степеней свободы, описывающих поверхности отражательной антенны [259]. Разделяя объем V на малые объемы V_1 , где помещен исследуемый объект, и V_2 , где помещена дополнительная поверхность (это может быть метаповерхность), появляется возможность установить неизлучающее состояние внутри контура Γ , даже если исследуемый

объект излучает в объем V_2 . Это излучение компенсируется вследствие интерференции внутри объема V_2 , что приводит к реализации различных техник маскировки [98, 260, 261].

Среди множества техник маскировки, таких как маскировка с помощью плазмонных покрытий [98], анизотропных метаматериалов [98] и оболочки из метаповерхностей [5], в последнее время широко проводятся исследования функции поверхностного импеданса на границе объектов, описывающей неизлучающие источники в довольно простой форме для решения волноводных задач [244], рассеяние на металлических цилиндрах [262] и обобщенных эффектах рассеяния [261]. В качестве обратного примера, можно привести метод трансформационной оптики, заключающейся в огибании хода лучей падающей волны вокруг объекта, исключая прямое взаимодействие между ними, приводящее к формированию рассеяния вперед [95, 237].

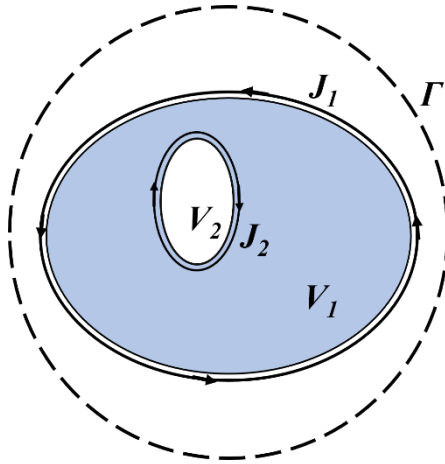
Анапольное неизлучающее состояние порождает интерес среди исследователей этого направления. Анапольные моды были экспериментально исследованы в диэлектрических нанодисках [202] и 3D структурах из SRR [13]. Результаты других работ [17, 18, 214, 263, 264] однако требуют дополнительного единого подхода с точки зрения неизлучающих состояний.

Основываясь на приближении теоремы об эквивалентных источниках для техники маскировки с помощью поверхностного импеданса [265], в этом разделе будет продемонстрирована применимость деструктивной интерференции между эквивалентными поверхностными источниками для вывода анапольного состояния, ранее применимым только для приближений Трансформационной Оптике [237]. Основываясь на дифференциальной форме уравнений Максвелла, будут выведены два компактных решения, точно описывающих неизлучающие источники. Более того, неизлучающие частицы будут описаны с точки зрения объемной намагниченности и векторов поляризуемости, приводящих к анапольным состояниям. Будет приведен пример реальной структуры, в которой появляется вышеописанный эффект, тем самым подтверждено выдвинутое предположение.

Рассмотрим рассеиватель в объеме V , состоящего из объемного рассеивателя в объеме V_1 и дополнительного объема V_2 , как изображено на рисунке 14а. Поверхностные токи, возбужденные внешней электромагнитной волной, порождают излучающие поверхностный и объемный токи. Основным свойством неизлучающих источников является деструктивная интерференция между токами $\mathbf{j}_1$, возбужденного в объеме V_1 , и $\mathbf{j}_2$, возбужденного в дополнительном объеме или структуре V_2 , вследствие которой объект становится невидимым. Если этот объект в объеме V_1 имеет дипольный отклик, описываемый вектором поляризуемости, дополнительная структура V_2 должна обладать распределением тока, порождающим аналогичное распределение поля. Это может быть такой же дипольный отклик электрического типа, обладающий таким же распределением поля в дальней зоне, способным

компенсировать рассеяние от маскируемого объекта. Однако таким излучением обладает и другая конфигурация токов. К примеру, тороидный диполь характеризуется круговыми полоидальными токами, возбуждающими вектор тороидизации $\mathbf{T}$ [7, 12, 13] (рисунок 14 б). При надлежащем возбуждении, излучения от обоих диполей $\mathbf{P}$ и $\mathbf{T}$ взаимно погашаются, приводя к неизлучающему состоянию.

(а)



(б)

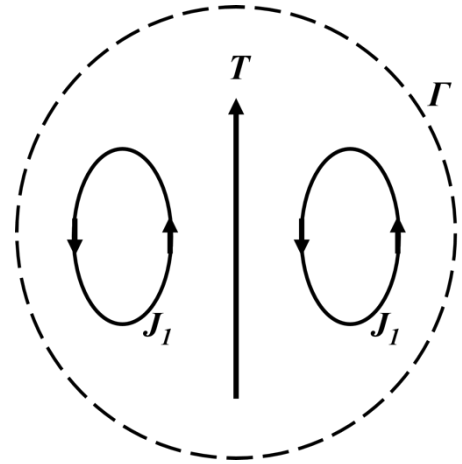


Рисунок – 14. Изображение диэлектрического рассеивателя объема V_1 , содержащего объем V_2 . Γ обозначает мнимую границу между объемом V и внешней средой (а). Эквивалентное представление объемных источников $\mathbf{j}_1$ и $\mathbf{j}_2$ (б).

Исследование неизлучающих источников на основе уравнений Максвелла производится введением тока эквивалентного источника, который, в общем случае:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{H}, \quad (45)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = +i\omega\epsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{j}_{eq}, \quad (46)$$

где ω обозначает угловую частоту, и используется следующая зависимость от времени $e^{-i\omega t}$. Следовательно, эквивалентный электромагнитный источник $\mathbf{j}_{eq}$ рассматривается как комбинация электрической и/или магнитной компоненты объемного или поверхностного тока. В частности, можно рассмотреть эти источники с точки зрения объемных источников [240]:

$$\mathbf{j}_v^e(r') = +i\omega\epsilon_0\mathbf{P}(r'), \quad \text{где } r' \in V \quad (47)$$

$$\mathbf{j}_v^m(r') = -Y_0\nabla \times \mathbf{M}(r'), \quad \text{где } r' \in V \quad (48)$$

где $\mathbf{P}$ – электрический диполь, $\mathbf{M}$ – вихрь магнитного поля. $Y_0 = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$ обозначает адмиттанс внешней среды, в нашем случае вакуум.

Для эквивалентных поверхностных токов справедливы следующие выражения:

$$\mathbf{j}_s^e(r') = +\hat{n} \times [\mathbf{H}^+ - \mathbf{H}^-], \quad \text{где } r' \in \Gamma \quad (49)$$

$$\mathbf{j}_s^m(\mathbf{r}') = -\hat{n} \times [\mathbf{E}^+ - \mathbf{E}^-], \quad \text{где } \mathbf{r}' \in \Gamma \quad (50)$$

Источники эквивалентных поверхностей $\mathbf{j}_s^e$ и $\mathbf{j}_s^m$ выражены разрывами полного магнитного и электрического полей, соответственно, определенных вне (Γ^+) и внутри (Γ^-) контура поверхности Γ . $\hat{n}$ обозначает единичный вектор нормали к поверхности Γ в любой точке определения эквивалентного источника.

Более того, для подавления излучения вне объема можно вывести два компактных условия для источника. Стоит отметить, что, в зависимости от используемых в структуре веществ, маскируемый объект (диэлектрический, магнитный или проводящий) в вакуумной среде может быть одинаково описан различными источниками (объемными и/или поверхностными), в связи с принципом эквивалентности. Диэлектрические и магнитные материалы с диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостями, отличающимися от параметров вакуума ϵ_0 и μ_0 , описываются принципом объемной эквивалентности [240], в то время как проводящие материалы, на поверхностях которых векторы электрического и магнитного полей претерпевают разрыв, описываются принципом поверхностной эквивалентности [266]. Принцип поверхностной эквивалентности является более общим и может включать в себя принцип объемной эквивалентности как частный случай, при надлежащем подборе контура поверхности Γ , можно описать и модели из проводящих материалов, тем самым определяя принцип поверхностной эквивалентности своим частным случаем.

Преобразуя уравнения Максвелла стандартным образом, подействовав оператором ротора на (45) и (46), получаем:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k_0^2 \mathbf{E} = -i\omega\mu_0 \mathbf{j}_{eq}, \quad (51)$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} - k_0^2 \mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{j}_{eq}, \quad (52)$$

где $k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ обозначает волновой вектор в свободном пространстве при угловой частоте ω .

В следствии асимметрии во втором члене в (46) с соответствующими электрическими и магнитными характеристиками (47-50), обозначающие источники (51-52) прямо пропорциональны как самим эквивалентным источникам, так и их роторам.

При исчезновении правых частей в (51) и (52), получаем:

$$-i\omega\mu_0 \mathbf{j}_{eq}(\mathbf{r}') = 0, \quad (53)$$

$$\nabla \times \mathbf{j}_{eq}(\mathbf{r}') = 0, \quad (54)$$

то есть, при решении уравнении Гельмгольца, соответствующему нулевому рангу системы, энергия не распространяется вне объема V , что соответствует захваченной внутри V энергии. Условия (53) и (54) обобщают парадигму строгого и слабого решения для техники маскировки с условием неизлучающих источников [267]. С одной стороны, (54) согласуется с результатами van Bladel [248], в то время как (53) совпадает с общим тривиальным решением, сопоставимым

для физических токов. С другой стороны, учитывая, что в данном приближении (53) относится к эквивалентным источникам, которое соответствует нетривиальному условию, поскольку оно утверждает, что отсутствие (эквивалентных) источников определяет отсутствие появления рассеяния. Далее будет рассмотрено это утверждение.

Учитывая (49) и (50), условие (53) сводится к:

$$\mathbf{E}^+ = \mathbf{E}^- \triangleq \mathbf{E}, \quad (55)$$

$$\mathbf{H}^+ = \mathbf{H}^- \triangleq \mathbf{H}. \quad (56)$$

В работе [265] было показано условие согласования импеданса $Z = E/H$ (или адмиттанса $Y = H/E$) для каждой рассматриваемой поляризации. Здесь этот подход расширен для вывода других решений, в которых (53) согласуется с решениями для неизлучающих систем и, в частности, анапольной моды.

Рассмотрим случай только объемных источников, в котором учитываются явные формы объемных токов, вследствие чего (47), (48) и (53) становится

$$i\omega\epsilon_0\mathbf{P} - Y_0\nabla \times \mathbf{M} = 0. \quad (57)$$

Это уравнение описывает требуемое взаимодействие между векторами поляризации $\mathbf{P}$ и вихрь магнитного поля $\mathbf{M}$ в неизлучающей системе. Результат согласуется с концепцией неизлучающего источника [255] и объясняет также подходы на основе трансформационной оптики [5, 260].

Предполагая, что намагнитченность $\mathbf{M}$ соответствует вихрю тороидного дипольного отклика в объемной системе, т.е.

$$\mathbf{M} = \nabla \times \mathbf{T}, \quad (58)$$

(57) можно переписать как

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{T} - ik_0\mathbf{P} = 0. \quad (59)$$

Основываясь на этом рассуждении, можно применить теорему IV, предложенную Devaney-Wolf в [239], в которой утверждается, что, если $\mathbf{F}$ - произвольная векторная функция, подчиняющаяся условию:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{F} - k_0^2\mathbf{F} = 0 \quad (60)$$

устанавливается неизлучающее состояние. Сравнивая уравнения (59) и (60), соотношение между $\mathbf{P}$ и $\mathbf{T}$ приводит к неизлучающей конфигурации. В частности, предполагая, что $\mathbf{F} \equiv \mathbf{T}$, можно увидеть, что уравнение

$$\mathbf{P} = -ik_0\mathbf{T} \quad (61)$$

(59) идентично (60), то есть поля $\mathbf{T}$ и $\mathbf{P}$ в дальней зоне будут отсутствовать, следовательно, получается неизлучающая система. Уравнение (61) согласуется с результатом Афанасьева и Дубовика [11], найденным для установления анапольной моды.

Эта идентичность между результатами из разных областей исследований, например, оптики и электромагнетизма, описанными в (61) представляют основную идею этого раздела. Далее будет показано, как это приближение может быть адаптировано для реалистичных объектов, таких как диэлектрические метаматериалы.

Численное исследование анапольного неизлучательного состояния. На основе приближения эквивалентных источников, описанного выше, рассмотрим пример неизлучающей конфигурации на основе псевдотороидальной структуры с нарушенной симметрией. В качестве примера, рассмотрим диэлектрический цилиндр идентичный тору по меридианам которого циркулируют круговые полоидальные токи, возбужденные внешней ТМ-поляризованной волной. Как показано на рисунке 15а, эти токи создают петлю магнитного момента внутри тора, и их комбинация, в свою очередь, возбуждает тороидный отклик **T**.

Смещение главной оси тора из исходного положения приводит к асимметрии частицы (рисунок 15б). Вследствие такого нарушения симметрии, появляется локальная модификация распределения полоидальных токов, образуя два неравных тока смещения j_1 и j_2 . Поля этих токов не равны, и, следовательно, некомпенсированы, и в результате такого перераспределения токов появляется некомпенсированный электрический отклик **P** системы. Таким образом, асимметричный тор обладает как электрическим **P**, так и тороидным **T** откликами. Колебания электрического и тороидного моментов при выполнении условия (61) вызывают резонанс. На этой частоте, благодаря правильному соотношению интенсивностей мультиполей, устанавливается динамическая анапольная мода, известная как неизлучающее состояние, характеризующееся сильной концентрацией поля в объеме тора.

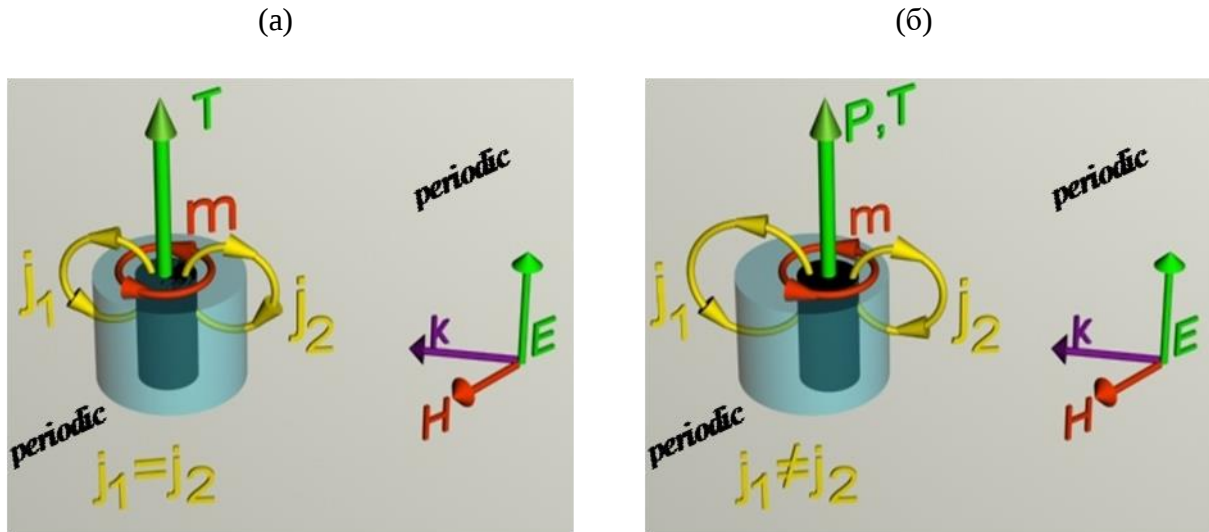


Рисунок 15 – Изображение метамолекулы метаматериала, состоящей из субволнового высокоиндексного диэлектрического цилиндра с симметричным (а) и несимметричным (б) расположенным отверстием. Здесь $\mathbf{j}$ обозначает токи смещения, $\mathbf{m}$ – магнитный момент, $\mathbf{P}$ и $\mathbf{T}$ электрический и тороидный дипольные моменты, соответственно.

При взаимодействии внешней волны с симметричной метамолекулой, в объеме V возбуждается одна мода, вследствие чего возникает сильное электромагнитное рассеяние. В случае асимметричной метамолекулы, внешняя волна возбуждает электрическую $\mathbf{P}$ и тороидную $\mathbf{T}$ моду одного и того же порядка, что удовлетворяет условию (61), с сильно подавленным электромагнитным рассеянием, то есть возбуждается неизлучающее состояние.

Метамолекула состоит из субволнового высокоиндексного диэлектрического цилиндра бесконечной длины с центральным отверстием, имитирующего тороидальную конфигурацию (рисунок 15а). ТМ-поляризованная волна, совпадающая по направлению с осью цилиндра, возбуждает Ми резонанс магнитного типа, который порождает электромагнитный отклик диэлектрических частиц по аналогии с плазмонным резонансом в металлах [27, 217, 268]. Согласно теории Ми, электромагнитный отклик диэлектрической частицы обусловлен токами смещения $\mathbf{j} = \mathbf{j}_1 = \mathbf{j}_2$, возникающими в ее объеме падающей волной. Эти токи смещения имеют форму петель и порождают замкнутые магнитные моды в объеме цилиндра с отверстием. Такая электромагнитная конфигурация имитирует поверхностные полоидальные токи и магнитный момент внутри тора, которая создает тороидный дипольный момент $\mathbf{T}$, колеблющийся вдоль оси симметрии [6, 19, 222, 269-271].

С другой стороны, в случае смещения отверстия относительно оси симметрии на произвольное расстояние d , наведенная асимметрия приводит к перераспределению токов смещения внутри метамолекулы (рисунок 15б). Токи смещения $\mathbf{j}_1$ и $\mathbf{j}_2$ по-прежнему возбуждают

кольцевые магнитные моды $\mathbf{m}$ внутри цилиндра, а их комбинация возбуждает тороидный дипольный $\mathbf{T}$ момент. Однако, вследствие введенной асимметрии структуры, происходит перераспределение токов смещения, которые становятся неравными $\mathbf{j}_1 \neq \mathbf{j}_2$, а их электромагнитные поля нескомпенсированными, вследствие чего возникает электрический отклик $\mathbf{P}$, который становится резонансным на определенной частоте. Следовательно, электрический $\mathbf{P}$ и тороидный $\mathbf{T}$ дипольные моменты осциллируют с одинаковой амплитудой, и существует возможность установить между ними соотношение для анапольного состояния $\mathbf{P} + ik\mathbf{T} = \mathbf{0}$, удовлетворяющее (59) и соответствующее неизлучающему состоянию [13].

Численный анализ исследуемых метаматериалов был проведен в программе трехмерного электродинамического моделирования High Frequency Structure Simulator (HFSS), разработанной фирмой ANSYS с применением периодических граничных условий при условной вакуумной внешней среде [23].

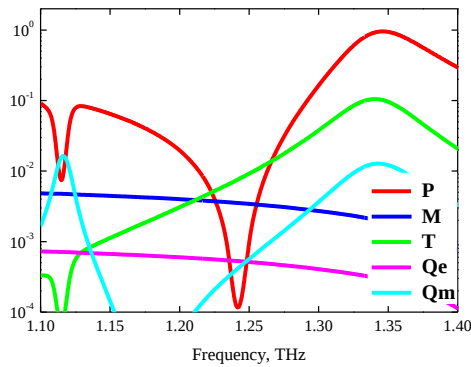
Метамолекула состоит из бесконечно вытянутого диэлектрического цилиндра $h = \infty$, помещенного в вакуум. Радиус цилиндра составляет $R = 25$ мкм, а радиус отверстия $r = 5$ мкм, периодичность ячеек составляет $l = 70$ мкм. Субволновая диэлектрическая частица состоит из высокоиндексного диэлектрика с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 41.4$. Правильно подобранные параметры приводят к связи между Ми модами магнитного типа, возбуждаемых внешней волной в метамолекуле.

Рассмотрим случаи смещения отверстия от центра на $d = 0$ мкм, 2 мкм, 3 мкм, 3.5 мкм и 4 мкм. Для изучения электромагнитного отклика такой метамолекулы, проведем мультипольное разложение возбужденных мультиполей метамолекулы в диапазоне частот, близких к резонансному значению. Мультипольное разложение проведено до мультиполей второго порядка, а именно: электрический $\mathbf{P}$ (красная кривая) и магнитный $\mathbf{M}$ (синяя кривая), тороидный $\mathbf{T}$ (зеленая кривая) дипольные, электрический $\mathbf{Qe}$ (розовая кривая) и магнитный $\mathbf{Qm}$ (голубая кривая) квадрупольные моменты (рисунок 16).

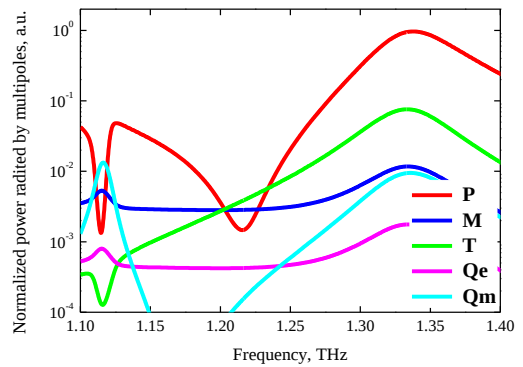
Как и ожидалось, симметричное положение отверстия $d = 0$ мкм соответствует доминирующему тороидному отклику системы при частоте 1.215 ТГц (рисунок 16а). Согласно нашему предположению, асимметричное смещение отверстия относительно оси цилиндра приводит к перераспределению токов смещения $\mathbf{j}_1$ и $\mathbf{j}_2$ и, следовательно, возникновению электрического дипольного отклика. Постепенное смещение отверстия на $d = 2$ мкм и 3 мкм (рисунок 16б и в) приводит к увеличению энергии электрического дипольного момента $\mathbf{P}$, которая становится равной энергии тороидного дипольного момента $\mathbf{T}$ при $d = 3.5$ мкм при 1.215 ТГц (рисунок 16г). В конечном счете, интенсивность электрического дипольного момента $\mathbf{P}$ превышает тороидный дипольный момент $\mathbf{T}$ для $d = 4$ мкм (рисунок 16д).

Рассмотрим подробнее случай смещения отверстия на $d = 3.5$ мкм. Этот случай характеризуется перекрытием электрических и тороидных дипольных моментов на частоте 1.215 ТГц, соответствующего взаимной компенсации рассеянных ими полей и установлению анапольной моды (рисунок 16г) [141, 202]. С другой стороны, все случаи смещения отверстия сопровождаются сильным магнитным откликом системы, который приводит к постоянному нерезонансному магнитному дипольному вкладу $\mathbf{m}$ при любом значении d . Постепенная увеличение степени асимметрии d приводит к увеличению энергии электрического дипольного момента $\mathbf{P}$, которая пренебрежимо мала для $d = 0$ мкм и возрастает до значения энергии тороидного дипольного момента $\mathbf{T}$ для анапольного случая $d = 3.5$ мкм.

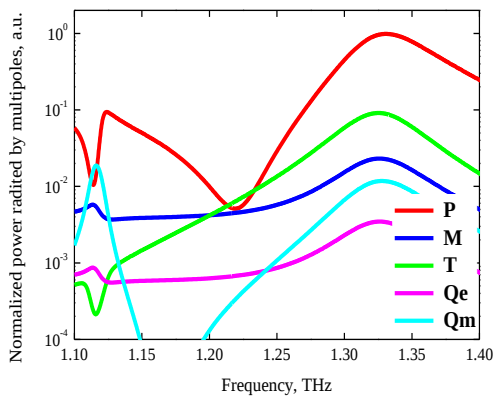
(a)



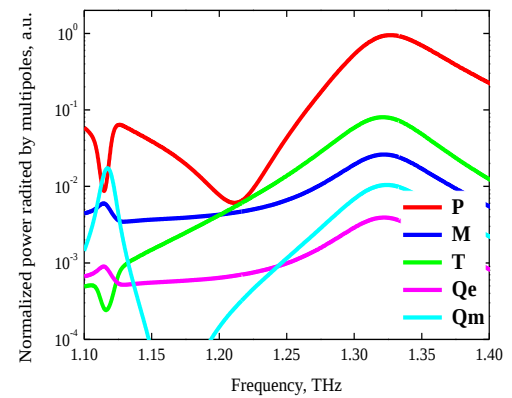
(б)



(B)



(Г)



(д)

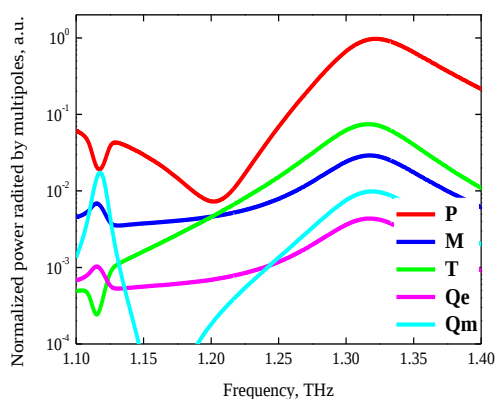


Рисунок 16 – Нормированная интенсивность, рассеянная мультиполями в диапазоне 1.1-1.4 ТГц при смещении отверстия на расстояние $d = 0$ мкм (а), 2 мкм (б), 3 мкм (в), 3.5 мкм (г) и 4 мкм (д).

Исследуем возникающий при $d = 3.5$ мкм пик прохождения с точки зрения распределения электрического и магнитного полей в метамолекуле на частоте 1.215 ТГц. На рисунке 17 представлены результаты симуляции распределения абсолютных значений интенсивностей электрического и магнитного полей. На исследуемой частоте электрическое поле сильно локализовано в центре цилиндра (рисунок 17а), а магнитное образует замкнутую петлю магнитного поля в метамолекуле (рисунок 17б). Такие формы полей обуславливают анапольное состояние. По сравнению со свободным распространением плоской волны, концентрация электрического поля внутри асимметричного цилиндра увеличивается до $E/E_0 = 1.7$ раза, а концентрация магнитного поля $H/H_0 = 8.2$ раза. Несмотря на малое усиление полей, концентрация полей в центре цилиндра свойственна анапольной моде, сопровождаемой малым рассеянием. Кроме того, поля почти не распространяются вне объема частицы. В идеальном случае бесконечно малой анапольной моды, ее поля можно охарактеризовать дельта-функцией Дирака [17]. Однако, в нашем, более реалистичном, случае структуры конечного размера, некомпенсированный вклад магнитного диполя $\mathbf{m}$ снижает интенсивность локализованных полей и соответственно является паразитным.

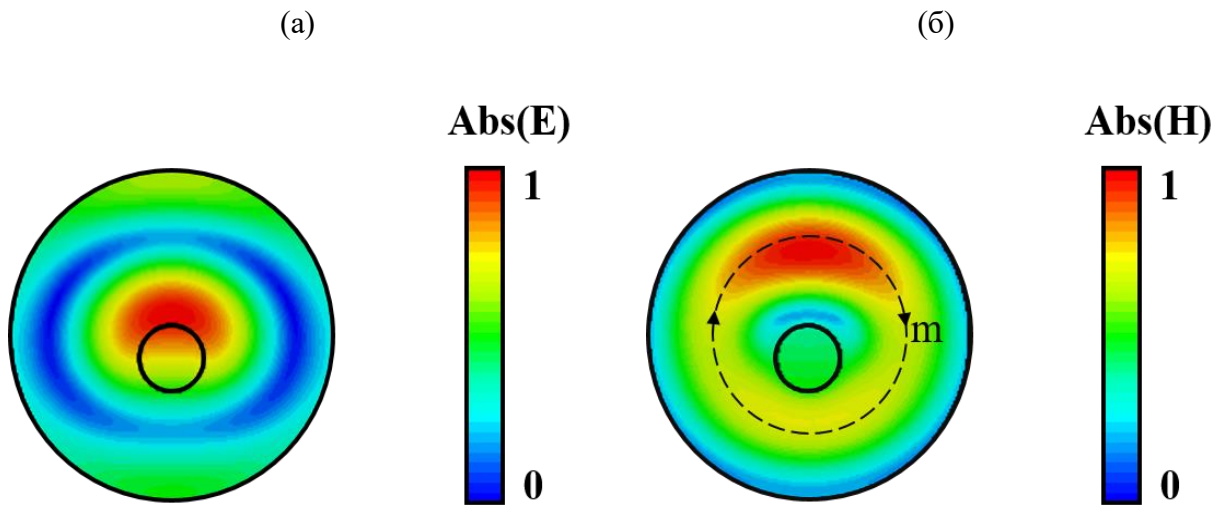


Рисунок 17 – Распределение полей (а) у-компоненты (параллельно оси цилиндров) интенсивности электрического поля и (б) абсолютных значений (ортогонально оси цилиндра) интенсивности магнитного поля на частоте 1.215 ТГц.

Помимо сильной локализации полей, анапольная мода сопровождается подавлением рассеяния в дальнюю зону, вследствие выполнения условия $\mathbf{P} + i\mathbf{kT} = 0$. Действительно, на частоте 1.215 ТГц наблюдаются почти нулевые (0.000559) нерадиационные потери (рисунок 18). Для сравнения, пик прохождения при 1.215 ТГц соответствует минимуму кривой $\mathbf{P} + i\mathbf{kT}$, тем самым подтверждая, что полное прохождение при 1.215 ТГц является результатом подавления нерадиационных потерь вследствие возбуждения анапольной моды. Однако смещение влево пика прохождения возникает из-за установления в системе магнитного диполя $\mathbf{M}$.

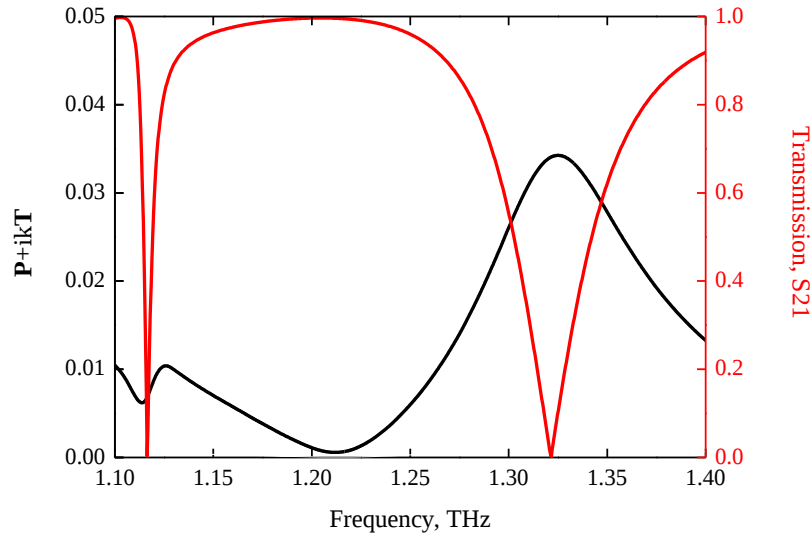


Рисунок 18 – Полное излучение электрического дипольного $\mathbf{P}$ и тороидного дипольного $\mathbf{T}$ моментов при условии $\mathbf{P}+ik\mathbf{T}=0$ при смещении отверстия на $d=3.5$ мкм и спектр прохождения в диапазоне частот 1.1-1.4 ТГц.

Для оценки влияния асимметрии цилиндра на возбуждение аксиальных компонент электрического и тороидного диполей, проведем дополнительное исследование в декартовой системе координат x, y, z , предполагая, что ось цилиндра направлена вдоль оси y . На рисунке 19 показан спектральный отклик в рамках наиболее сильных осевых компонент x, y, z для случая смещения отверстия $d = 3.5$ мкм. Так как падающая волна поляризована параллельно оси цилиндра, ожидаемы высокие интенсивности y -компонент электрического $\mathbf{P}$ и тороидного $\mathbf{T}$ диполей с незначительной интенсивностью x - и z - компонент. На рисунке 19 представлены результаты мультипольного разложения для трех осевых компонент каждого дипольного момента в декартовой системе координат: $\mathbf{P}_x, \mathbf{P}_y, \mathbf{P}_z$ компоненты электрического диполя, $\mathbf{M}_x, \mathbf{M}_y, \mathbf{M}_z$ магнитного диполя и $\mathbf{T}_x, \mathbf{T}_y, \mathbf{T}_z$ для тороидных дипольных моментов. Основной вклад на частоте 1.215 ТГц соответствуют компоненте $\mathbf{P}_y$, перекрывающей компоненту $\mathbf{T}_y$. Интенсивности всех других мультиполей подавлены в 10^{-8} раз и считаются незначительными. Самый высокий вклад среди них вносит компонента $\mathbf{M}_x$ магнитного диполя, меньшая доминирующих мод $\mathbf{P}_y$ и $\mathbf{T}_y$ в 1.2 раза.

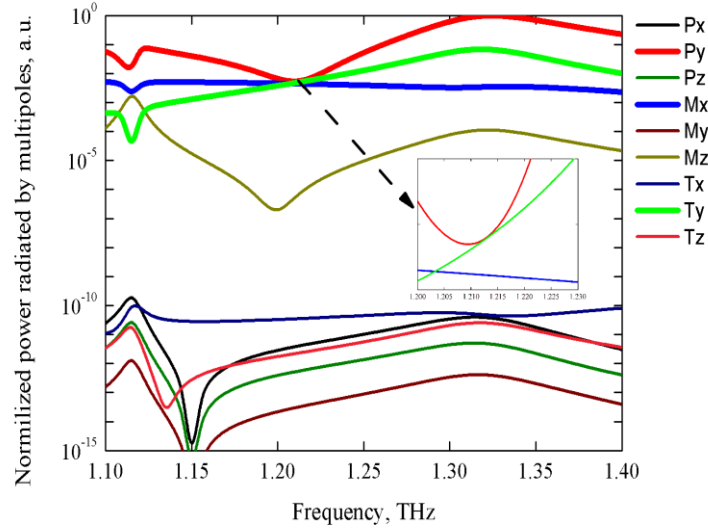


Рисунок 19 – Нормированная интенсивность мультиполей, возбужденных в системе для асимметрии $d = 3.5$ мкм в рамках аксиальных компонент диполей.

На примере такой простой модели показано возникновение анапольной моды вследствие нарушения симметрии тороидальной структуры. Асимметричная конфигурация распределения тока создает два противоположно направленных потока токов $\mathbf{j}_1 \neq \mathbf{j}_2$, которые, в соответствии с (61), возбуждают электрическую и тороидную дипольные моды. В то же время эти токи удовлетворяют (59), что соответствует неизлучающему анапольному состоянию.

Помимо электродинамики в целом, рассмотренный формализм имеет особое значение для областей анапольных метаматериалов, нанофотоники и теории невидимости. Более того, в рамках этого формализма сформирован общий подход к созданию неизлучающих источников и рассеивателей. В частности, было показано, что любая неизлучающая конфигурация всегда появляется вследствие двух деструктивно осциллирующих мод, взаимодействующих в соответствии с (60). Эта идея вполне реалистична с точки зрения электрических и магнитных анапольных мод [13, 202, 214]. Нарушение симметрии метачастиц является вторым аспектом, как наиболее простым способом, приводящим к неизлучающей и невидимой конфигурации. Ряд работ подтверждает ключевую роль анапольного возбуждения в подавлении рассеивающих свойств простых структур, таких как диэлектрические нанодиски, кластеры и гибридные SRR [13, 202, 272, 273], что в будущем может быть применено для анализа электромагнитного отклика более сложных структур рассеивателей и систем прозрачности. Таким образом, представленный подход асимметричных эквивалентных источников тока может быть полезен для создания асимметричных, с электромагнитной точки зрения, метачастиц для возбуждения анапольного состояния.

В этом разделе были представлены объединенные теоретические выводы об особенностях неизлучающих источников на основе метода объемных и поверхностных эквивалентных источников. Получены результаты, согласующиеся с существующей литературой по данной тематике, представлены два компактных условия для возможных объемно-объемных, объемно-поверхностных и поверхностно-поверхностных конфигураций. Были описаны возможные метаматериалы и диэлектрические структуры, применимые для создания устройств прозрачности. Была предложена численная модель эквивалентных источников, возникающих вследствие наведенной асимметрии структуры. Предложенный подход применим для исследования и других структур, обладающих неизлучающими состояниями, анапольными модами, прозрачных устройств нанофотоники и метаматериалов.

3.2. Эффект пассивной маскировки (клокинга) на основе мультипольного взаимодействия

Этот раздел посвящен теоретическому исследованию модели пассивной мультипольной маскировки на основе взаимодействия ближних полей маскирующей оболочки и скрываемого объекта.

Анапольное состояние, как результат деструктивного возбуждения электрической и торoidalной мод, приводит к компенсации и подавлению полей, рассеиваемых ими в дальнем поле источника, в результате чего источник становится неизлучающим. В ряде работ были представлены эффективные резонаторы на основе возникновения анапольных мод [15, 206, 207, 214-218], однако здесь мы задались несколько иной задачей. Подобная интерференция полей наводит на мысль о создании нового типа маскировки на основе компенсации полей, вызванного деструктивным характером взаимодействующих мультиполей, так называемого *метода мультипольной маскировки (multipolar cloaking)*. Данный тип маскировки действует иначе, по сравнению с другими известными типами маскировки на основе компенсации рассеяния [5, 108, 116, 261], в которых невидимость возникает вследствие взаимодействия падающей электромагнитной волны как с маскировочным покрытием, так и маскируемым объектом. В основе метода мультипольной маскировки лежит анапольное состояние, заимствованное из теории безызлучательных систем, что еще раз доказывает родственность этих направлений [265, 267]. В этом разделе мы рассмотрим эффект невидимости, возникающий в модели маскировочной метамолекулы на основе неизлучающего анапольного состояния, которое, в отличие от [17], является пассивным устройством, возбуждаемым

внешним источником. Преимущество данной модели заключается в том, что, будучи пассивным (вторичным) источником, рассеиватель взаимодействует с внешней электромагнитной волной и становится неизлучающим для внешнего наблюдателя.

Эффект мультипольной маскировки может быть показан на основе следующей эффективной модели. Любой субволновый объект обладает электрическим или магнитным дипольным откликом, достаточным образом описывающим его свойства в первом приближении. Для подавления электромагнитного рассеянного поля такого объекта, необходимо, чтобы этот объект взаимодействовал с окружающим его объемом, имеющим мультипольный момент одинакового порядка. В частности, тороидный $\mathbf{T}$ и электрический $\mathbf{P}$ дипольные моменты имеют одинаковые диаграммы направленности. С другой стороны, при установлении условия $\mathbf{P} = -ik\mathbf{T}$ [13], взаимно исключается их излучение в дальней зоне. Иными словами, нужно создать такую маскировочную оболочку, тороидный момент которой совпадал бы по амплитуде и угловому моменту с электрическим моментом рассеивателя (маскируемого объекта), однако не совпадал бы по фазе при их одновременном взаимодействии с внешней электромагнитной волной. В идеальном случае это приводит к отсутствию рассеяния в дальней зоне за счет взаимной компенсации полей рассеяния оболочки с тороидным моментом $\mathbf{T}$ и объекта с электрическим моментом $\mathbf{P}$.

Модель мультипольной маскировки представляет собой метамолекулу, состоящую из проводящего ПЕС цилиндра (perfect electric conductor – идеальный электрический проводник), расположенного в ее центре, и четырех диэлектрических цилиндров с высоким значением диэлектрической проницаемости, расположенных по ее углам. Специально подобранная геометрия метамолекулы приводит к возбуждению сильного тороидного отклика в боковых цилиндрах и сильного электрического отклика центрального цилиндра. Использование диэлектрических цилиндров обосновано низкими нерадикационными потерями диэлектрического материала и, более того, использование цилиндрических структур упрощает фабрикации таких устройств на практике.

Рассматриваемая модель представлена на рисунке 20. Радиус боковых цилиндров составляет $R = 5 \text{ } \mu\text{m}$, расстояние между ними составляет $l = 12 \text{ } \mu\text{m}$, в то время как радиус центральной металлической частицы в два раза меньше и составляет $r = 2.5 \text{ } \mu\text{m}$. В целях упрощенного численного анализа структуры, высота h цилиндров предполагается бесконечной, внешняя среда предполагается вакуумом. Электромагнитный отклик структуры основан на индуцированных внешней ТМ-поляризованной волной (совпадающей с осью цилиндров) в боковых цилиндрах токами смещения и индуцированном в центральном цилиндре токе проводимости. Относительная диэлектрическая проницаемость цилиндров составляет $\epsilon_r = 41.4$,

что совпадает со значением диэлектрической проницаемости для LiTaO_3 в диапазоне малых ТГц частот [274, 275].

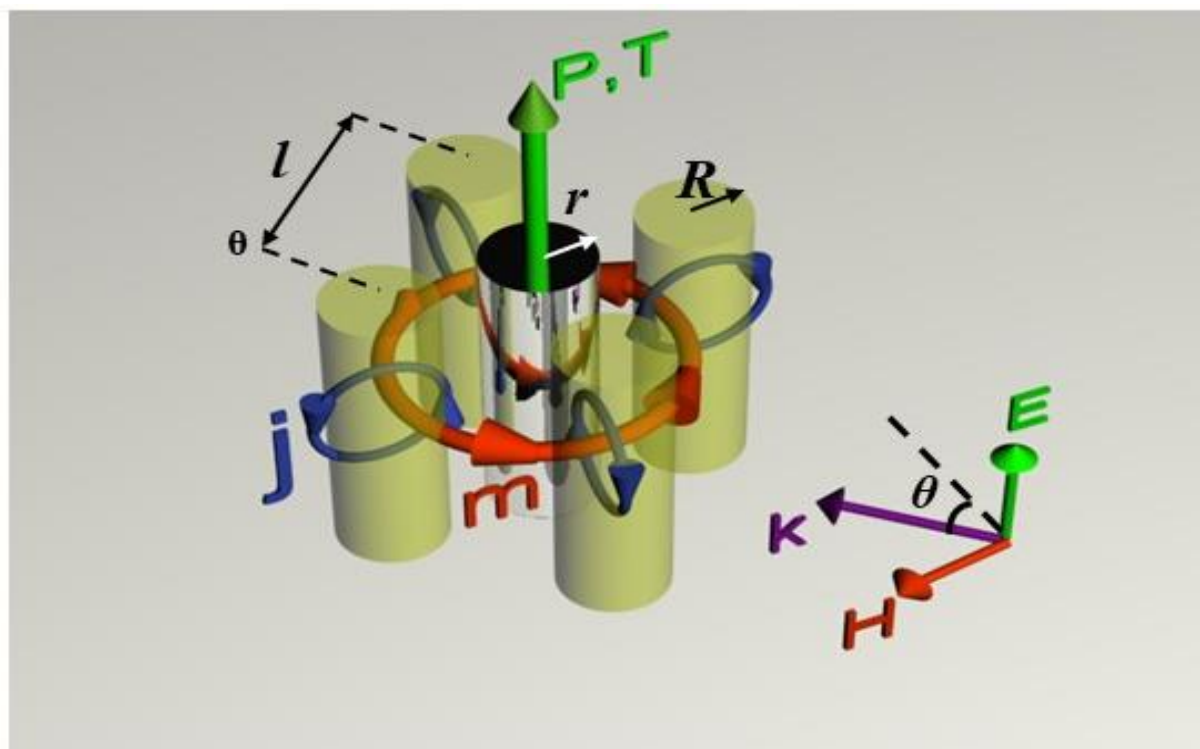


Рисунок 20 – Изображение модели пассивной маскировки, состоящей из кластера металлического и диэлектрических цилиндров. **P** и **T** обозначают электрический и торoidalный диполи, соответственно, **j** – петли токов смещения, **m** – магнитный отклик.

В зависимости от геометрических параметров метамолекулы (радиус частиц, расстояние между цилиндрами), электромагнитных параметров материала, так же, как и поляризации и угла падения электромагнитной волны, электромагнитное рассеяние всей метамолекулы, вызванное токами смещения в маскирующей оболочке и поверхностными токами в объекте, можно настроить на резонанс. Этот резонанс возникает вследствие следующего механизма:

1. Электромагнитный отклик метамолекулы возникает из-за круговых токов смещения **j**, индуцированных внутри каждого диэлектрического цилиндра внешней электромагнитной плоскопараллельной волной. Согласно теории Ми [27], круговые токи смещения **j** возбуждают магнитные моды **m** внутри каждого бокового цилиндра. Соответствующее расположение цилиндров приводит к возникновению вихря магнитного поля, аналогичному магнитному вихрю внутри тора. Такая дипольная конфигурация имитирует электромагнитные свойства тора и приводит к возбуждению торoidalного момента **T** вдоль главной оси тора.

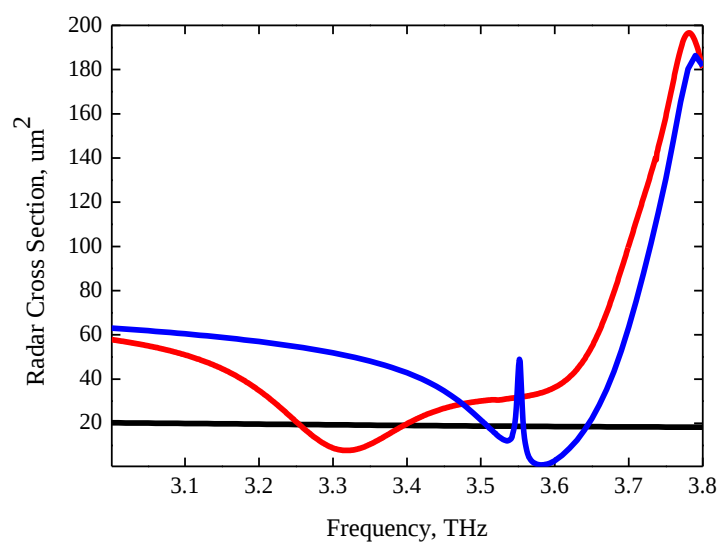
2. В центральном РЕС цилиндре возбуждаются поверхностные токи, которые, с электромагнитной точки зрения, порождают электрический дипольный момент $\mathbf{P}$ метамолекулы.

По этой причине, имеет смысл рассмотреть модель мультипольной маскировки на основе одновременного возбуждения электрического и тороидного моментов. Резонансное поведение маскировочной метамолекулы и сдвиг фаз между электрической и тороидной модами соответствует выполнению условия $\mathbf{P} = -ik\mathbf{T}$. При выполнении данного условия, внешний наблюдатель не может обнаружить объект, как и всю метамолекулу, так как внешняя волна проходит сквозь него без искаженного фронта волны.

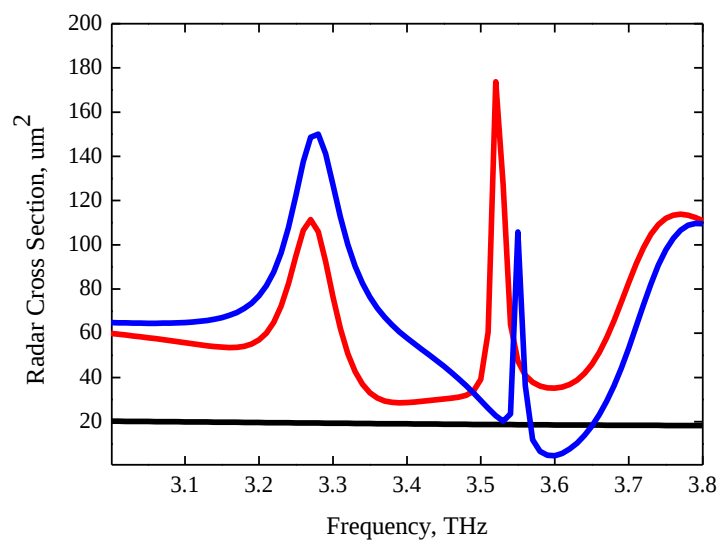
Рассеяние и распределение полей мультипольной маскировки. Очевидно, что эффективная изотропная маскировка требует подавления рассеянных полей во всех направлениях. Рассеяние от модели мультипольной маскировки оценивается значениями эффективной площади рассеяния ЭПР (RCS), рассчитанными в дальней зоне. Ниже приведены расчёты для трех случаев: одиночный рассеиватель (цилиндр из РЕС), диэлектрическая маскирующая оболочка (четыре цилиндра из LiTaO_3) и метамолекула мультипольной маскировки, состоящая из комбинации металлического и диэлектрических цилиндров.

На рисунке 21 представлены результаты численного расчёта ЭПР рассеивателя (черная кривая), диэлектрической оболочки (красная кривая) и метамолекулы мультипольной маскировки (синяя кривая) при трех различных углах падения внешней электромагнитной волны $\theta=45^\circ$ (рисунок 21а), $\theta=0^\circ$ (рисунок 21б), $\theta=30^\circ$ (рисунок 21в) в диапазоне частот 3-3.8 ТГц. Радиус металлического цилиндра, описывающего характеристики маскируемого объекта, в два раза меньше боковых диэлектрических цилиндров и имеет значение ЭПР 20 мкм^2 . При падении волны под углом $\theta=45^\circ$ (рисунок 21а), метамолекула (синяя кривая) имеет минимальное рассеяние (0.2 мкм^2) на частоте 3.58 ТГц, при которой рассеяние от диэлектрической оболочки (красная кривая) достигает 33.827 мкм^2 , что превышает рассеяние от метамолекулы в 16 раз. При падении внешней волны под углом $\theta=0^\circ$ (рисунок 21б), рассеяние от метамолекулы составляет 4.46 мкм^2 , которое в 8 раз ниже рассеяния от диэлектрической оболочки (35.1515 мкм^2). На рисунке 21в приведены значения ЭПР при падении внешней волны под углом $\theta=30^\circ$ при той же частоте минимального рассеяния 3.58 ТГц, равное 0.98 мкм^2 . Таким образом, результаты, представленные на рисунке 21, подтверждают предположение о взаимной компенсации полей, рассеянных метамолекулой мультипольной маскировки.

(a)



(6)



(B)

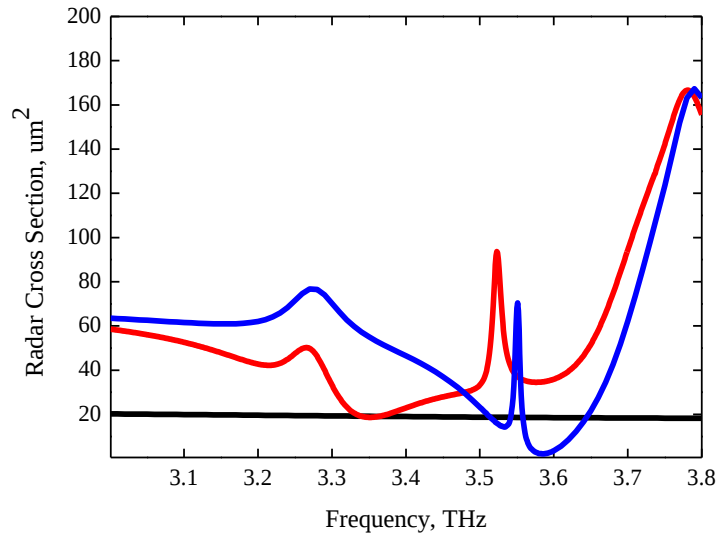


Рисунок 21 – Эффективная площадь рассеяния (ЭПР) электрического рассеивателя (черная кривая), диэлектрической оболочки (красная кривая) и метамолекулы мультипольной маскировки (синяя кривая) при трех различных углах падения внешней электромагнитной волны $\theta=45^\circ$ (а), $\theta=0^\circ$ (б), $\theta=30^\circ$ (в) в диапазоне частот 3-3.8 ТГц.

Исследуем наблюдаемое минимальное рассеяние метамолекулы мультипольной маскировки из распределения электрических и магнитных полей внутри метамолекулы на частоте минимального рассеяния. На рисунке 22 представлены распределения у-компоненты (вдоль оси цилиндров) интенсивности электрического поля и абсолютного значения (перпендикулярно оси цилиндров) интенсивности магнитного поля РЕС рассеивателя, диэлектрической оболочки и метамолекулы маскировки при угле падения внешней электромагнитной волны $\theta=45^\circ$ на частоте минимального рассеяния 3.58 ТГц. На рисунках 23 и 24 представлены аналогичные результаты при падении внешней волны под углами $\theta=0^\circ$ и $\theta=30^\circ$, соответственно.

Электрическое и магнитное поле РЕС цилиндра, как и ожидалось, отличается сильными искажениями фронта падающей волны. Возмущения меньшей интенсивности наблюдаются во фронте волны, падающей на диэлектрическую оболочку. Это происходит из-за того, что взаимодействие волны с РЕС цилиндром и диэлектрической оболочкой порождает электрический и тороидный момент, соответственно, которые имеют сильное рассеяние во внешнем поле. С другой стороны, в случае метамолекулы мультипольной маскировки, фронт падающей волны практически не искажен. Это происходит вследствие деструктивной интерференции между ближними полями рассеивателя и диэлектрической оболочки, которая приводит к невозмущенному распространению волны сквозь метамолекулу, что является

следствием, как предполагается, возбуждения анапольной моды. Такое распределение поля еще раз доказывает о состоятельности идеи возбуждения анапольной моды для эффекта маскировки.

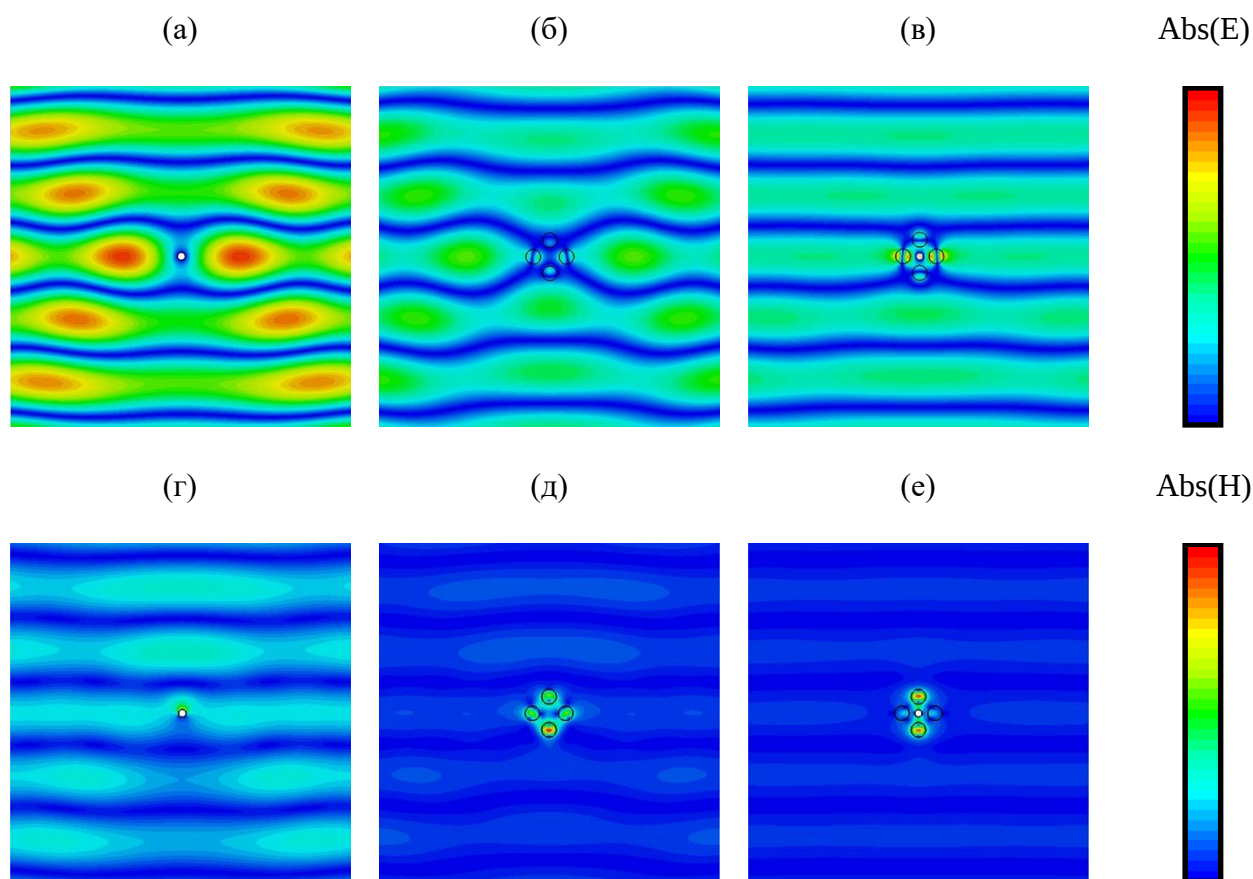


Рисунок 22 – Распределение поля у-компоненты (вдоль оси цилиндров) интенсивности электрического поля и абсолютного значения (перпендикулярно оси цилиндров) интенсивности магнитного поля одиночного рассеивателя (а и г), диэлектрической оболочки (б и д) и метамолекулы мультипольной маскировки (в и е) при падении внешней электромагнитной волны под углом $\theta=45^0$ на частоте минимального рассеяния 3.58 ТГц.

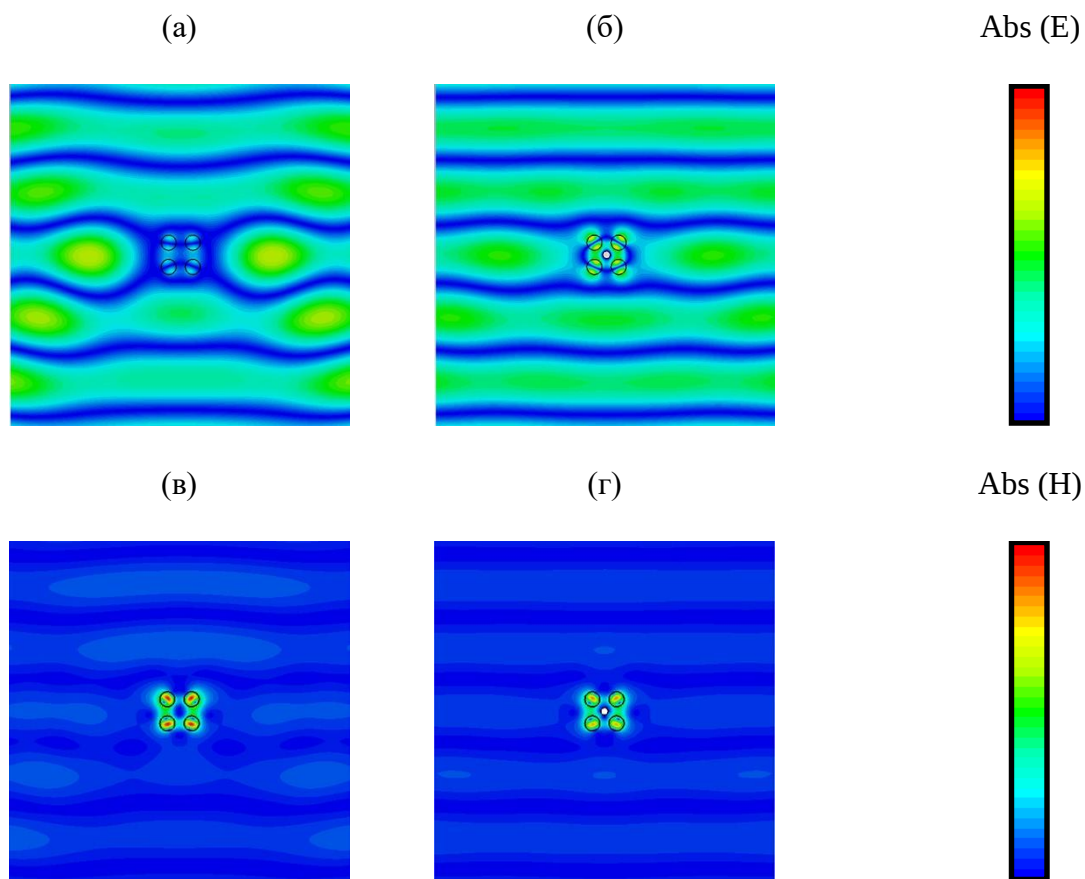
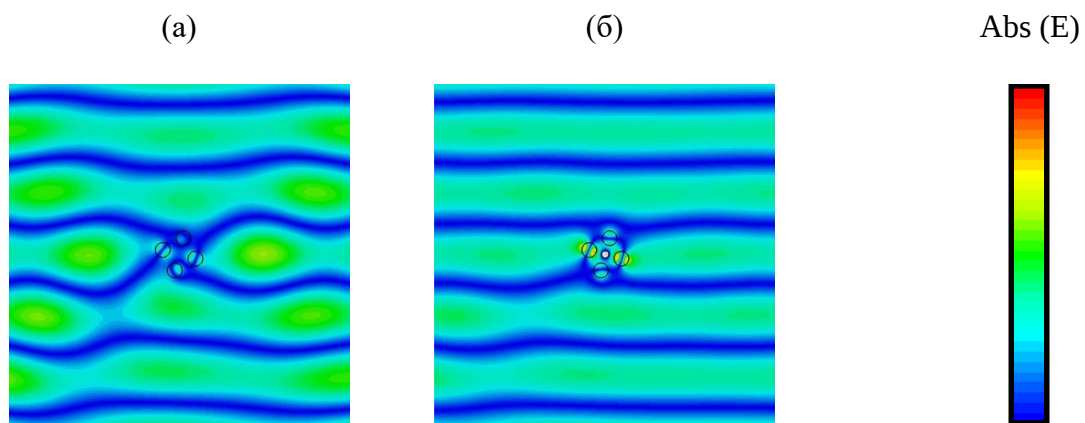


Рисунок 23 – Распределение поля у-компоненты (вдоль оси цилиндров) интенсивности электрического поля и абсолютного значения (перпендикулярно оси цилиндров) интенсивности магнитного поля диэлектрической оболочки и метамолекулы мультипольной маскировки при падении внешней электромагнитной волны под углом $\theta=0^0$ на частоте минимального рассеяния 3.58 ТГц.



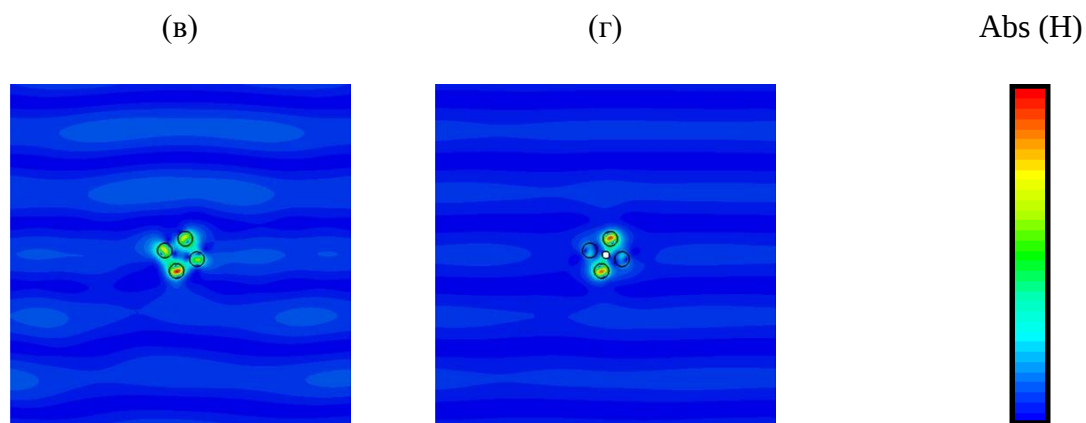


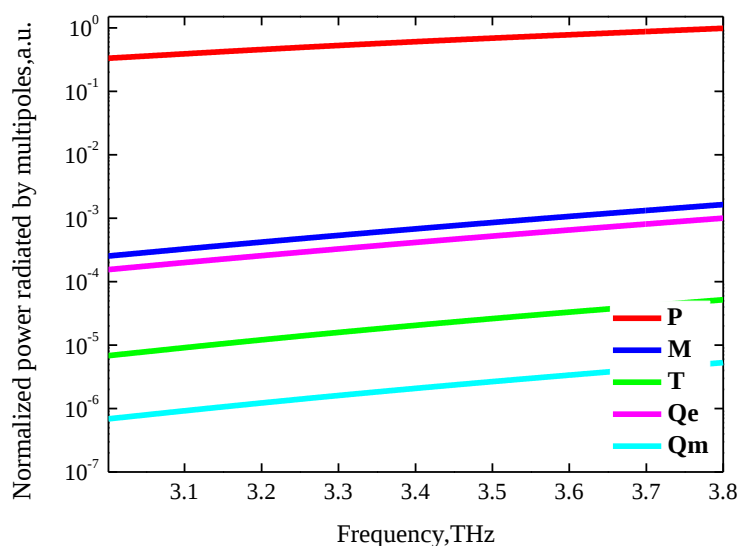
Рисунок 24 – Распределение поля у-компоненты (вдоль оси цилиндров) интенсивности электрического поля и абсолютного значения (перпендикулярно оси цилиндров) интенсивности магнитного поля диэлектрической оболочки и метамолекулы мультипольной маскировки при падении внешней электромагнитной волны под углом $\theta=30^0$ на частоте минимального рассеяния 3.58 ТГц.

Как показано в [120], подобные конфигурации, в которых маскируемый объект “сопровождается” рассеивающим объектом, удобны, так как скрываемый объект не находится в прямом взаимодействии с маскирующей оболочкой и покрыт ею не полностью. Однако, продемонстрированное в [120] пассивное устройство маскировки на основе плазмонного взаимодействия требует применение веществ с отрицательной диэлектрической проницаемостью, в то время как представленное устройство работает с веществами, обладающими положительными значениями диэлектрической проницаемости.

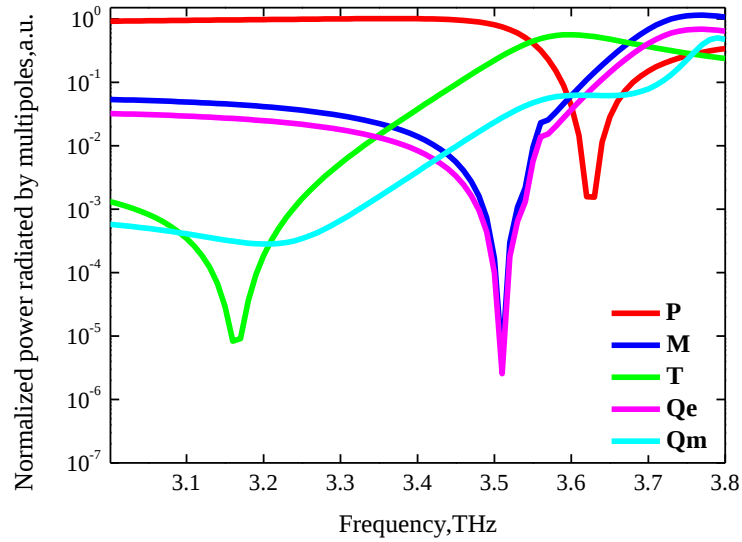
Так как результаты симуляции распределения полей согласуются с нашим предположением, проведем анализ мультиполей, излученных в ближнее поле на исследуемой частоте. Рассеянное поле разложено до мультиполей второго порядка и представлено в рамках пяти сильнейших мультиполей: электрический **P** (красная кривая), магнитный **M** (синяя кривая) и тороидный **T** (зеленая кривая) дипольные моменты, электрический **Qe** (розовая кривая) и магнитный **Qm** (голубая кривая) квадрупольные моменты. На рисунке 25 продемонстрированы мультипольные разложения ближних полей, рассеянных электрическим рассеивателем, диэлектрической оболочкой и метамолекулой мультипольной маскировки до мультиполей второго порядка при падении внешней волны под углом $\theta=45^0$ в диапазоне частот 3-3.8 ТГц. Электрический рассеиватель, обладает сильным электрическим моментом **P**, который превосходит другие мультиполи в 1000 раз (рисунок 25а). На рисунке 25б приведено мультипольное разложение поля диэлектрической оболочки с ярко выраженным тороидным моментом **T** на частоте 3.58 ТГц. При мультипольном разложении ближнего поля метамолекулы мультипольной

маскировки, становится очевидным установление анапольного состояния на частоте 3.58 ТГц, которое, как и ожидалось, отвечает за невозмущенное прохождение фронта волны через метамолекулу (рисунок 25в). Электрический дипольный момент **P** доминирует во всем диапазоне частот и претерпевает резкий спад при 3.63 ТГц, в то время как тороидный дипольный момент **T** возрастает на частоте 3.167 ТГц и доминирует в диапазоне 3.551-3.671 ТГц. В то же время, магнитный дипольный момент **M** и электрический квадрупольный момент **Qe** стремительно возрастают в диапазоне 3.5-3.727 ТГц и становятся доминирующими, в то время как магнитный **Qm** квадрупольный момент постепенно растет во всем диапазоне. Кроме того, пунктирной кривой на рисунке 25 приведены сумма электрического **P** и тороидного **T** дипольных моментов $\mathbf{P} + i\mathbf{kT} = 0$, которая подтверждает деструктивную интерференцию этих мод, что соответствует подавленному рассеянию на частоте 3.58 ТГц.

(a)



(б)



(B)

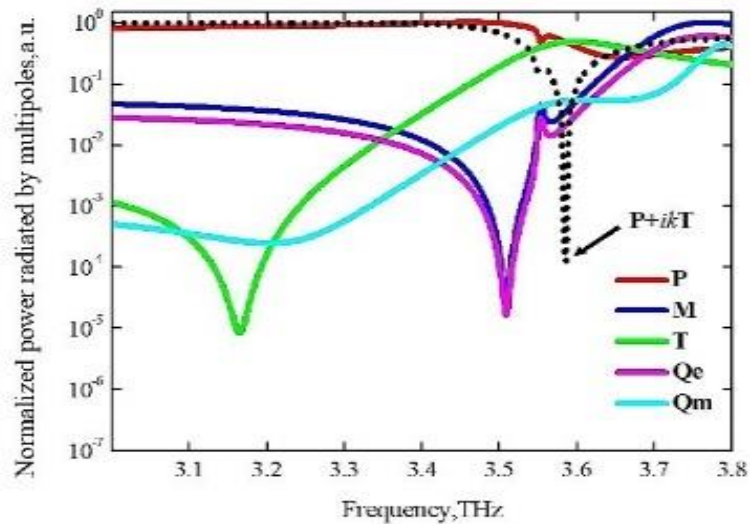
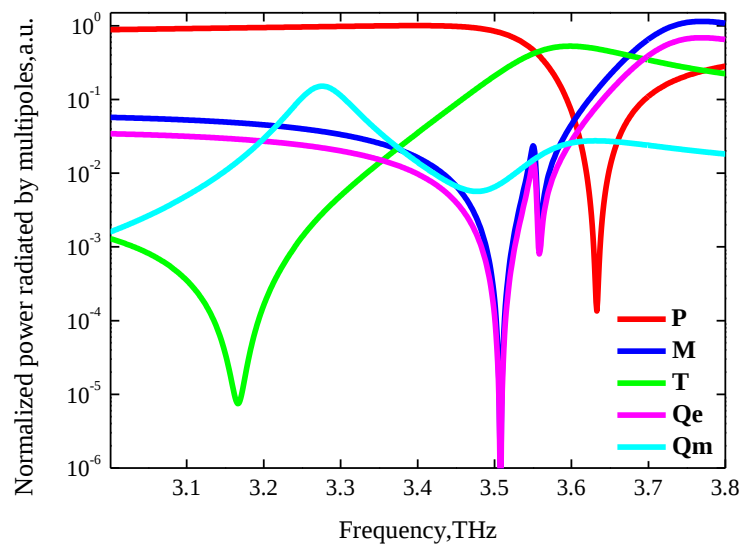


Рисунок 25 – Нормализованное распределение мощности ближнего поля электрического рассеивателя (а), диэлектрической оболочки (б) и метамолекулы мультипольной маскировки (в) в рамках пяти сильнейших мультиполей при падении внешней волны под углом $\theta=45^\circ$ в диапазоне частот 3-3.8 ТГц.

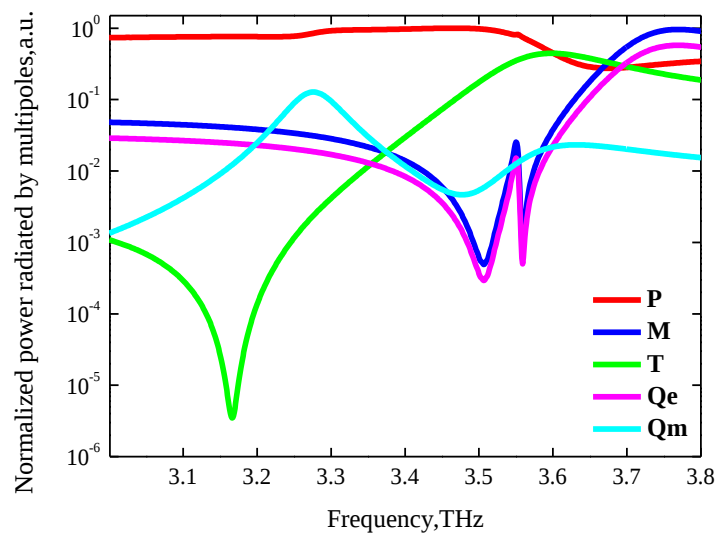
Аналогичные расчеты проведены при падении волны под углами $\theta=0^\circ$ и $\theta=30^\circ$ (рисунок 26). Как показано на рисунке 26б, на частоте 3.58 ТГц возникает анапольное состояние при падении внешней волны под углом $\theta=0^\circ$. Электрический дипольный момент $\mathbf{P}$ доминирует при низких частотах и спадает при частоте 3.55 ТГц. Что касается тороидного момента $\mathbf{T}$, значение этой

моды возрастает при 3.16 ТГц и доминирует в диапазоне 3.58-3.63 ТГц. Магнитный дипольный момент **M** и электрический квадрупольный момент **Qe** распространяются с относительно одинаковыми значениями с интенсивностью в 100 раз ниже по сравнению с электрическим **P** и тороидным **T** дипольными моментами во всем диапазоне частот, однако претерпевают скачок на частоте 3.75 ТГц. Магнитный квадрупольный момент **Qm** постепенно растет во всем диапазоне. Схожая картина возникает и при падении внешней волны под углом $\theta=30^\circ$. Анапольное состояние также возникает на частоте 3.58 ТГц. Другие мультиполи имеют меньшие интенсивности по сравнению с другими случаями падения внешней волны.

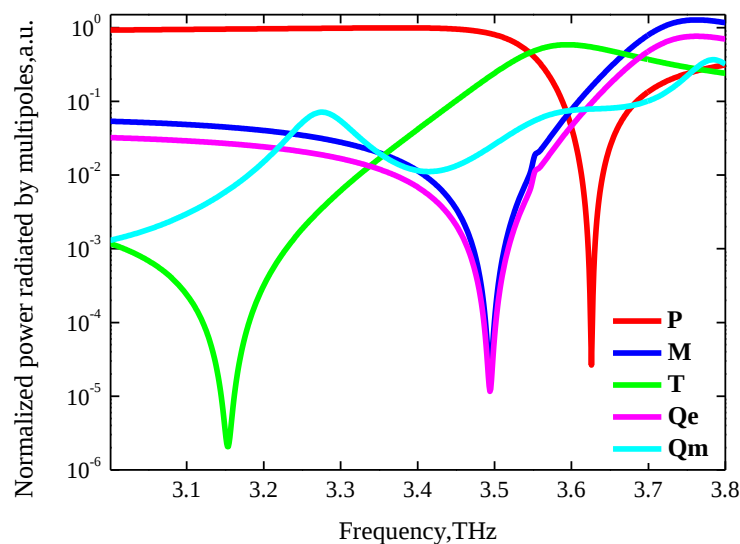
(a)



(б)



(B)



(г)

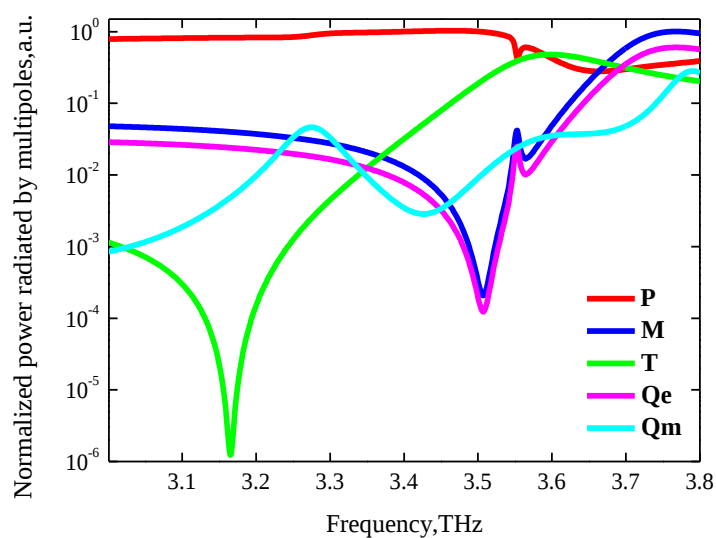


Рисунок 26 – Нормализованное распределение мощности ближнего поля диэлектрической оболочки (а и в) и маскирующего устройства (б и г) в рамках пяти сильнейших мультиполей при падении внешней волны под углами $\theta=0^0$ и $\theta=30^0$ в диапазоне частот 3-3.8 ТГц.

Стоит отметить, что идеальное анапольное состояние возникает в отсутствии других мультиполей, которые дают вклад в рассеяние. Идеальная модель работает только в абстрактном моделировании без претензий к “чистоте эксперимента”, и соответственно, не работает для реальной модели. Также и в предложенном маскировочном устройстве,

присутствует достаточно высокие значения магнитного $\mathbf{M}$ момента, так же, как и электрического $\mathbf{Q_e}$ и магнитного $\mathbf{Q_m}$ квадрупольных моментов.

В завершении проведенного исследования электромагнитных свойств предложенной метамолекулы мультипольной маскировки, приведем расчет ЭПР данной. На рисунке 27 продемонстрированы значения ЭПР для электрического рассеивателя (черная кривая), диэлектрической оболочки (красная кривая) и метамолекулы мультипольной маскировки (синяя кривая) на частоте 3.58 ТГц. Примечательно, что в дальней зоне торoidalный момент имеет схожую с электрическим моментом диаграмму рассеяния, что, как было упомянуто в разделе 2, в очередной раз свидетельствует о неотличимости их полей для отдаленного наблюдателя. ЭПР метамолекулы мультипольной маскировки (синяя кривая) сопровождается подавленным рассеянием во всех направлениях. В частности, при $\theta=45^\circ$ ЭПР имеет значение 0.98 мкм^2 , при $\theta=0^\circ$ имеет 4.46 мкм^2 . Такое поведение становится очевидным, исходя из мультипольного разложения: анапольное состояние при 3.58 ТГц приводит к подавлению электрического типа рассеяния, однако такие мультиполя, как магнитный диполь $\mathbf{M}$, электрический $\mathbf{Q_e}$ и магнитный $\mathbf{Q_m}$ квадруполь вносят вклад в четыре лепестка в ЭПР метамолекулы.

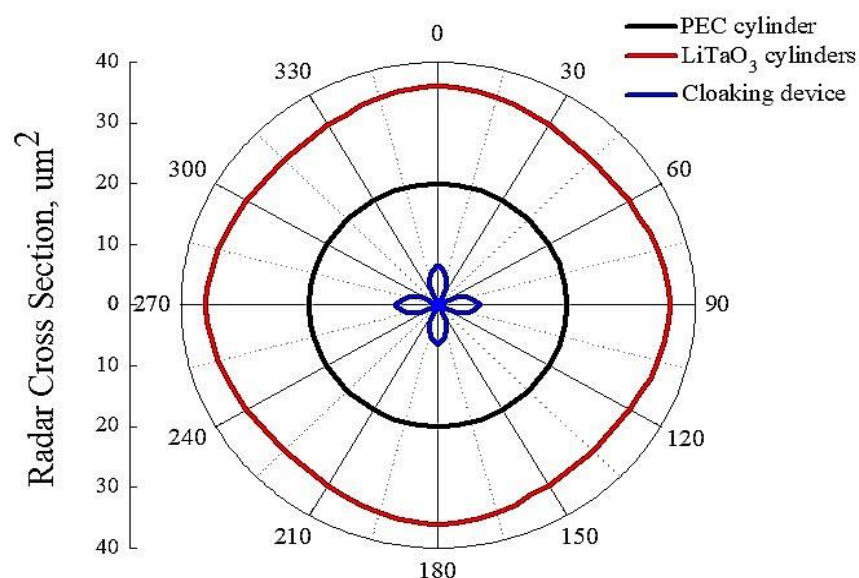


Рисунок 27 – ЭПР для электрического рассеивателя (черная кривая), диэлектрической оболочки (красная кривая) и метамолекулы мультипольной маскировки (синяя кривая) на минимальной частоте рассеяния 3.58 ТГц.

Предложенная модель мультипольной маскировки субволновых объектов основывается на взаимодействии мультиполей, возбужденных внешним излучением и служит основой для развития применения диэлектрических оболочек. В этом приближении мы использовали

возможность компенсации электрического поля рассеяния (электрический момент $\mathbf{P}$) маскируемого объекта деструктивно интерферирующим с полем рассеяния оболочки с большим значением тороидного момента $\mathbf{T}$. Подобное взаимодействие падающей волны с маскирующей метамолекулой представляет собой многообещающий интерес в развитии устройств во многих сферах деятельности. В качестве возможных применений, стоит отметить спрос на устройства неразрушающего контроля наномасштабных систем, которое может быть проведено субволновыми маскирующими системами. К примеру, инвазивное введение электрических зондов в среду исследования приводит к неизбежному перераспределению поля в окрестностях зонда, тем самым искажению поля и, следовательно, фальсификации результатов измерения. С помощью субволнового электрического зонда, поле которого замаскировано, производится исследование невозмущенного ближнего поля системы, так называемое неинвазивное зондирование [276]. Приборы с низким уровнем возмущения востребованы во многих современных приложения биологии и медицины, в которых необходимы наноскопическое изображение наночастиц и молекул различной природы. Зачастую, большинство исследований проводятся в непосредственной близости наночастицы и требует “чистоты” сигнала, в том числе исключения белого шума прибора, понижающего точность исследований. Одним из возможных решений может стать “маскировка” сенсора, которая исключает искажения ближнего поля. Этот вопрос актуален и в исследовании живых организмов, таких как раковые клетки. Так как устройства мультипольной маскировки имеют узкий рабочий диапазон частот, с помощью манипуляций параметров устройства, они могут быть настроены на определенную частоту и использованы в качестве сенсоров высокой чувствительности. Все вышеперечисленные примеры доказывают востребованность такой модели для приборов настраиваемого неинвазивного исследования задач нанопотоники и наномедицины [258, 259].

3.3. Классический аналог электромагнитно-индуцированной прозрачности в терагерцовых диэлектрических метаматериалах

В этом разделе продемонстрирована численная модель высокодобротного метаматериала, демонстрирующего новый эффект прозрачности за счет обнуления всех основных мультипольных моментов, таким образом, качественно отличающийся от других видов прозрачности, основанных на взаимодействии излучающих мод. На примере метаматериала из кластера диэлектрических цилиндров, будет продемонстрирован эффект прозрачности, возникающий вследствие одновременного взаимного погашения мультиполей одинакового порядка, приводящего к нулевым нерадиационным потерям в диэлектрическом метаматериале. Такое поведение мультиполей обусловлено дизайном метаматериала, обеспечивающим противоположно направленные электрические и магнитные моды внутри каждой из них. Погашение мультиполей, в частности диполей, приводит к полному прохождению внешней электромагнитной волны через метаматериал.

В главе 2 описано возникновение окна прозрачности вследствие перекрытия электрического и магнитного мультиполей в плазмонных и диэлектрических частицах. Этот эффект называется Фано-резонанс, возникающий вследствие интерференции между составляющими частями метамолекулы [168, 277]. Еще одной техникой для возникновения окна прозрачности является метод “захваченных мод”, в котором падающая волна возбуждает противоположно направленные в метаатоме моды, вследствие чего поля рассеяния внутри каждого метаатома взаимно уничтожаются. Эти способы возбуждения ЭИП сопровождаются малыми нерадиационными потерями и демонстрируют эффекты прозрачности вследствие деструктивной интерференции между мультиполями разных порядков. Этот раздел посвящен эффекту прозрачности в метаматериалах, возникающего вследствие *обнуления основных возбужденных дипольных моментов*, приводящих к нулевым нерадиационным потерям в диэлектрических метаматериалах.

Структурная единица метаматериала состоит из кластера четырех идентичных субволновых высокоиндексных цилиндров, расположенных внутри ячейки ромбической формы. Цилиндры изготовлены из LiTaO_3 , который имеет резонансные значения в диапазоне малых ТГц, что способствует более детальному исследованию данного эффекта. Ионные кристаллы, к которым относится LiTaO_3 , обладают сильным поляритонным откликом в ТГц диапазоне и могут быть практически реализованы различными методами выращивания кристаллов [274, 275]. Комплексная диэлектрическая проницаемость LiTaO_3 имеет вид Лоренцевой кривой $\varepsilon =$

$\varepsilon_{inf} \omega^2 - \omega_L^2 + i\omega\gamma/\omega^2 - \omega_T^2 + i\omega\gamma$. Здесь $\omega_T/2\pi=26.7$ ТГц обозначает частоту поперечных оптических фононов, $\omega_L/2\pi=46.9$ ТГц обозначает частоту продольных оптических фононов, $\gamma/2\pi=0.94$ ТГц фактор затухания, возникающий вследствие дипольной релаксации, и $\varepsilon_{inf}=13.4$ ТГц обозначает предельное значение диэлектрической проницаемости для частот выше ω_L . На частотах ниже фононного резонанса диэлектрическая проницаемость равна $\text{LiTaO}_3 \approx 41.4$ ТГц, и при этих частотах диссипативные потери в веществе несущественны.

В целях упрощения вычислений, высота цилиндров предполагается бесконечной длины. Электромагнитные свойства системы характеризуются токами смещения $\mathbf{j}$, индуцированными внешней электромагнитной волной в каждом цилиндре. Эти токи смещения порождают электромагнитное рассеяние, которое становится резонансным при надлежащем подборе радиуса и диэлектрической проницаемости цилиндров, а также поляризации падающей электромагнитной волны. Это резонансное поведение соответствует резонансам Ми, возникающим в диэлектрических частицах цилиндрической формы. В нашем случае, ТМ-поляризованная электромагнитная волна возбуждает резонансный электрический дипольный момент в каждом цилиндре, в том виде, как продемонстрировано на рисунке 28 [27, 91]. Это дает возможность использовать подобные диэлектрические материалы для получения искусственного магнетизма, магнитного и тороидного дипольного возбуждения, анапольного состояния и других [19, 91, 94, 202, 215, 253].

Падающая электромагнитная волна, $\mathbf{E}$ компонента которой параллельна оси цилиндров, возбуждает электрический дипольный момент $\mathbf{P}$ в каждом цилиндре, при этом в каждом соседнем цилиндре он направлен в противоположную сторону: пара цилиндров 1 и 3 и пара 2 и 4 имеет одинаковое направление электрического момента $\mathbf{P}$, приводящего к возникновению двух петель токов смещения. Каждая пара петель порождает два магнитных диполя $\mathbf{m}$ (2' и 4') направленных от центра метамолекулы. Другая пара магнитных дипольных моментов (1' и 3') возникает из другой пары петель и направлены к центру. Эти магнитные моменты ортогональны оси цилиндров. Каждая соседняя пара магнитных моментов имеет противоположное направление, вследствие чего взаимно уничтожается. Более того, полный магнитный отклик системы исчезает. К тому же, полный электрический дипольный отклик метаматериала также скомпенсирован, что объясняется взаимной компенсацией электрических дипольных моментов соседствующих цилиндров.

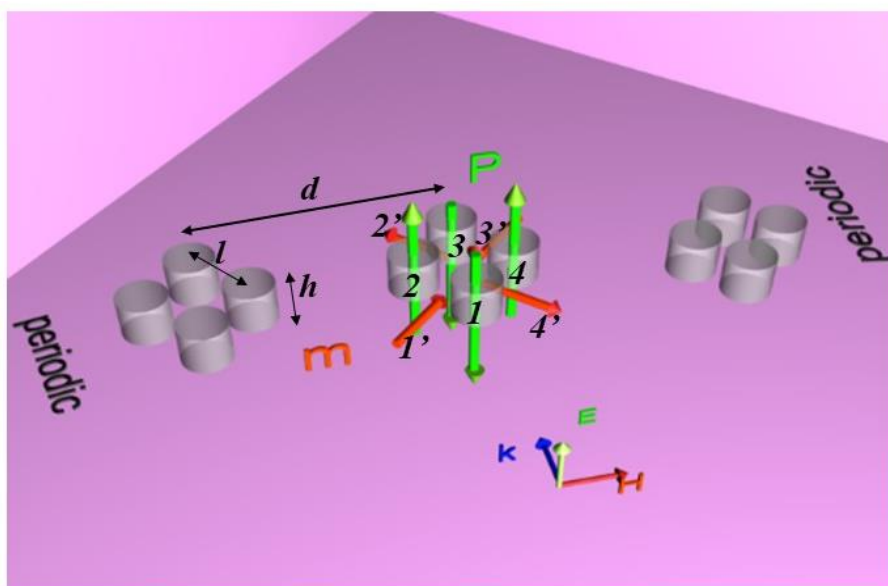


Рисунок 28 – Иллюстрация метаматериала из ромбических ячеек, состоящих из четырех идентичных параллельных диэлектрических цилиндров. $\mathbf{P}$ обозначает электрический диполь, соответственно, $\mathbf{j}$ – токи смещения, $\mathbf{m}$ – магнитный момент.

В предыдущих работах [13, 105, 106] также приводились примеры прозрачных систем на основе мультипольного взаимодействия. Однако, представленная структура не требует возбуждения мультиполей дополнительного порядка и амплитуды: эффект прозрачности возникает вследствие обнуления основных типов мультиполей. Это приводит к подавлению радиационных потерь и такой метаматериал становится прозрачным в оптическом диапазоне частот.

Предлагаемый метаматериал сильно взаимодействует с падающей волной благодаря ближнепольному взаимодействию соседних высокоиндексных цилиндров. Дизайн метаматериала подобран таким образом, что каждый цилиндр обладает сильными дипольными моментами ценой подавления других видов мультиполей. Каждый цилиндр имеет радиус $r = 5$ мкм, расстояние между центрами цилиндров составляет $l = 12$ мкм. Периодичность кластеров составляет $d = 60$ мкм. Окружающей средой предполагается вакуум. Как было упомянуто выше, высота цилиндров h предполагается бесконечной, что позволяет в расчетах рассмотреть двумерную модель. Расчеты произведены на платформе Ansys HFSS с применением периодических граничных условий [23]. Для имитации падающей ТМ-поляризованной волны применены порты.

На рисунке 29 представлен спектр прохождения метаматериала. Острый узкий пик на частоте 2.2446 ТГц соответствует возникновению прозрачности структуры. Этот резонанс имеет амплитуду, равную 1 и ширину пика 0.0017 ТГц, что говорит о высокой добротности метаматериала, численно равной $Q = f_0 / \Delta f = 1320$.

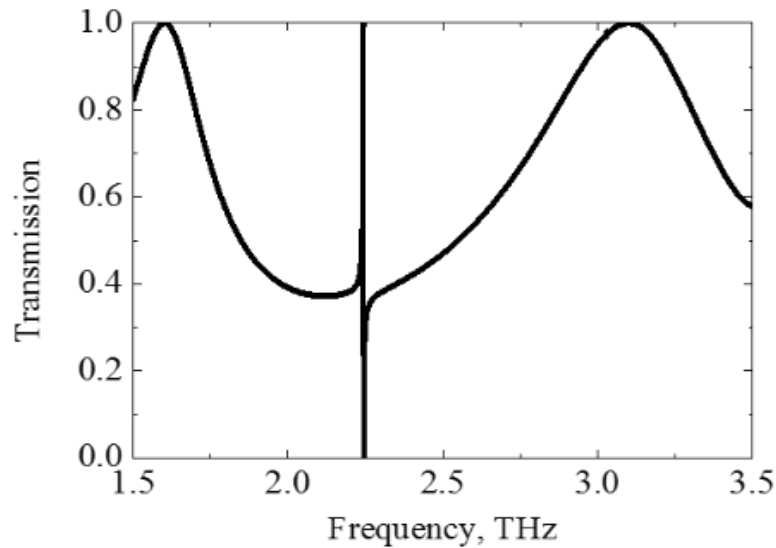


Рисунок 29 – Спектр прохождения метаматериала в диапазоне частот 1.5-3.5 ТГц.

Распределение полей на резонансной частоте 2.2446 ТГц подтверждает, что электрические диполи соседних цилиндров колеблются в противофазе, что свидетельствует о появлении круговых токов смещения в каждой паре цилиндров (рисунок 30а). Направления векторов электрического поля в цилиндре 1 и 3 совпадают и они противоположно направлены векторам $\mathbf{E}$ в цилиндрах 2 и 4. Каждая пара соседних цилиндров, а именно, 1 и 2, 2 и 3, 3 и 4, 4 и 1, формируют 4 петли токов смещения: $\mathbf{j}_{12}$, $\mathbf{j}_{23}$, $\mathbf{j}_{34}$, $\mathbf{j}_{41}$. В свою очередь, каждые две петли ($\mathbf{j}_{23}$ и $\mathbf{j}_{41}$) порождают два магнитных момента, направленных от центра метаатома (2' и 4' на рисунке 30б). Другие две петли токов ($\mathbf{j}_{12}$ и $\mathbf{j}_{34}$) смещения порождают другую пару магнитных дипольных моментов, направленных к центру метаатома (1' и 3' на рисунке 30б). Такая направленность токов и магнитных диполей приводит к взаимоуничтожению соседних пар магнитных диполей, приводящей к исчезновению полного магнитного отклика системы. По аналогии, исчезает и полный электрический дипольный отклик метаатома.

Распределение полей на резонансной частоте 2.2446 ТГц подтверждает противоположно направленное распределение фаз электрических полей соседних цилиндров, возникающее вследствие круговых токов смещения в каждой паре цилиндров (рисунок 30а), которые возбуждают магнитные поля между цилиндрами (рисунок 30б). Сильная локализация магнитного поля между цилиндрами указывает на ближнепольную связь между ними. Эти противоположно направленные магнитные дипольные моменты дают нулевой вклад в дипольный отклик всего метаатома. Кроме того, полный электрический дипольный отклик всего метаатома также равен нулю, так как напряженности электрического поля цилиндров 1 и 3 взаимно компенсируются, также как и напряженности цилиндров 2 и 4.

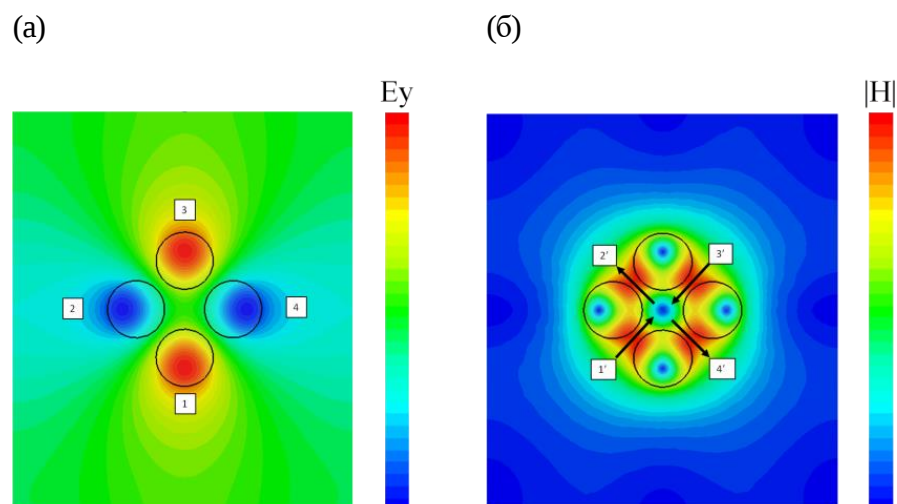


Рисунок 30 – Распределение у-компоненты (параллельно оси цилиндров) интенсивности электрического поля (а) и абсолютного значения интенсивности магнитного поля (б) в метаматериале.

Далее, для подкрепления наших предположений об обнулении мультиполей первого порядка, приведен мультипольный анализ ближних полей до мультиполей второго порядка: электрический $\mathbf{P}$, магнитный $\mathbf{M}$ и тороидный $\mathbf{T}$ дипольные моменты, электрический $\mathbf{Q}_e$ и магнитный $\mathbf{Q}_m$ квадрупольные моменты, рассеянных метаматериалом на резонансной частоте 2.2446 ТГц. На рисунке 31 представлена нормированная мощность ближнепольного распределения поля до второго порядка мультиполей. Резонансная частота соответствует второму пику в спектре прохождения. При этой частоте электрический дипольный момент $\mathbf{P}$ (голубая кривая) претерпевает узкий провал, сопровождаемый подавлением квадрупольных моментов $\mathbf{Q}_e$ (серая кривая) и $\mathbf{Q}_m$ (фиолетовая кривая), и почти нулевым значением магнитного $\mathbf{M}$ (розовая кривая) и тороидного $\mathbf{T}$ (зеленая кривая) дипольных моментов. В результате, на этой частоте практически не возникают нерадикационные потери, и это приводит к полной прозрачности метаматериала при 2.2446 ТГц. Это подтверждает предположение о возникновении эффекта прозрачности вследствие одновременного обнуления всех мультиполей. Этот эффект сопровождается высокой добротностью, что также соответствует возникновению окна прозрачности.

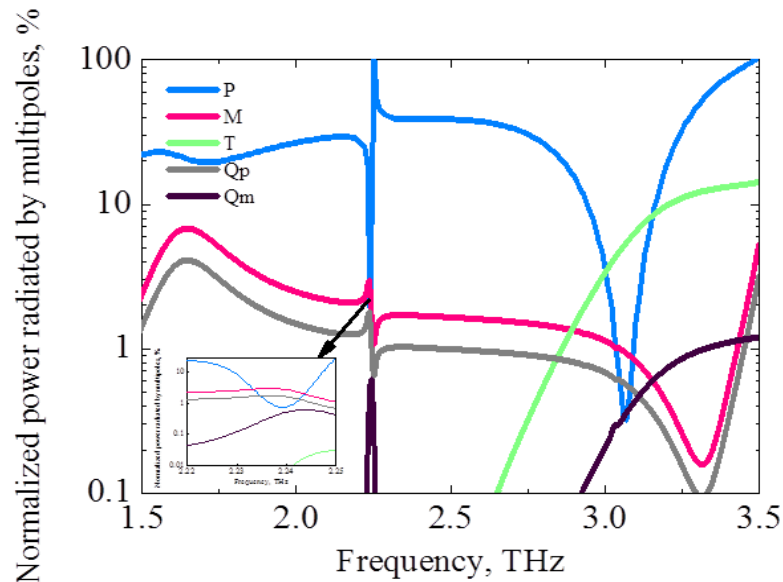


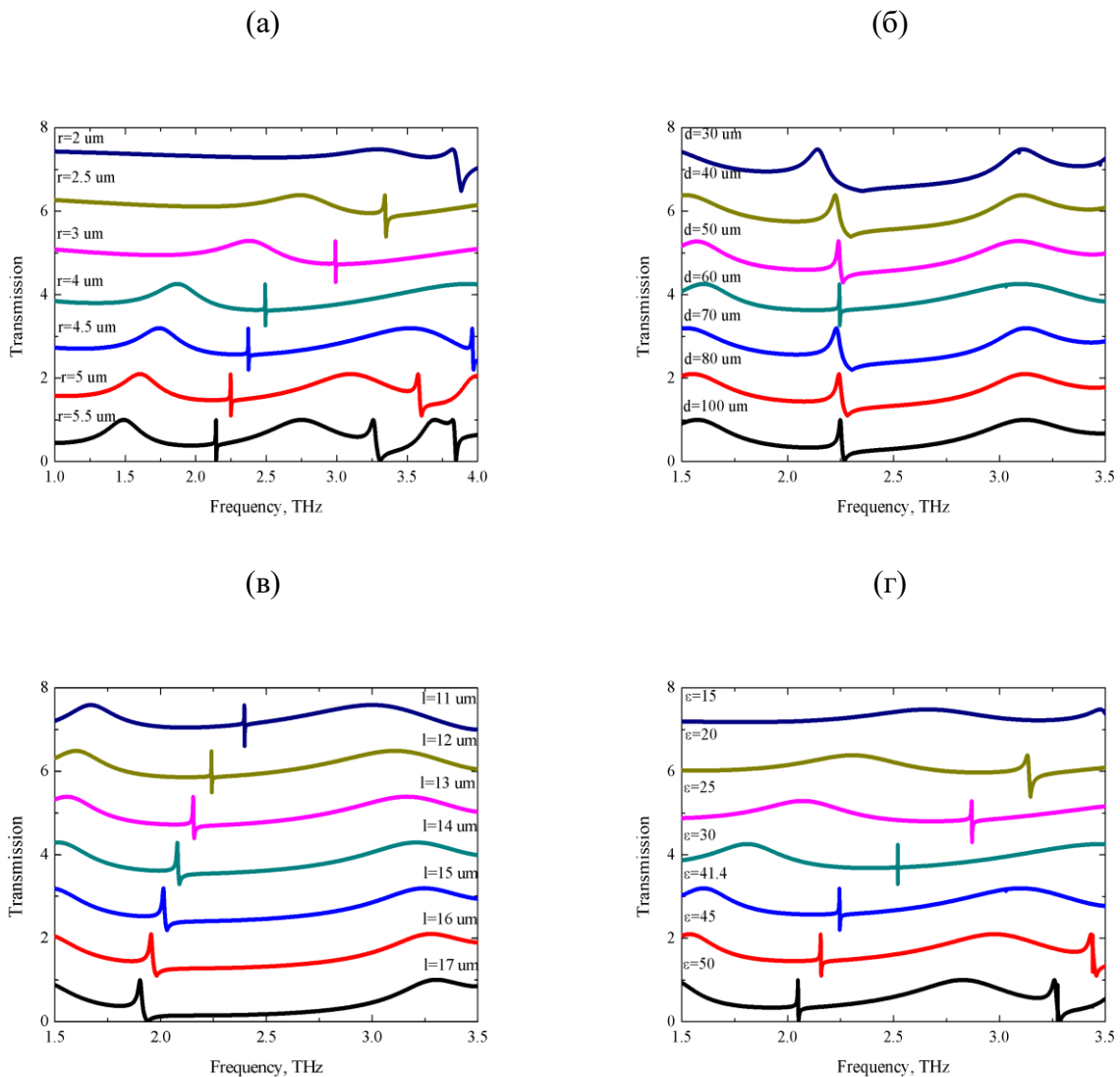
Рисунок 31 – Нормированная мощность излучения мультиполей до второго порядка.

Стоит отметить, что высокая добротность ранее наблюдалась в оптическом диапазоне в диэлектрических метаматериалах с нарушенной симметрией. Симметрия метаатома кубической формы нарушается усеченным краем каждого включения и вся поверхность располагалась на подложке для получения резонанса между двумя модами [278]. В работе [222] представлен высокодобротный метаматериал, в котором перекрываются резонансные моды асимметричных металлических включений, в результате чего возникает высокодобротный Фано-резонанс. Также, высокая добротность достигается путем возбуждения тороидной моды в тороидных метаматериалах [17, 279]. В отличие от этих работ, данный метаматериал не требует сложной геометрии и фабрикации, достаточно разместить диэлектрические цилиндры в определенной последовательности. В то же время, первый пик на 1.5 ТГц обусловлен вкладом электрического дипольного момента и менее весомого вклада магнитного дипольного и электрического квадрупольного моментов. В диапазоне 3-3.14 ТГц возникает третий пик прозрачности в спектре прохождения, основной вклад в который вносит тороидный дипольный отклик.

Очевидно, что представленный эффект возникает вследствие коллективного Ми-резонанса внутри каждого метаатома, а также подобранным параметрам и материала цилиндров. Ми моды электрического типа, возникающие в каждом метаатоме, возбуждают коллективный Ми-резонанс, возникающий вследствие межчастичного взаимодействия.

Для сравнения, приведем спектры прохождения при варьировании параметров метаатома. На рисунке 32 приведены пять различных графиков для пяти различных параметров. Рисунок 32а содержит спектр прохождения для различных значений радиуса r цилиндров. Меньшие значения радиуса приводят к смещению пика прохождения вправо с постепенным его уширением, которое очевидно продемонстрировано для $r = 2$ мкм. На рисунке 32б показаны

кривые спектра прохождения для различных расстояний между кластерами d , и становится очевидным, что варьирование этой величины приводит к уширению пика прохождения, а значит уменьшению добротности Q системы. Рисунок 32в содержит кривые спектра прохождения для различных значений расстояний между центрами цилиндров l : большие расстояния между цилиндрами приводят к смещению резонансного пика вправо с последующим его уширением. Рисунок 32г содержит кривые спектра прохождения при различных значениях диэлектрической проницаемости ϵ цилиндров. Из рисунка очевидно, что меньшие значения диэлектрической проницаемости ϵ приводят к уменьшению электрического размера кластеров и уширению резонанса. С другой стороны, большие значения диэлектрической проницаемости ϵ приводят к смещению вправо пика прохождения. На рисунке 32д показаны спектры прохождения при различных реализуемых значениях высоты h в диапазоне 3-20 мкм и для случая $h = \infty$. Меньшие значения высоты приводят к сдвигу вправо пика прохождения с постепенным исчезновением резонанса.



(д)

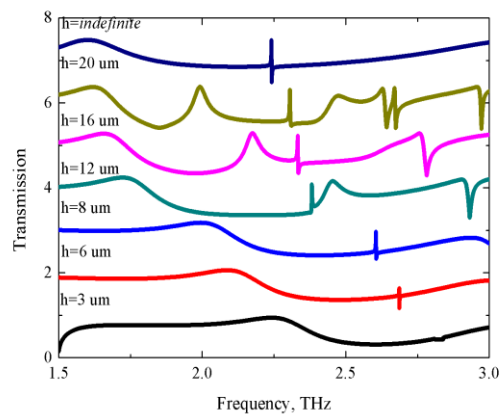


Рисунок 32 – Спектр прохождения при различных параметрах метаматериала: при различных радиусах r (а), расстояний между кластерами d (б), расстояний между центрами частиц l (в), диэлектрической проницаемости $\epsilon(\gamma)$ и высоты цилиндров h (д).

В этом разделе был продемонстрирован новый эффект прозрачности, возникающий вследствие одновременного обнуления всех типов мультиполей на резонансной частоте. Для подтверждения предположений, выдвинутых в начале раздела, мы провели мультипольное разложение предложенной структуры. Результаты симуляции показали, что на пике прозрачности при частоте 2.2446 ТГц с добротностью, равной $Q = 1320$, имеет место подавление основных видов мультиполей. Добротность структуры рассчитана с помощью формулы $1/Q = 1/Q_{rad} + 1/Q_{non}$, где Q_{rad} – радиационные потери, Q_{non} – нерадиационные потери. В то время как радиационные потери исключаются вследствие обнуления всех мультиполей, добротность Q ограничена нерадиационными потерями и джоулевыми потерями в LiTaO_3 . Для идеального случая материала без потерь, ожидаются экстремально высокие значения добротности. Данные результаты важны в проектировании невидимых для внешнего наблюдателя систем и систем замедления света типа ЭИП.

В заключении, приведем небольшое обсуждение о разнице между приведенным эффектом и ЭИП, а также Фано-резонансом. Фано-резонанс определяется интерференцией между “светлыми” и “темными” модами. ЭИП рассматривается как частный случай Фано-резонанса, в котором частоты ω_1 и ω_2 двух мод совпадают. В этом случае, кривая прохождения типа Фано переходит в кривую типа Лоренца [31, 280]. В нашем случае, рассеянные поля очень малы для основных типов мультиполей при 2.2446 ТГц. Действительно, этот резонанс определяется вкладом электрических, магнитных дипольных и электрического квадрупольного моментов, которые очень малы, но не совпадают по частоте. Рисунок 31 показывает, что максимальное

значение следует за минимальным значением интенсивности электрического диполя, в то время как интенсивности магнитного и тороидного диполей имеют другой порядок, что подтверждает, что рассмотренный резонанс имеет форму Фано. Таким образом, представленный в этом разделе эффект происходит за счет взаимной компенсации мультиполей одного порядка, возбужденных в каждом цилиндре с совпадающими резонансными частотами.

3.4. Диэлектрический тороидный метаматериал для возбуждения анапольной моды в оптическом диапазоне частот

Этот раздел посвящен численной модели тороидного метаматериала на основе кремниевой перфорированной пластины, поддерживающей анапольную моду в видимом спектральном диапазоне частот. Преимуществом данного метаматериала является простота фабрикации, вследствие чего он имеет очевидное практическое приложение: поддерживает анапольное состояние без сложной трехмерной тороидальной геометрии и может быть изготовлен одношаговым методом фабрикации. Такой метаматериал может быть применим для современных оптических устройств на основе диэлектрических метаматериалов.

Ранее, уже был предложен метаматериал, демонстрирующий анапольную моду в оптическом диапазоне и представляющий собой серебряный слой на подложке и встроенный SRR 3D геометрии, который, естественно, обладает диссипативными потерями [217].

В нашем случае метаатомы состоят из кластеров четырех сквозных перфорированных отверстий в кремниевой пластине. Стороны метаатома имеют одинаковую длину $l = 200$ нм и толщину $h = 100$ нм. Диаметр каждого отверстия равен $d = 45$ нм, а расстояние между центрами отверстий $s = 55$ нм. Внешняя линейно поляризованная волна падает по нормали к поверхности пластины (рисунок 33), таким образом, что метаатом облучается с верхней стороны, электрическая и магнитная компоненты падающей волны распространяются перпендикулярно оси отверстий. Подобранные геометрические размеры и диэлектрическая проницаемость материала ϵ , наряду с поляризацией и углом падения внешней волны приводит к резонансному возбуждению токов смещения. В свою очередь, эти токи порождают так называемое резонансное рассеяние Ми в каждой частицы [27]. Этот резонанс достаточным образом объясняет электромагнитные свойства диэлектрических наночастиц, особенно появление сильных магнитных мод. Токи смещения $\mathbf{j}$ принимают форму меридианов на поверхности

тороидальной формы, тем самым имитируя полоидальные токи и возбуждая магнитное поле, осциллирующее перпендикулярно оси воображаемого тора. Эта конфигурация создает тороидный момент в диэлектрических метаматериалах. Фронт падающей волны распространяется вдоль оси отверстий, а его электрическая составляющая E осциллирует ортогонально оси отверстий. Следовательно, токи смещения j охватывают по паре отверстий и создают две петли токов. В свою очередь, петли токов смещения возбуждают магнитный момент m , ограниченный ими. Такая конфигурация полей возбуждает тороидный отклик, осциллирующий параллельно электрическому полю. Разница между фазами колебания тороидного и электрического дипольных моментов в соответствии с условием $P = -ikT$ порождает анапольное состояние [13].

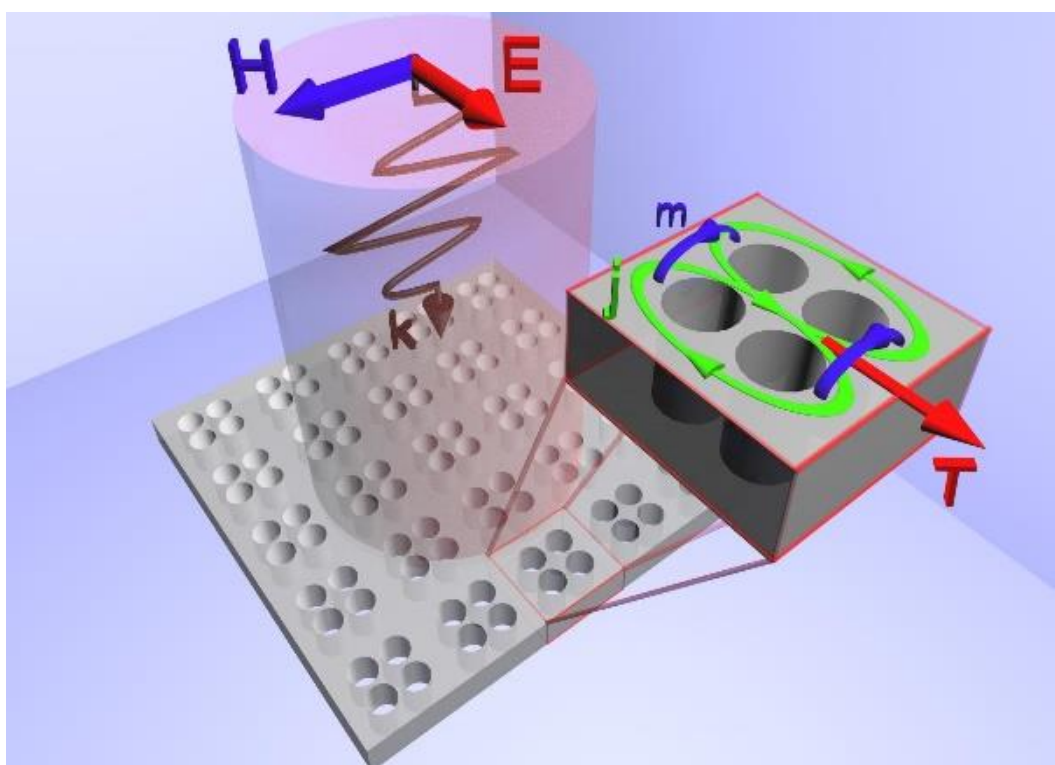


Рисунок 33 – Изображение кремниевого метаматериала и распределения возбуждаемых в метамолекуле токов и мод. Вкладка показывает возбуждение тороидного T момента. E и H обозначают электрическую и магнитную компоненты полей, соответственно, k – волновой вектор, j – ток смещения, m – магнитную моду.

Электромагнитные свойства кремниевого метаматериала рассчитаны с помощью коммерческой платформы для решения уравнений Максвелла HFSS с использованием стандартного подхода моделирования, при котором свойства всей структуры представлены повторением свойств одной элементарной ячейки с подобранными граничными условиями [23]. На рисунке 34 изображены кривые численно рассчитанного и восстановленного из

мультиполей спектра прохождения. Как видно из графика, пик прохождения соответствует частоте 566.5 ТГц и имеет амплитуду $|T|=1$.

Исследуем распределение возбужденных на этой частоте электромагнитных полей на основе абсолютного значения и сечения в направлении распространения волны интенсивностей электрического и магнитного полей. Расчеты показывают, что электрическое поле сильно сконцентрировано между вертикальными парами отверстий и обуславливают появление петель токов смещения $\mathbf{j}$ (рисунок 35а). Эти токи создают магнитные поля, циркулирующие в верхней и нижней сторонах отверстий (рисунок 35в). Как показали результаты моделирования, магнитное поле сильно концентрируется на верхней и нижней гранях метаатома и осциллируют по часовой стрелке (рисунок 35г). Соответственно, ожидается, что такая электромагнитная конфигурация токов смещения и полей порождают тороидный отклик $\mathbf{T}$ метаатома, колеблющийся по направлению электрической компоненты $\mathbf{E}$ падающей волны. Электрическое и магнитное поле на резонансной частоте появляются вследствие возбуждений Ми мод и подобная конфигурация полей соответствует возбуждению анапольной моды, которая сопровождается сильной локализацией электрического поля между отверстиями и концентрацией магнитных полей в верхней и нижней сторонах отверстий.

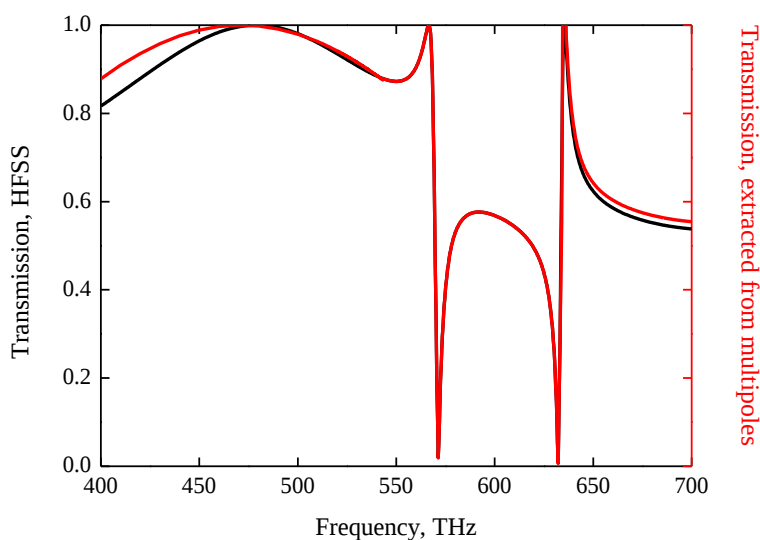


Рисунок 34 – Моделируемый (черная кривая) и восстановленный (красная кривая) из интенсивностей мультиполей спектр прохождения в диапазоне 400-700 ТГц. Острый пик прохождения соответствует частоте 566.5 ТГц.

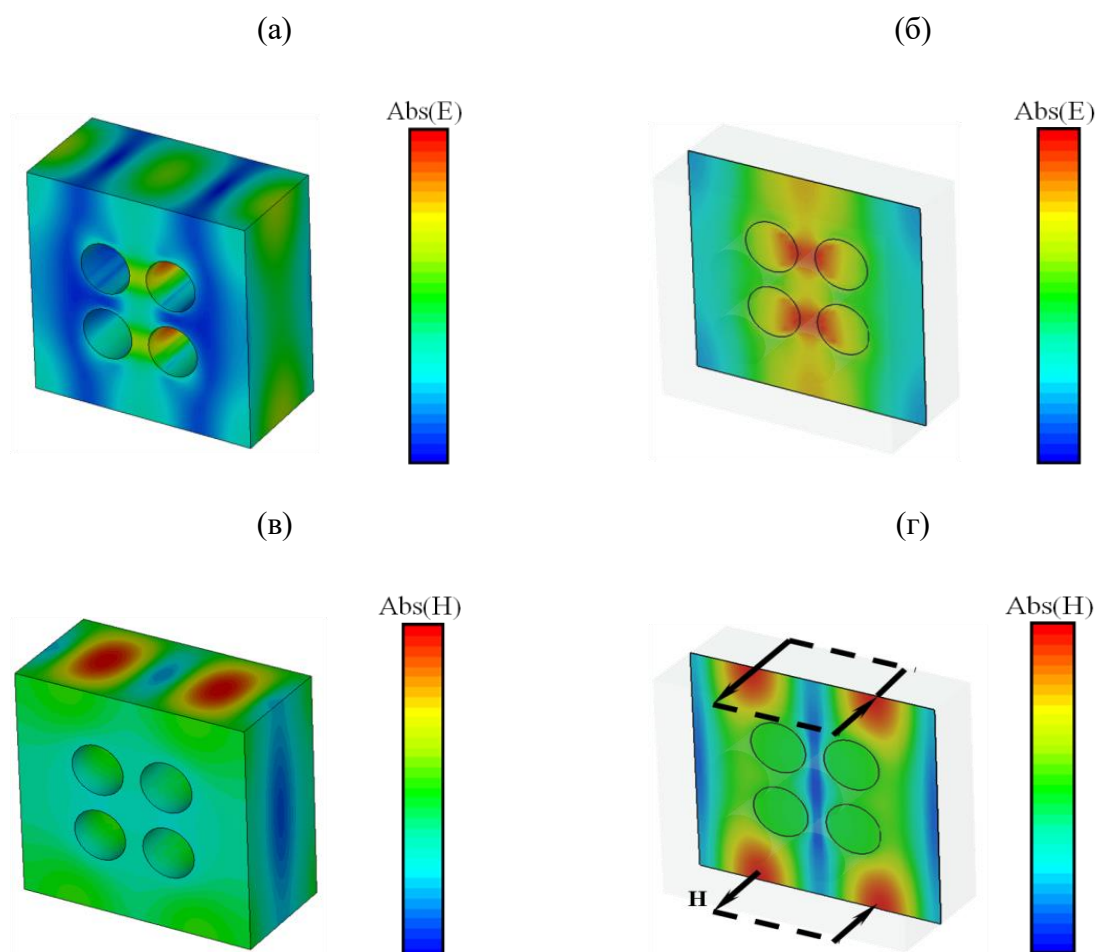


Рисунок 35 – Распределение полей абсолютного значения и сечения в направлении распространения волны интенсивностей электрического (а и б) и магнитного (в и г) полей на резонансной частоте 566.5 ТГц.

Подобное распределение полей подтверждает предположения об установлении анапольной моды. Исследуем этот эффект на основе мультипольного разложения токов смещения в рамках шести сильнейших мультиполей: электрический $\mathbf{P}$ (красная кривая), магнитный $\mathbf{M}$ (синяя кривая) и тороидный $\mathbf{T}$ (зеленая кривая) дипольные, электрический $\mathbf{Q}_e$ (розовая кривая), магнитный $\mathbf{Q}_m$ (голубая кривая), а также тороидный $\mathbf{Q}_t$ (коричневая кривая) квадрупольные моменты (рисунок 36). В окрестностях резонансной частоты электрический $\mathbf{P}$ и тороидный $\mathbf{T}$ дипольные моменты имеют практически одинаковые интенсивности. На резонансной частоте 566.5 ТГц эти дипольные моменты осциллируют в соотношении $\mathbf{P} = -ik\mathbf{T}$, что приводит к взаимному погашению их полей рассеяния, следовательно, установлению анапольного режима. Кроме того, в окрестностях резонанса сохраняется довольно высокое значение магнитного дипольного $\mathbf{M}$, а также электрического $\mathbf{Q}_e$, магнитного $\mathbf{Q}_m$ и тороидного $\mathbf{Q}_t$ квадрупольных моментов, интенсивности которых, однако, в 10 раз ниже соответствующих интенсивностей

электрического и тороидного диполей. Интенсивности этих мультиполей приводят к уширению пика прохождения, следовательно, подавлению добротности из-за возникающих нерадиационных потерь. Однако эти шесть мультиполей достаточным образом описывают электромагнитные свойства всей структуры: реконструированная из этих мультиполей кривая прохождения идеально совпадает с моделируемой кривой прохождения (рисунок 34).

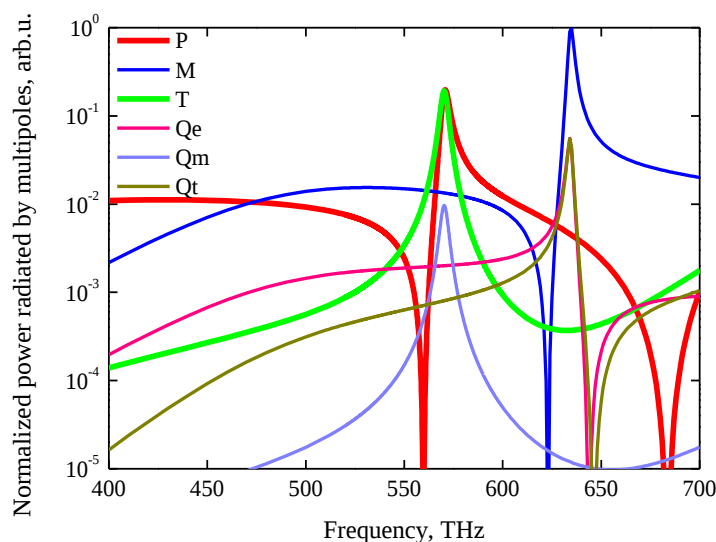


Рисунок 36 – Нормированная мощность мультиполей, излученных метаатомом в диапазоне 400-700 ТГц.

Кроме этого, было исследовано влияние глубины отверстий, диаметра отверстий и угла падения внешней волны на установление анапольного состояния. На рисунке 37 представлены спектры прохождения для отверстий глубиной $h = 30$ нм, 40 нм, 50 нм, 80 нм и 100 нм. Уменьшение глубины отверстий приводит к смещению резонансной частоты влево, а также к уширению пика прохождения. Рисунок 38 содержит графики мультипольного разложения ближнего поля всех представленных случаев от глубины h . В частности, для более глубоких отверстий на рисунках 38 б-г, анапольное состояние нарушается вследствие возросшего магнитного дипольного момента на резонансной частоте, в то время, как в случае $h = 30$ нм, резонансная частота сопровождается доминирующим электрическим дипольным моментом.

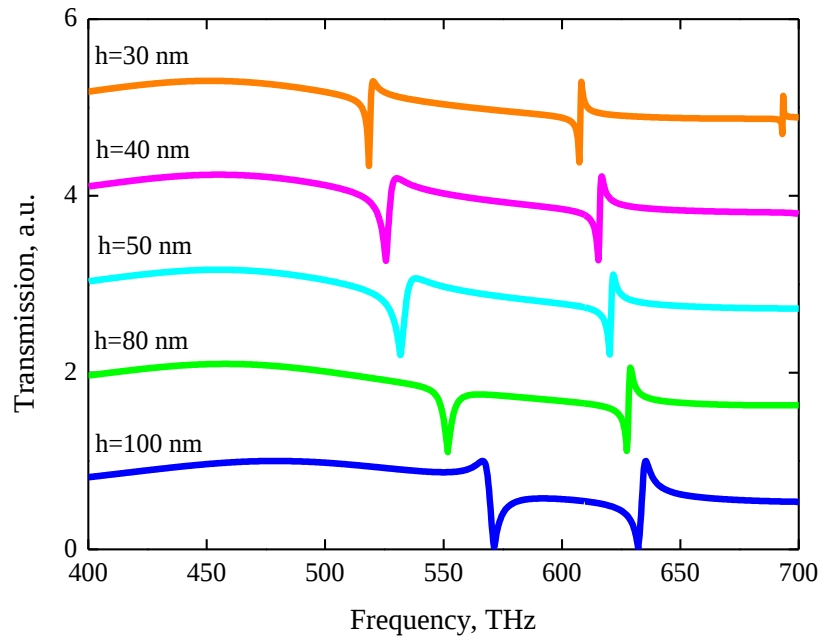
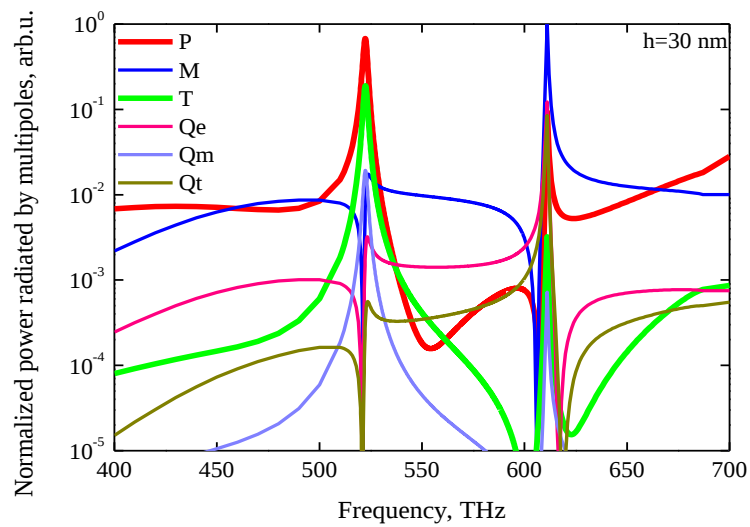
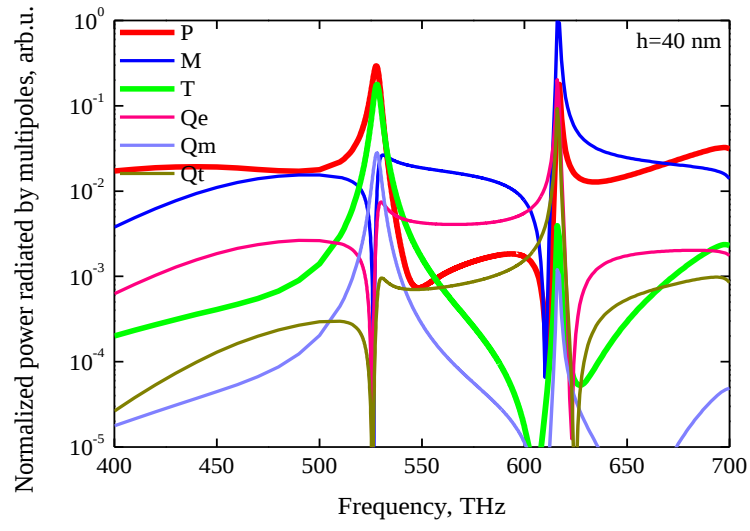


Рисунок 37 – Спектр прохождения при различных глубинах отверстий $h = 30$ нм, 40 нм, 50 нм, 80 нм и 100 нм.

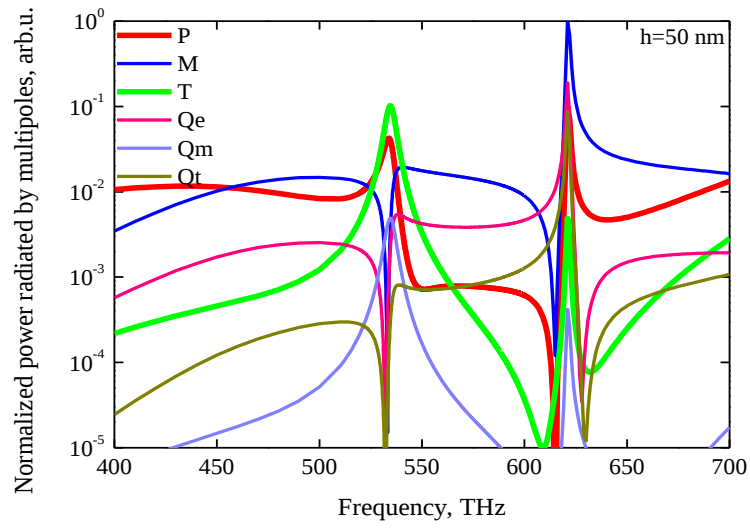
(a)



(6)



(B)



(г)

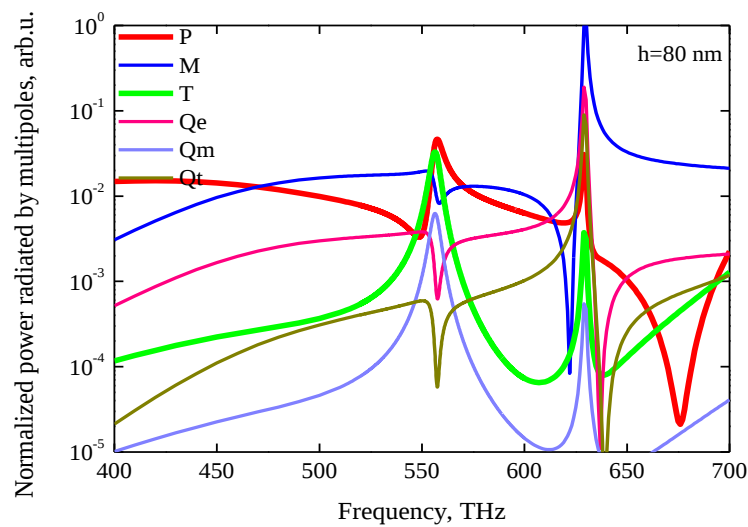


Рисунок 38 – Интенсивность шести сильнейших мультиполей, при различных глубинах отверстий $h = 30$ нм (а), 40 нм (б), 50 нм (в), 80 нм (г).

На рисунке 39а продемонстрированы графики спектров прохождения при различных значениях диаметров отверстий $d = 30$ нм, 45 нм, 50 нм, 60 нм, 70 нм. Большие значения диаметра приводят к смещению пика прохождения вправо. При больших диаметрах $d = 50$ нм, 60 нм, 70 нм наблюдается уширение пика прохождения, приводящего к снижению добротности. Самый острый пик прохождения наблюдается при $d = 30$ нм, однако, изготовление таких отверстий ограничено трудностями фабрикации. Рисунок 39б содержит кривые прохождения при разных углах падения внешней волны $\theta = 0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$. Как мы видим, постепенное увеличение угла приводит к смещению влево и одновременному сужению пика прохождения.

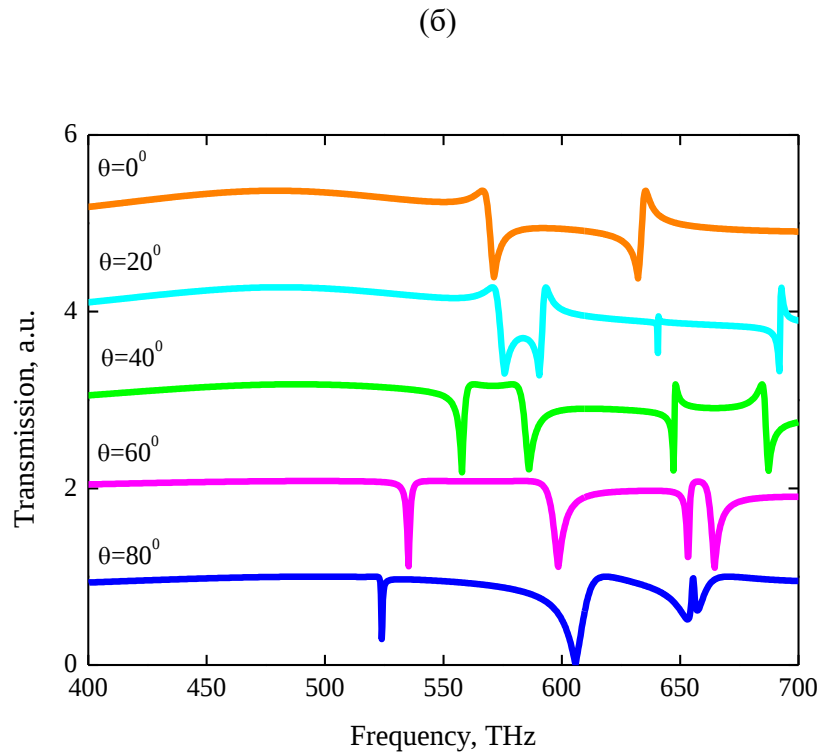
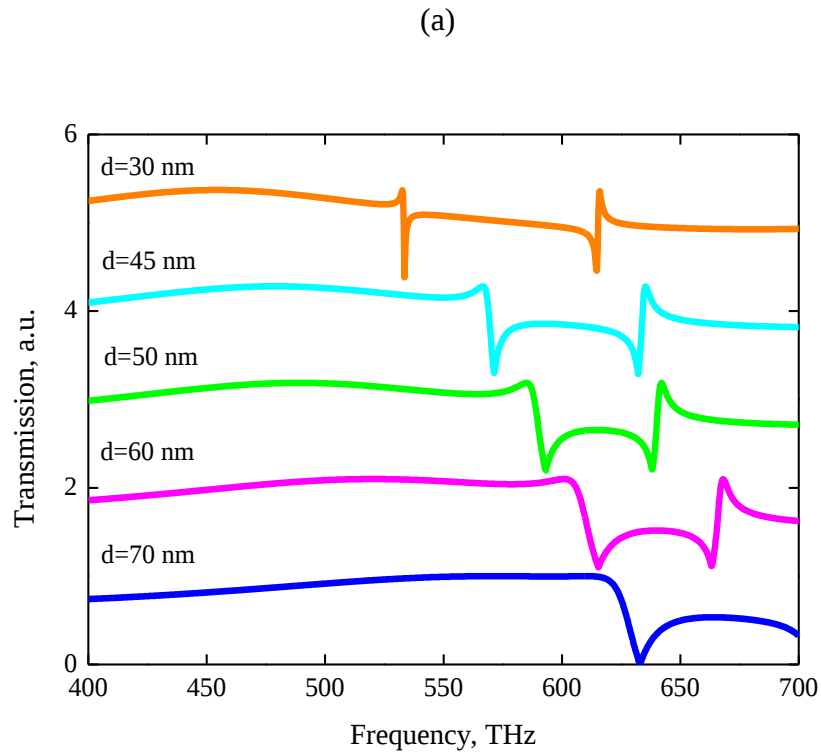


Рисунок 39 – Спектры прохождения для различных диаметров отверстий (а) и углов падения (б) внешней волны.

Примечательно, что помимо демонстрации анапольной моды в оптическом диапазоне, этот метаматериал важен для экспериментальной демонстрации существования тороидного момента в дальней зоне. В связи с этим, было проведено численное моделирование при различных значениях периода кластеров l , варьирующегося от 200 нм до 300 нм. На рисунке 40 приведены

численные спектры прохождения метаматериала при изменении периода кластеров с шагом 10 нм. Пик прохождения при $l = 210$ нм имеет ярковыраженную форму “Z” (зеленая кривая), которая постепенно переходит в форму “S” при увеличении периода кластеров и имеет ярковыраженную форму при $l = 300$ нм (черная кривая).

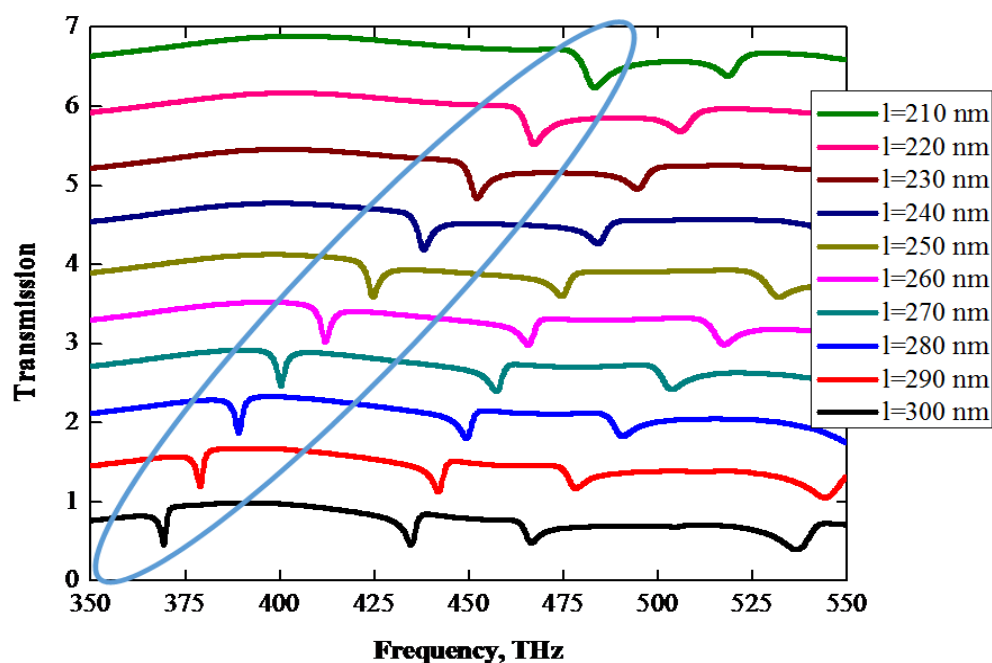
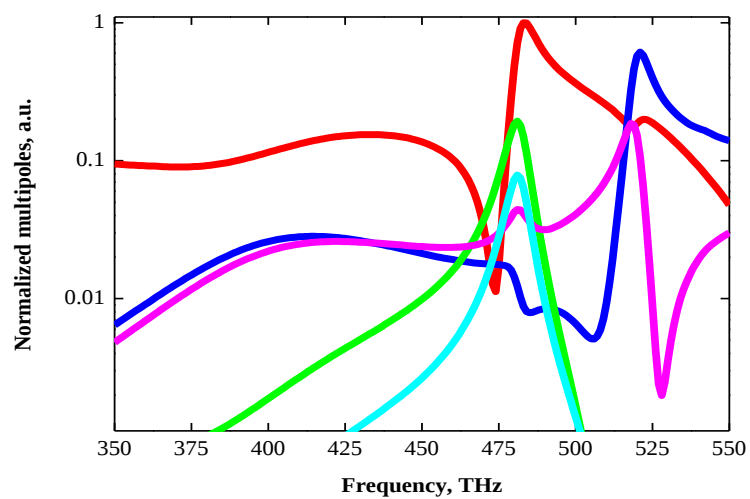


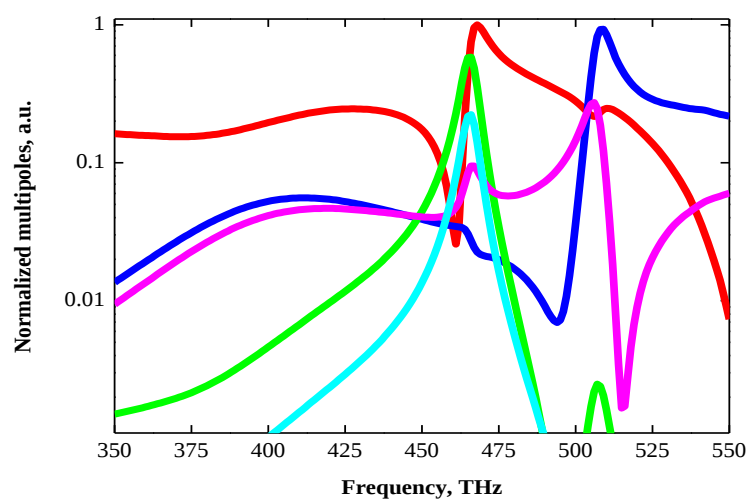
Рисунок 40 – Моделированные спектры прохождения при различных значениях периода кластеров l в диапазоне частот 350-550 ТГц.

Для определения причины такого поведения, для каждого случая был проведен мультипольный анализ (рисунок 41).

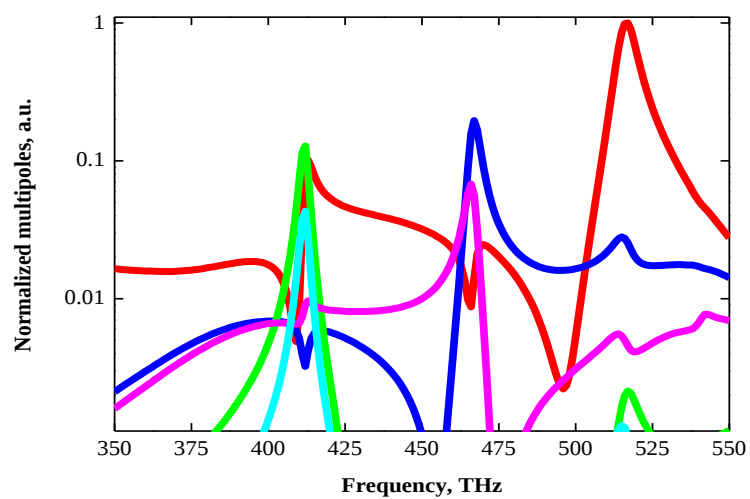
(a)



(g)



(B)



(r)

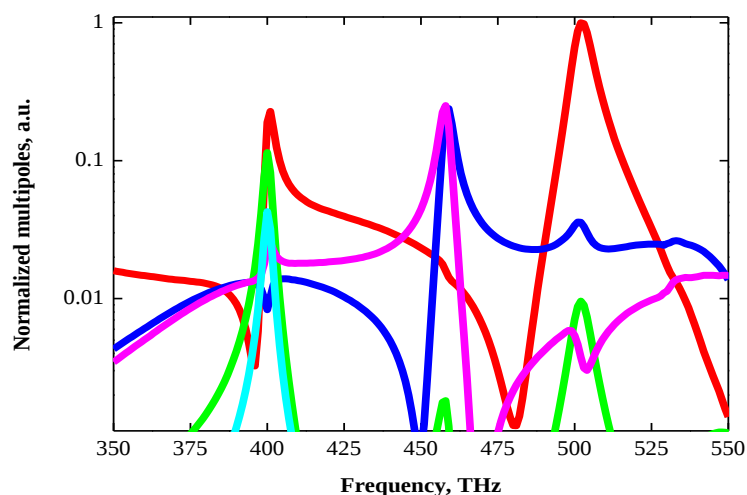


Рисунок 41 – Вклады шести сильнейших мультиполей при $l = 210$ нм (а), 220 нм (б), 260 нм (в), 280 нм (г).

При изменении значений периода кластеров наблюдается следующая картина. Увеличение периода кластеров приводит к уменьшению энергии электрического диполя с одновременным сдвигом амплитуды влево, в то время как энергия тороидного диполя сравнительно одинакова для всех случаев. В частности, высокая амплитуда электрического диполя при $l = 210$ нм (рисунок 41а) спадает при значении $l = 220$ нм (рисунок 41б) и равняется амплитуде тороидного диполя при $l = 260$ нм (рисунок 41в). При $l = 280$ нм (рисунок 41г) наблюдается сдвиг электрического момента по отношению к тороидному момента влево. С другой стороны, периоды $l = 210$ нм и $l = 220$ нм соответствуют “С”-образной форме резонанса спектра прохождения, период $l = 260$ нм характеризуется узким симметричным провалом, совпадающим по форме с обратным эффектом ЭИП. При $l = 280$ нм устанавливается “S”-образная форма резонанса. Приведенные графики мультипольного разложения (рисунок 41) свидетельствуют о первостепенном вкладе электрического и тороидного диполей в форму пика прохождения, также подтверждает не только существование тороидного момента в дальней зоне, благодаря особенностям спектра, но и свидетельствует о его отличном от электрического дипольного момента вкладе.

Основная цель данной работы заключалась в демонстрации простого способа реализации анапольного оптического материала на основе диэлектриков. Помимо ожидаемых эффектов, проявляемых на основе анапольного состояния, такие метаматериалы обладают низкими диэлектрическими потерями, необходимыми для реализации оптических устройств. Данный метаматериал имеет очевидные преимущества в изготовлении: перфорация отверстий может

быть легко выполнена, к примеру, методом фокусируемого ионного пучка (ФИП), применяемым в наномасштабе. Кремний является наиболее предпочтительным материалом в оптике, из-за развитой технологии изготовления кремниевых шаблонов. Кроме этого, наночастицы кремния электрически и термически устойчивы, с их помощью удобно демонстрировать нелинейные оптические эффекты. Поскольку изготовление данного метаматериала методом ФИП состоит из одношаговой процедуры, массовое применение оправдано выгодой как по времени, так и по цене изготовления [281, 282]. С другой стороны, данная структура применима в оптическом биосенсировании и маскировке. Жидкость, помещенная в такой кластер, точно заполняет форму отверстий и может приводить к сдвигу отклика метаматериала, вследствие чего упрощается процесс анализа жидкости, так называемого биосенсирования. С другой стороны, этот метаматериал может быть использован в качестве элемента маскирующих устройств за счет анапольного состояния.

3.5 Исследование тороидного дипольного момента *in situ*

В этом разделе приведено экспериментальное, так называемое *in situ* подтверждение существования тороидного дипольного момента путем измерения электрического и магнитного ближних полей внутри метамолекулы из воды тороидальной топологии в микроволновом диапазоне частот.

Изучение эффектов тороидной нанофотоники проводится либо теоретически, либо экспериментально путем исследования характеристик рассеяния или характеристик пропускания/отражения в дальней волновой зоне. Однако такой метод исследования не дает ответа на насущный вопрос – что же происходит внутри тороидной метамолекулы и отличается ли ее распределение в ближнем поле от поля электрического дипольного момента? В случае утвердительного ответа мы можем заключить, что тороидный диполь является самостоятельным отдельным типом возбуждения, который следует рассматривать как отдельный член мультипольного разложения.

Возбуждение тороидного отклика в оптическом диапазоне привлекательная, но очень сложная задача, тем не менее, успешно проведенные эксперименты в микроволновом диапазоне частот концептуально доказывают возможность их возбуждения в оптическом диапазоне, вследствие линейности уравнений Максвелла. Включения метаматериалов в микроволновом

диапазоне могут быть изготовлены вручную и удобны для измерения ближних полей метачастиц.

В последнее время в литературе появляются работы об исследовании метаматериалов на основе воды, которая обладает многими управляемыми свойствами, такими как восприимчивость к любой геометрической форме, механическая, термическая и гравитационная перестраиваемость, сильная зависимость диэлектрической проницаемости от температуры и давления, а также, экологичность. Действительно, вода является доступным материалом для лабораторного прототипирования электромагнитных эффектов, таких как возбуждение Ми-резонансов в диэлектрических частицах [206], фазовые переходы в нанофотонике [283], идеальные поглотители и другие [253, 284-288]. Поскольку вода является жидким диэлектриком, а ее диэлектрическая проницаемость на частотах до 5 ГГц обладает действительной частью со значением около 70, то предоставляется возможность “изучить” метамолекулы воды изнутри, чтобы выяснить, что именно происходит с электромагнитными полями внутри диэлектриков [289], а также подтвердить теорию рассеяния Ми на диэлектрических частицах и даже убедиться в правдивости теории Максвелла “вживую”, описывающей поведение электромагнитных волн в диэлектриках.

Для этого мы исследуем метамолекулу, которая состоит из четырех полистирольных вытянутых трубок с водой (рисунок 42). Трубки высотой h и радиусом r расположены по углам метамолекулы квадратной формы с расстоянием между центрами d .

Как и для любой диэлектрической частицы, электромагнитный отклик метамолекулы из воды возникает за счет токов смещения $\mathbf{j}$, возникающих в каждой трубке за счет падающей внешней электромагнитной волной. В нашем случае токи смещения возбуждаются ТМ-поляризованной плоской электромагнитной волной, и внешне напоминают полоидальные токи в тороидоподобной структуре (рисунок 42). Подобранные параметры метамолекулы вызывают резонансное электромагнитное рассеяние, также называемое Ми-резонанс, в каждой трубке. Ми-резонансы магнитного типа приводят к возбуждению замкнутой магнитной моды $\mathbf{m}$, магнитное поле которой пронизывает каждую трубку и вместе с токами смещения $\mathbf{j}$ создает тороидный дипольный отклик $\mathbf{T}$, колеблющийся вдоль оси цилиндров.

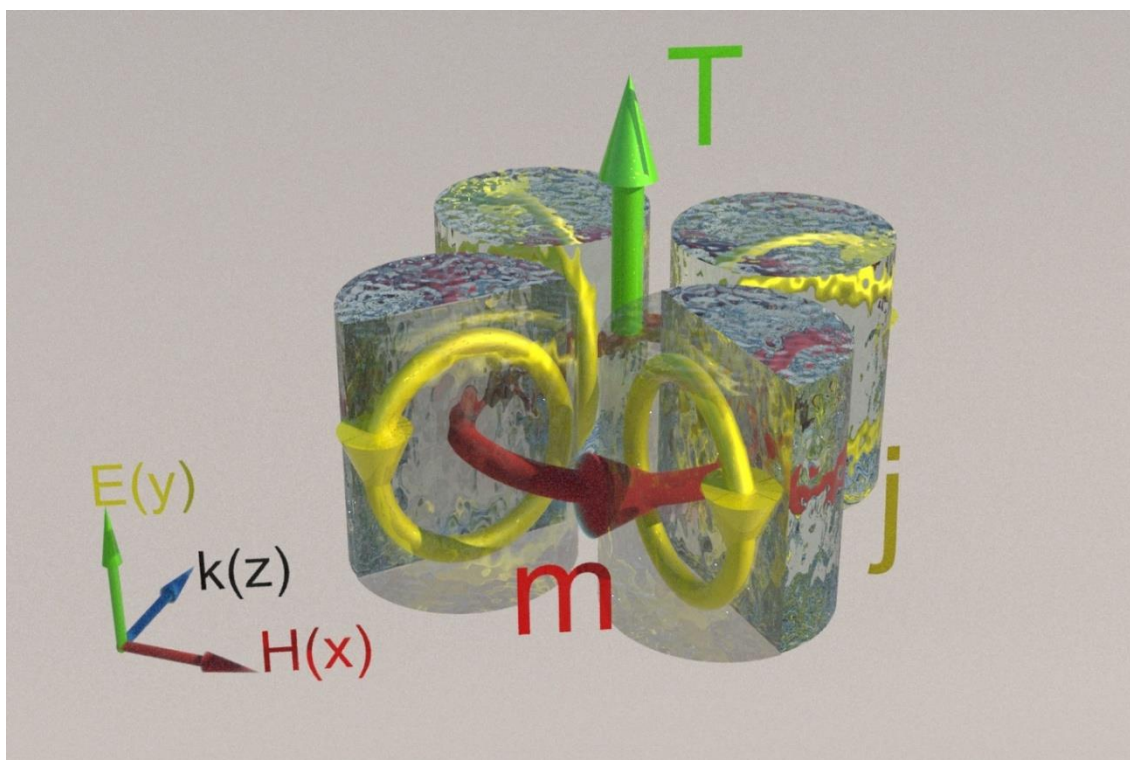


Рисунок 42 – Иллюстрация возбуждения торoidalного отклика в системе из четырех диэлектрических трубок с водой. $\mathbf{j}$ обозначает токи смещения, $\mathbf{m}$ – магнитный момент, $\mathbf{T}$ – торoidalный дипольный момент.

Для оценки вклада торoidalного отклика численно изучены спектры пропускания и отражения, а также распределения ближних электромагнитных полей метамолекулы. В моделировании возбуждение метамолекулы производится открытыми волноводными портами, установленным вдоль оси z . При симуляции поляризация вектора $\mathbf{E}$ была задана вдоль оси y , заданы открытые граничные условия. Для моделирования диэлектрической проницаемости воды использована модель Дебая из библиотеки CST Microwave Studio. Примечательно, что резонансное возбуждение торoidalной моды является результатом связи между магнитными модами диэлектрических трубок метамолекулы. В этом случае, частоту первой магнитной моды отдельного цилиндра можно оценить аналитически из теории Ми [146]. Принимая во внимание дисперсию диэлектрической проницаемости воды в микроволновом диапазоне частот [290, 291] и параметры экспериментальной установки, размеры метамолекулы были оптимизированы для обеспечения значения коэффициента рассеяния Ми b_1 , стремящегося к нулю около частоты 1 ГГц. Для размеров метамолекулы $r = 1.1$ см, $h = 20$ см и $d = 3$ см численно обнаружен пик прохождения на частоте 1.05 ГГц (рисунок 43).

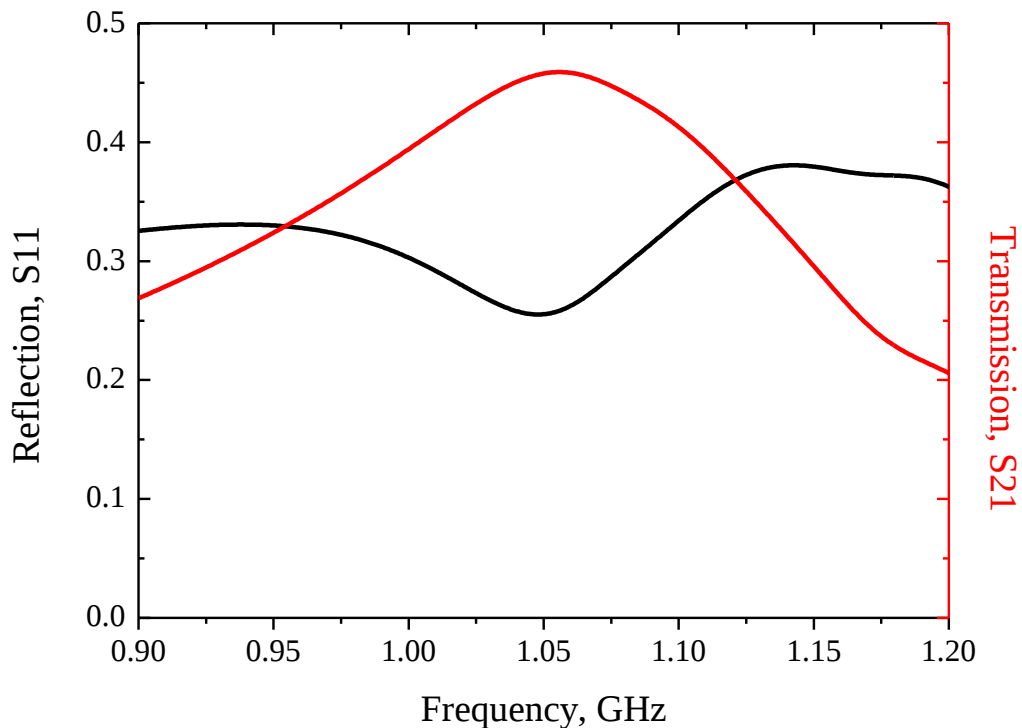


Рисунок 43 – Рассчитанные спектры прохождения и отражения в диапазоне частот 0.9-1.2 ГГц.

Чтобы выделить вклад торoidalного дипольного момента, проведен анализ распределения электрического и магнитного полей в центральном сечении метамолекулы (рисунок 44). Представлены смоделированные распределения электрического поля, полного магнитного поля, а также ненулевые компоненты магнитных полей на частотах, близких к 1 ГГц (рисунки 44-46). Примечательно, что магнитное поле имеет вихрь, возбуждаемый петлями тока смещения и опоясывающий все четыре трубки на частоте 1.1 ГГц (рисунок 44 б-д). Более того, электрическое поле (рисунок 44а) точно сконцентрировано в свободном пространстве между трубками с небольшими лепестками вокруг каждой из них. Такая конфигурация электрического поля основана на интерференции между магнитными модами каждой отдельной трубки. С одной стороны, она напоминает распределение электромагнитного поля, приводящее к возбуждению торoidalной дипольной моды, тем самым четко подтверждает наши предположения. С другой стороны, ситуация за пределами резонансной частоты 1 ГГц совершенно иная. В частности, торoidalный режим сильно искажен из-за сильного влияния электрического момента на частоте 1.05 ГГц (рисунок 45) и магнитного момента на частоте 1.15 ГГц (рисунок 46) в метамолекуле.

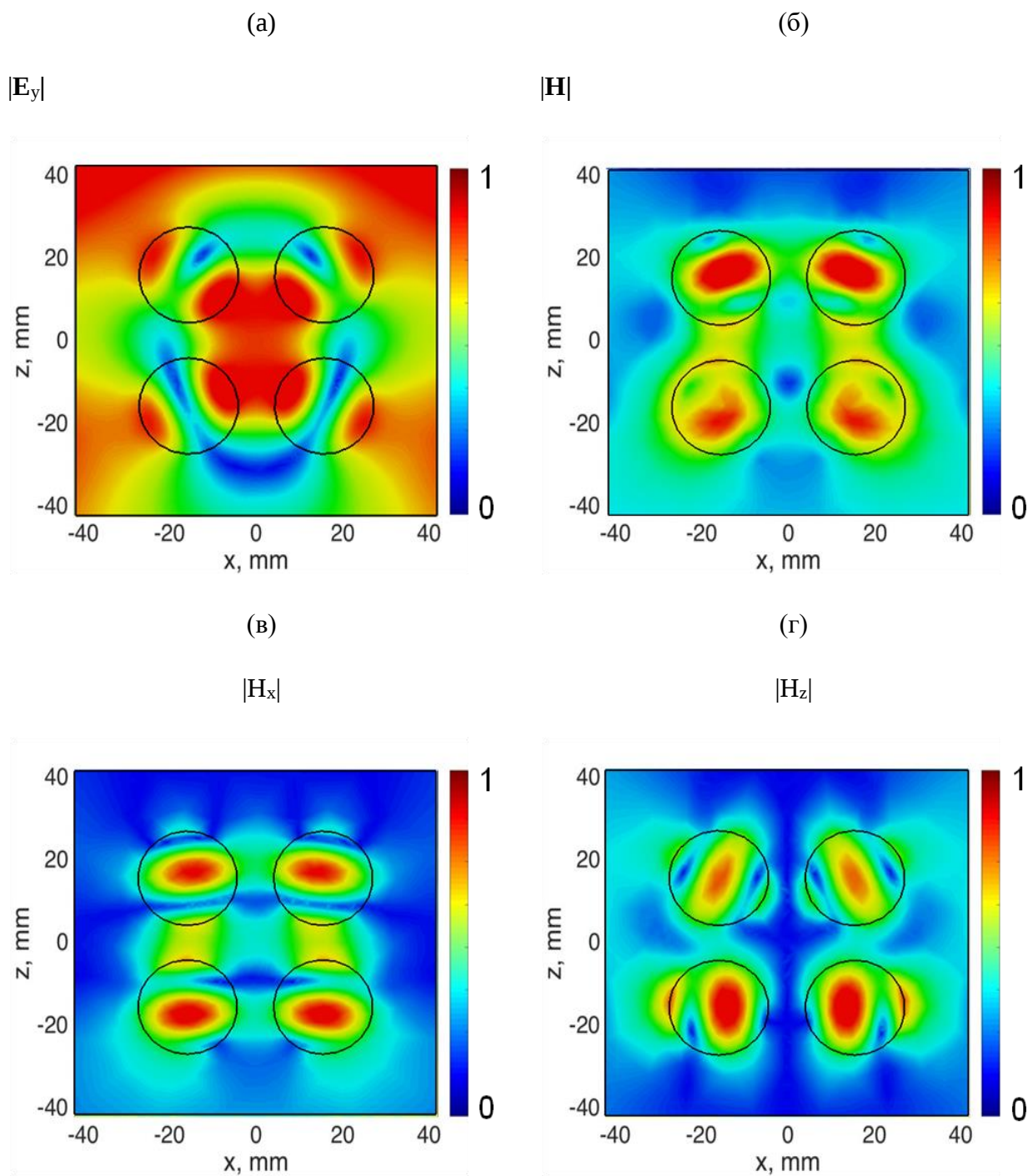


Рисунок 44 – Смоделированные распределения (а) вертикальной составляющей электрического поля, (б) полного магнитного поля, (в) x -составляющей и (г) z -составляющей магнитного поля на частоте 1.1 ГГц. Поля нормированы на максимальные значения.

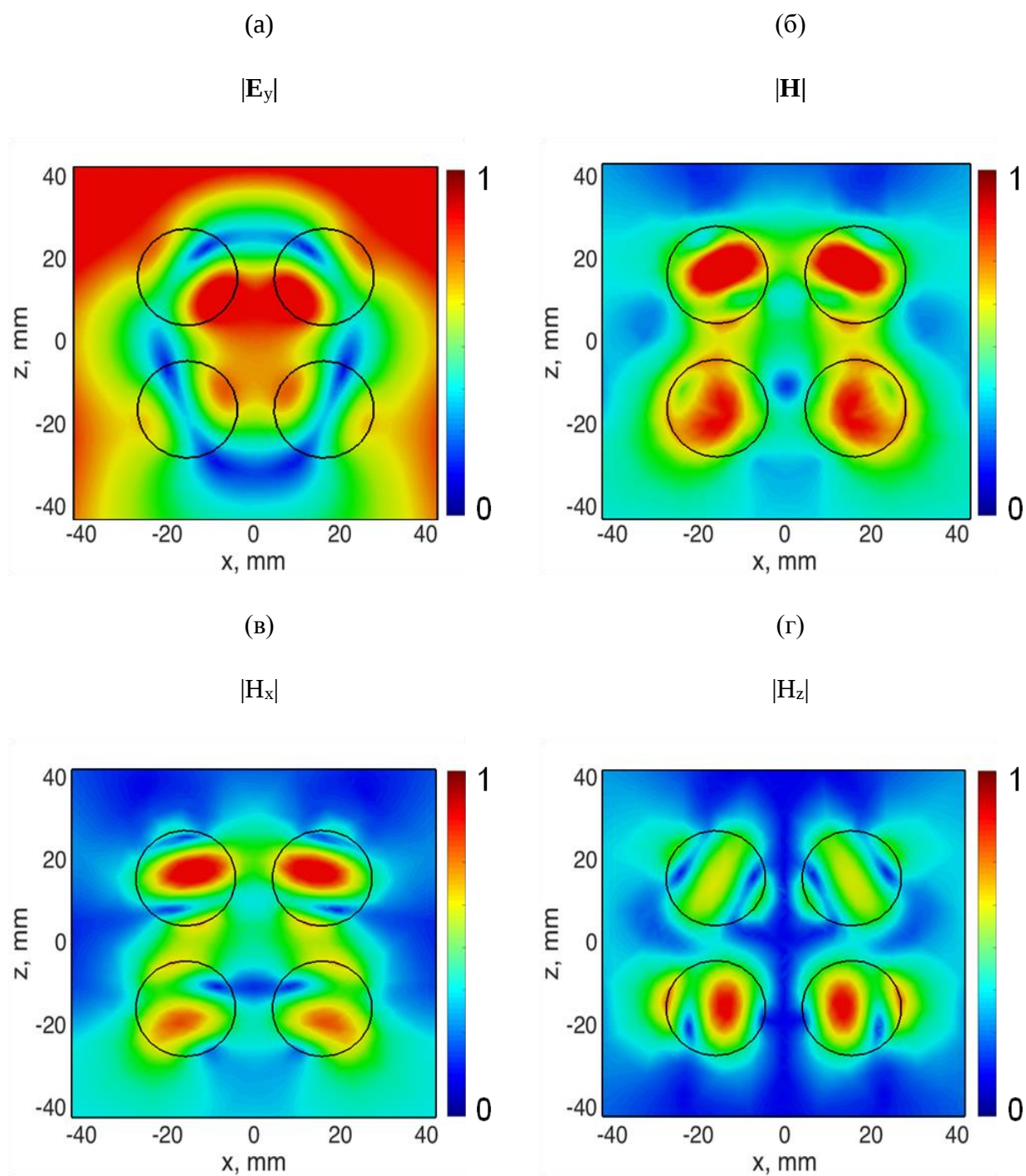


Рисунок 45 – Смоделированные распределения (а) вертикальной составляющей электрического поля, (б) полного магнитного поля, (в) x-составляющей и (г) z-составляющей магнитного поля на частоте 1.05 ГГц. Поля нормированы на максимальные значения.

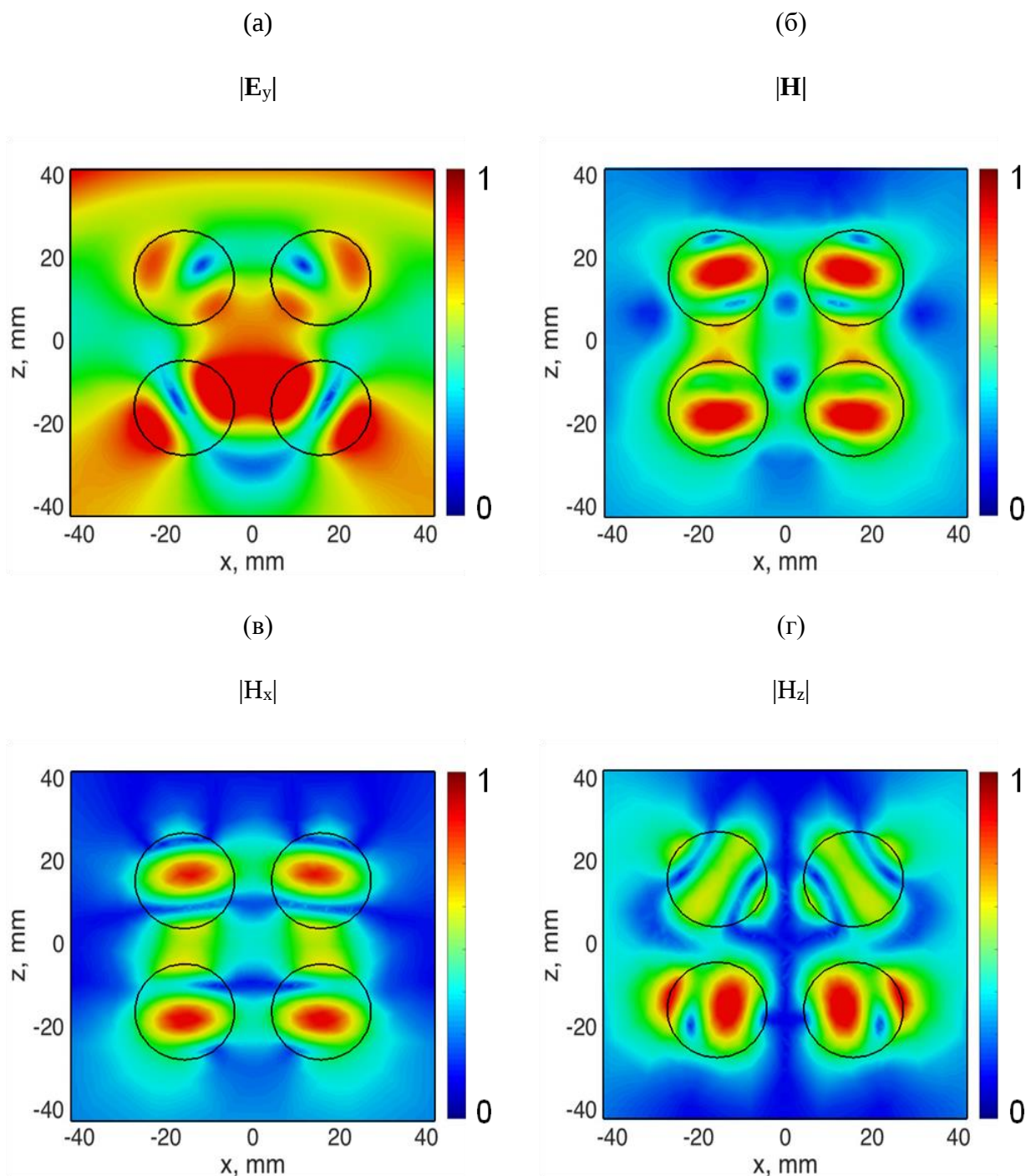


Рисунок 46 – Смоделированные распределения (а) вертикальной составляющей электрического поля, (б) полного магнитного поля, (в) x -составляющей и (г) z -составляющей магнитного поля на частоте 1.15 ГГц. Поля нормированы на максимальные значения.

Далее, для оценки вклада сильнейших мультиполей, возбужденных в метамолекуле, проведено мультипольное разложение токов смещения [219]. Нормированная энергия, рассеиваемая мультиполями, представлена в рамках пяти сильнейших компонентов: электрический $\mathbf{P}$ (черная точечная линия), магнитный $\mathbf{M}$ (красная пунктирная линия),

тороидный T (синяя сплошная линия) дипольные моменты, электрический Q_e (зеленая пунктирная линия) и магнитные квадрупольные моменты Q_m (розовая пунктирная линия), нормированные на мощность падающей волны. Согласно смоделированным спектрам прохождения, основной вклад в пик прохождения вносит тороидный дипольный момент, превышающий вклад самого сильного электрического дипольного момента более чем в три раза на частоте 1.1 ГГц (рисунок 47). Кроме того, доминирующий вклад интенсивности тороидного диполя сопровождается подавлением магнитного и электрического дипольного момента примерно до трех порядков и даже небольшим вкладом квадрупольных моментов. Очевидно, что распределение ближних полей вместе с результатами мультипольного разложения указывают на преобладание тороидного дипольного момента на частоте 1.1 ГГц.

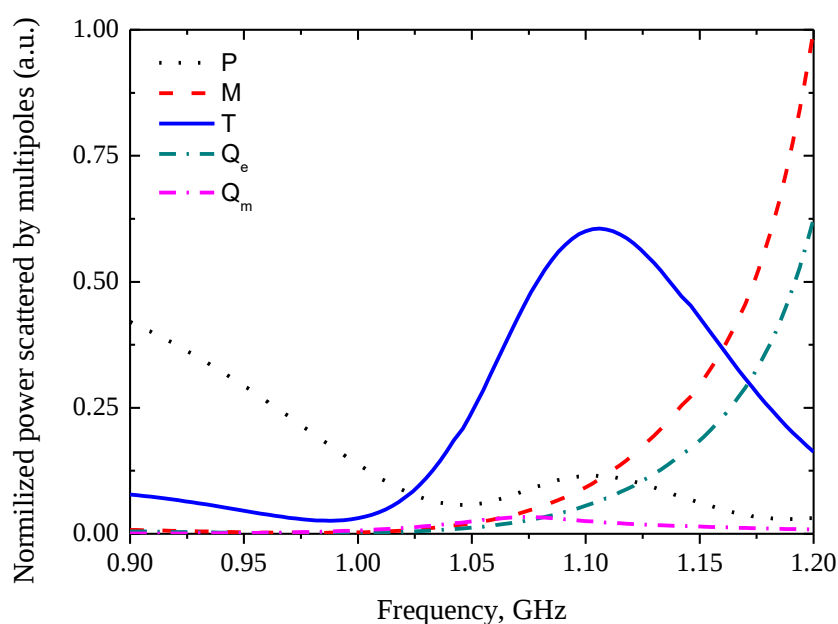


Рисунок 47 – Нормализованная мощность, рассеянная сильнейшими мультиполями.

Для экспериментального исследования был изготовлен образец метамолекулы и проведены измерения в микроволновом диапазоне частот (рисунок 48а). Для получения точных результатов, интенсивность ближнего поля измерялась непосредственно внутри метамолекулы при рассеянии ТМ-поляризованной волны. Согласно численным расчетам, распределения электромагнитных полей были измерены в диапазоне частот 0.9 – 1.2 ГГц с шагом измерения 0.01 ГГц. На каждой частоте мы сравнивали измеренные распределения электрического и магнитного полей с данными моделирования. Измеренная y -компонента электрического поля на частоте 0.98 ГГц показана на рисунке 49а. Здесь мы видим, что максимумы электрического поля сосредоточены между трубками с небольшими лепестками в каждой трубке. Компоненты магнитного поля и полное магнитное поле, измеренное на частоте 0.98 ГГц, показаны на

рисунках 49 б-г, на которых можно увидеть, что максимумы магнитного поля наблюдаются в центрах трубок. Измеренные электрические и магнитные поля хорошо согласуются с численно предсказанными результатами для частоты 1.1 ГГц. Небольшое смещение измеренной частоты 0.98 ГГц, по сравнению с смоделированной частотой 1.1 ГГц, можно объяснить влиянием полистирольного материала трубок, которое не было учтено при численном моделировании, и небольшим отклонением диэлектрической проницаемости для воды, использованной в эксперименте. Таким образом, электрическое поле имеет y -компоненту, при которой тороидная мода на 0.98 ГГц (рисунок 49а) выше, чем на соседних частотах 0.9 ГГц (рисунок 50 а) и 1.06 ГГц (рисунок 51а). Кроме того, распределение магнитного поля характерно для тороидного вихря на частоте 0.98 ГГц (рисунок 49 б) и имеет x - и z -компоненты (рисунок 49 в, г). Однако, распределение магнитного поля достаточно размыто при 0.9 ГГц (рисунок 50 б- г) и 1.06 ГГц (рисунок 51 б-г).

Образец метамолекулы был изготовлен из четырех полистирольных трубок с внутренним радиусом $r = 1.1$ см, толщиной стенки $l = 0.15$ см и высотой $h = 20$ см (рисунок 48а). Они были закреплены с помощью пенопластовых держателей с расстоянием между центрами $d = 3$ см. Трубки были заполнены дистиллированной водой. Диэлектрическая проницаемость воды измерялась в диапазоне частот 0.5-4 ГГц.

Экспериментальная установка схематически показана на рисунке 48б. Образец метамолекулы был установлен в безэховой камере. Широкополосная прямоугольная рупорная антенна, подключенная к первому передающему порту векторного анализатора цепей (VNA) Agilent E8362C. Антенна была размещена на расстоянии 2 м от образца метамолекулы. В ходе экспериментальных исследований сканировалось распределение электрического и магнитного полей с использованием электрического и магнитного зондов, соответственно. Эти зонды были подключены к пошаговому координатному контроллеру для сканирования ближних полей и подключены ко второму порту VNA. Во время измерений (электрический или магнитный) зонд погружался в воду до 10 см. В качестве зонда электрического поля использовался открытый конец коаксиального кабеля. Кабель был ориентирован вдоль длинной цилиндрической оси для измерения y -составляющей электрического поля в поперечном сечении x - z . Сканер был запрограммирован на сканирование площади 80×80 см², за исключением стенок полистирольных трубок.

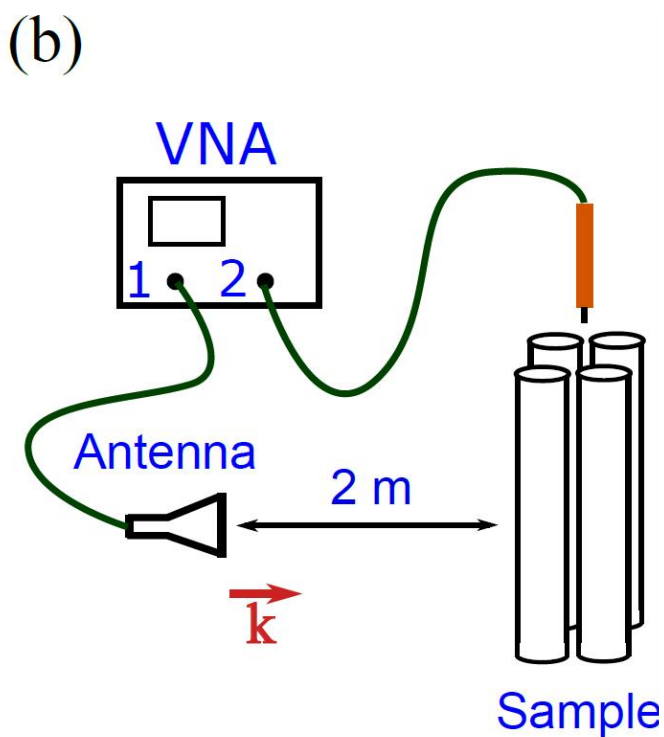
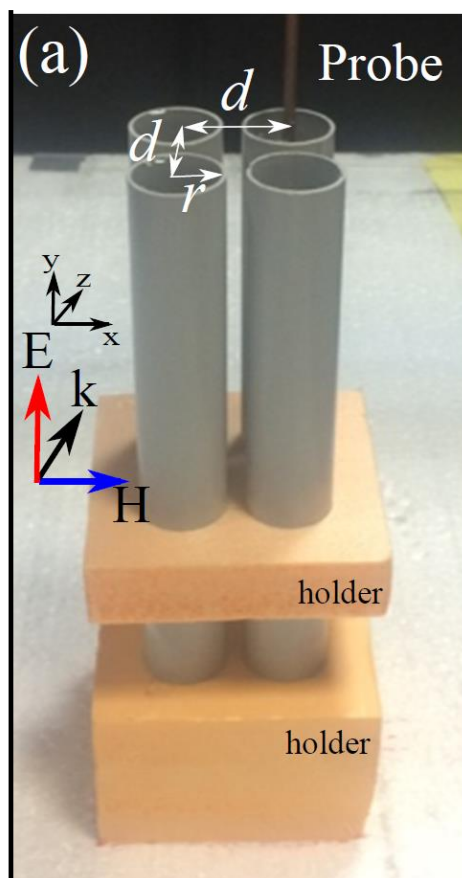


Рисунок 48 – Изображение экспериментального образца метамолекулы с четырьмя полистирольными трубками, размещенными на держателе полиэстера (а); схема экспериментальной установки (б).

В качестве магнитного зонда использовалась экранированная петля диаметром 5 мм [292]. Согласно результатам численного моделирования, были измерены составляющие магнитного поля: H_x и H_z . Для их измерения, петля устанавливалась параллельно плоскости yz и плоскости xz , соответственно. Сканер был запрограммирован на сканирование поля только внутри трубок. Для нахождения напряженности поля, квадраты модулей двух измеренных компонентов суммируются в каждой точке сканирования.

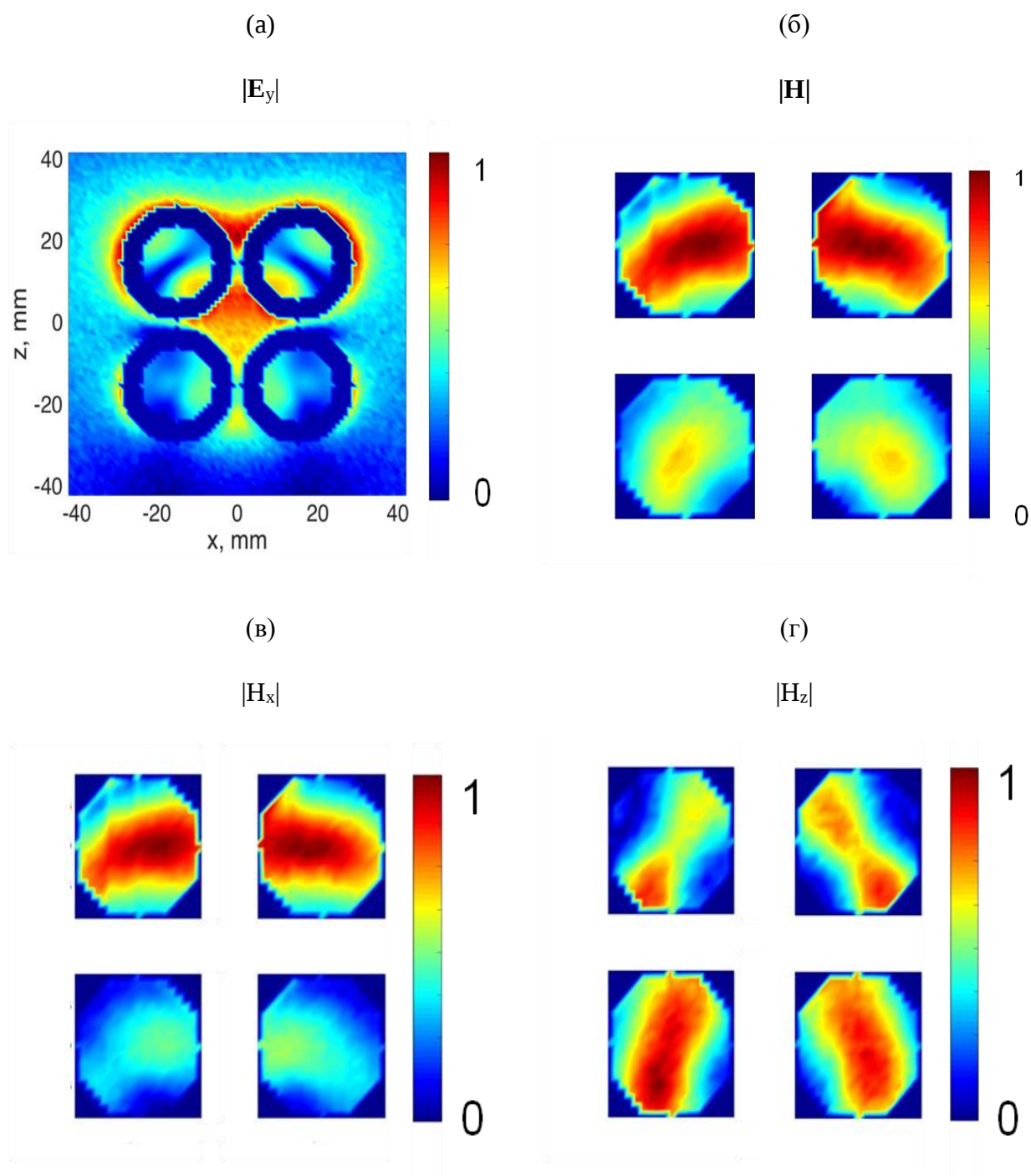


Рисунок 49 – Экспериментально исследованные амплитуды распределения электрического (а) и магнитного (б-г) полей в образце метамолекулы на частоте 0.98 ГГц. Поля нормализованы на максимальные значения.

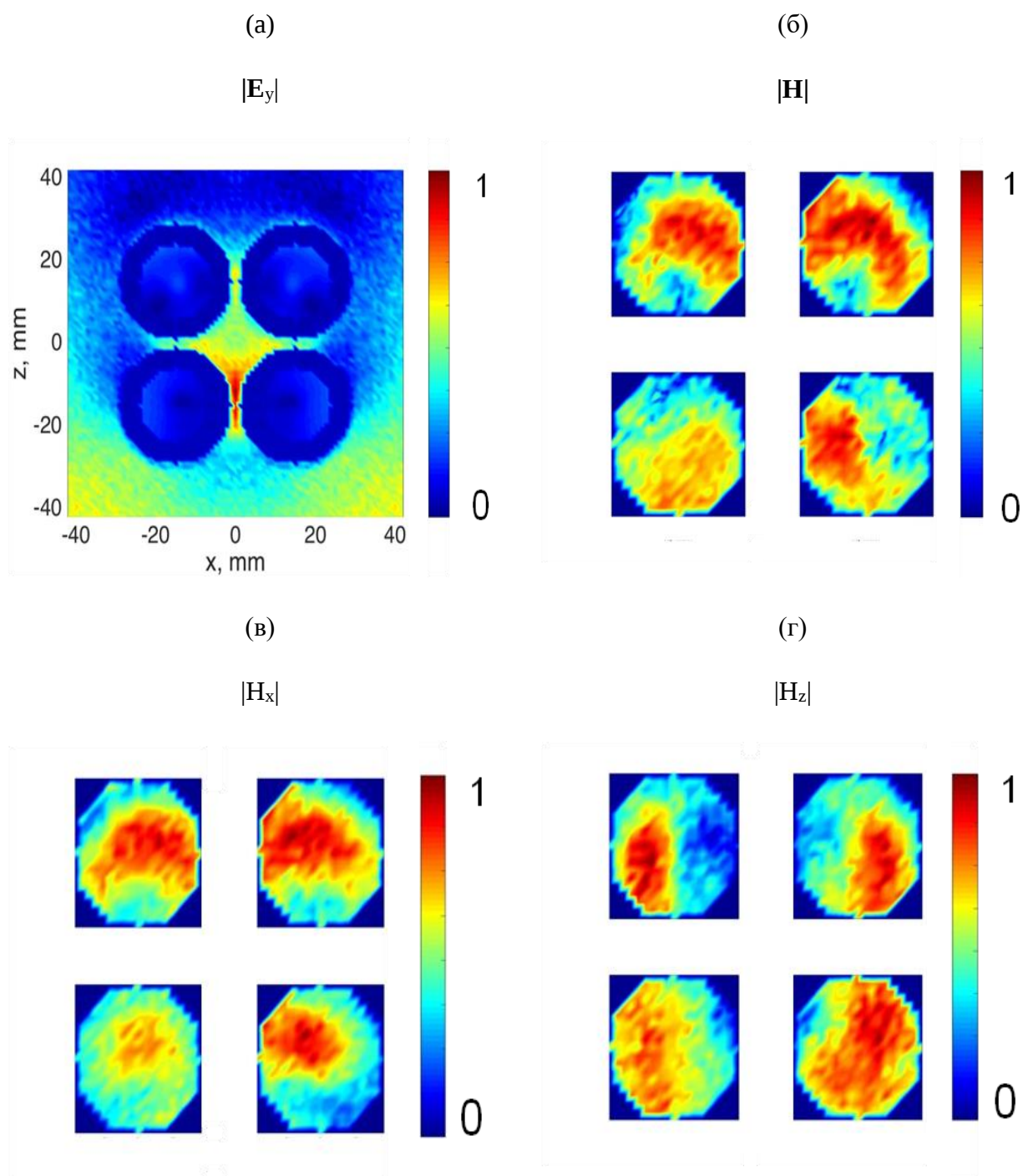


Рисунок 50 – Экспериментально исследованные амплитуды распределения электрического (а) и магнитного (б-г) полей в образце метамолекулы на частоте 0.9 ГГц. Поля нормализованы на максимальные значения.

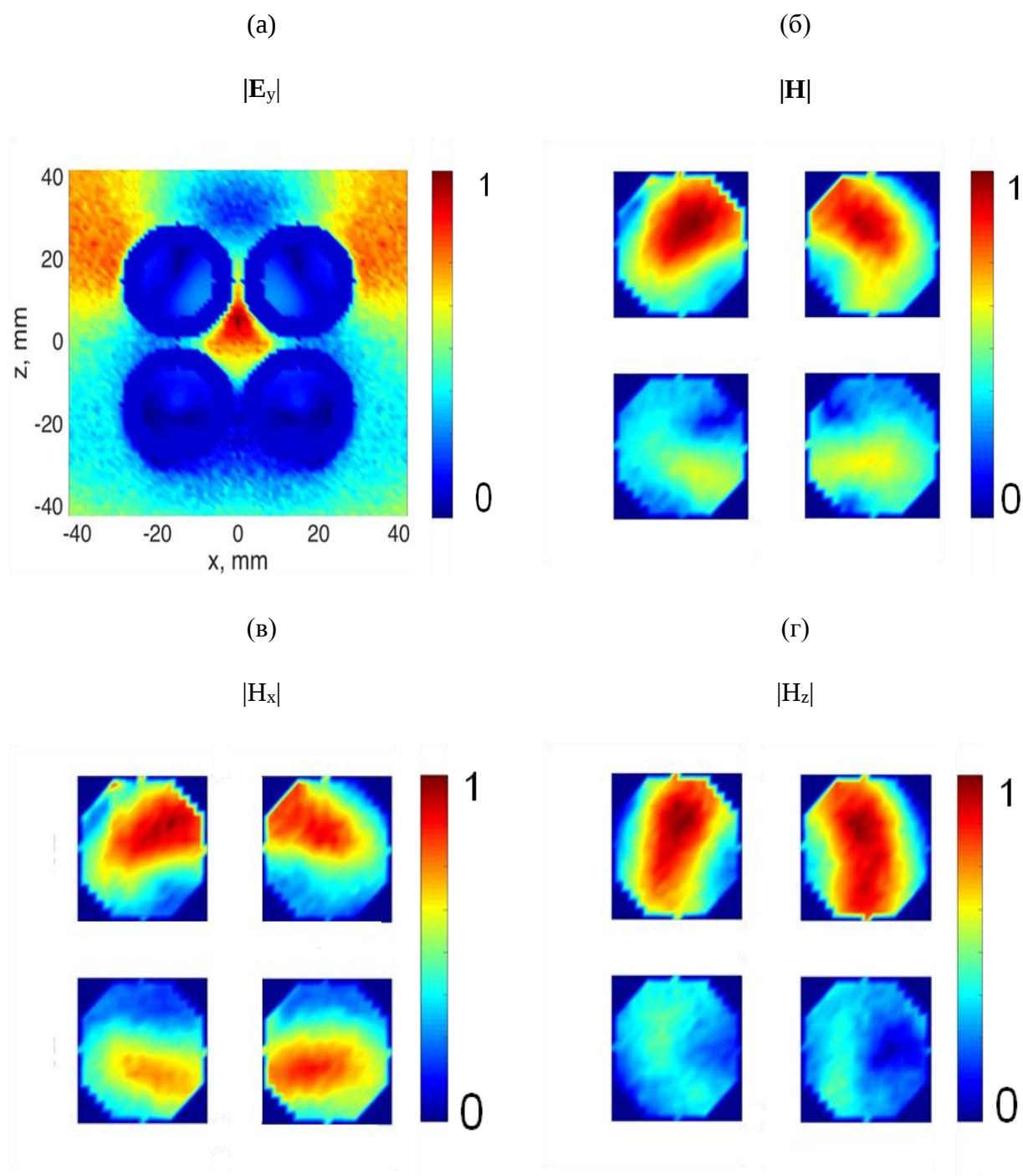


Рисунок 51 – Экспериментально исследованные амплитуды распределения электрических (а) и магнитных (б-г) полей в образце метамолекулы на частоте 1.06 ГГц. Поля нормализованы на максимальные значения.

Представленное экспериментальное исследование наглядно продемонстрировало возможность возбуждения и распределение ближних полей тороидного момента внутри метамолекулы. Теоретически и экспериментально подтверждено возбуждение тороидного дипольного отклика в метамолекуле на основе воды, где дистиллированная вода используется в

качестве конструкционного материала. Представленные результаты моделирования демонстрируют распределение электрического и магнитного полей, необходимое для возбуждения тороидного отклика. Примечательно, что экспериментальная часть включала прямые измерения в ближнем поле – тем самым мы подтвердили возбуждение тороидного момента *in situ*. Мы полагаем, что эти результаты положат конец спорам о значимости тороидного отклика как отдельного члена мультипольного ряда, имеющего отличные от электрического дипольного момента распределения ближних полей. С другой стороны, доказательства имеют концептуальный характер – эксперименты, выполненные в микроволновом диапазоне частот, являются перспективными для диэлектрической нанофотоники в оптическом диапазоне.

ВЫВОДЫ

В данной работе даны теоретические и экспериментальные результаты для создания метаматериалов, поддерживающих неизлучающее состояние с подавлением диссипативных потерь за счет использования метаатомов из диэлектрических и гибридных материалов.

Построен метод эквивалентных источников (equivalent sources approach) для неизлучающих источников. Было выведено условие для конфигурации токов и полей, приводящих к неизлучающему состоянию типа анапольной моды. Существенно, что выражение условия для анапольного совпадает с теоремой IV Devaney-Wolf о неизлучающих конфигурациях. Также, представлена модель неизлучающей метамолекулы, распределение токов и полей в которой подчиняется выведенному условию и соответствует возбуждению анапольной моды.

Предложен эффект пассивной маскировки (клокинга) субволновых частиц на основе мультипольного взаимодействия между маскирующей оболочкой и маскируемого объекта. Расчеты ЭПР и распределения ближних полей показали, что эффект клокинга возникает вследствие возбуждения анапольной моды.

Представлен эффект классического аналога электромагнитно-индуцированной прозрачности в диэлектрических метаматериалах. Численный расчет спектра прохождения свидетельствует о возникновении высокодобротного пика прохождения метаматериала за счет погашения возбужденных мультиполей, о чем свидетельствует проведенный мультипольный анализ.

Предложен и исследован диэлектрический тороидный метаматериал на основе перфорированной кремниевой пластины, поддерживающий анапольную моду в видимом диапазоне частот. Численно рассчитанный спектр прохождения характеризуется высокодобротным пиком прохождения на частоте видимого диапазона. Мультипольный анализ на этой частоте подтверждает возникновение анапольной моды.

Впервые экспериментально продемонстрированы ближние электромагнитные поля в тороидной метачастице *in situ*. Показано отличие тороидной моды от электрической, что указывает на необходимость учета тороидного дипольного момента в ряде мультипольного разложения.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 V. G. Veselago, The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . Sov. Phys. Usp. 10(4), 509-514 (1968).
- 2 J. B. Pendry, D. R. Smith, Reversing Light with Negative Refraction. Physics Today 57 (6) (2004).
- 3 J. B. Pendry, Negative refraction makes a perfect lens. Phys Rev Lett 85, 3966-3969 (2000).
- 4 V. A. Fedotov, M. Rose, S. L. Prosvirnin, N. Papasimakis & N. I. Zheludev, Sharp trapped-mode resonances in planar metamaterials with a broken structural symmetry. Phys. Rev. Lett. 99, 147401 (2007).
- 5 A. Alu, Mantle cloak: invisibility induced by a surface. Phys. Rev. B 80, 245115 (2009).
- 6 T. Kaelberer, V. A. Fedotov, N. Papasimakis, D. P. Tsai & N. I. Zheludev, Toroidal Dipolar Response in a Metamaterial. Science 330, 1510–1512 (2010).
- 7 G. N. Afanasiev & V. M. Dubovik, Some remarkable charge-current configurations. Phys. of Part. and Nuclei 29, 366–391 (1998).
- 8 J. D. Jackson, Classical Electrodynamics (Wiley, New York, 1962).
- 9 12 A. A. Горбачевич, О. Е. Омеляновский, В. И. Цебро, Тороидное упорядочение в кристаллах и наноструктурах. УФН 179, 887–897 (2009).
- 10 Ю.В. Копаев, Тороидное упорядочение в кристаллах. УФН, 1175-1190 (2009).
- 11 G. N. Afanasiev and Y. P. Stepanovsky, The Electromagnetic Field of Elementary Time-Dependent Toroidal Sources. J. Phys. A 28, 4565 (1995).
- 12 N. Papasimakis, V. A. Fedotov, V. Savinov, T. A. Raybould, N. I. Zheludev, Electromagnetic toroidal excitations in matter and free space. Nat Mater. 15(3), 263-71 (2016).
- 13 V. A. Fedotov, A. V. Rogacheva, V. Savinov, D. P. Tsai, N. I. Zheludev, Resonant Transparency and Non-Trivial Non-Radiating Excitations in Toroidal Metamaterials. Scientific Reports, 3 296 (2013).
- 14 Y. W. Huang et al., Toroidal lasing spaser. Sci. Rep. 3, 1237 (2013).
- 15 J. S. T. Gongora, A. E. Miroshnichenko, Y. S. Kivshar & A. Fratalocchi, Anapole nanolasers for mode-locking and ultrafast pulse generation. Nature Communications 8, 15535 (2017).
- 16 N. A. Nemkov, A. A. Basharin & V. A. Fedotov, Nonradiating sources, dynamic anapole and Aharonov-Bohm effect. Physical Review B, 95(16) (2017).
- 17 N. A. Nemkov, I. V. Stenishchev, A. A. Basharin, Nontrivial nonradiating all-dielectric anapole. Scientific Reports 7, 1064 (2017).

- 18 I. Staude and J. Schilling, Metamaterial-inspired silicon nanophotonics, *Nat. Photonics* 11, 274 (2017).
- 19 Denis G. Baranov, Dmitry A. Zuev, Sergey I. Lepeshov, Oleg V. Kotov, Alexander E. Krasnok, Andrey B. Evlyukhin, Boris N. Chichkov, All-dielectric nanophotonics: the quest for better materials and fabrication techniques. *Optica* 4(7), 814-825 (2017)
- 20 Alexey A. Basharin, Maria Kafesaki, Eleftherios N. Economou, Costas M. Soukoulis, Vassili A. Fedotov, Vassili Savinov and Nikolay I. Zheludev, Dielectric metamaterials with toroidal response. *Physical Review X* 5, 011036 (2015).
- 21 I. Fernandez-Corbaton, S. Nanz and C. Rockstuhl, On the dynamic toroidal multipoles from localized electric current distributions. *Sci. Rep.* 7, 1–8 (2017)
- 22 R. Alaee, C. Rockstuhl, I. Fernandez-Corbaton, An electromagnetic multipole expansion beyond the long-wavelength approximation. *Optics Communications*, 407, 17-21 (2018)
- 23 ANSYS HFSS at www.ansys.com/products/electronics/ansys-hfss.
- 24 E. E. Radescu, G. Vaman, Exact calculation of the angular momentum loss, recoil force, and radiation intensity for an arbitrary source in terms of electric, magnetic, and toroid multipoles. *Physical Review E* 65, 046609 (2002).
- 25 <https://www.keysight.com>
- 26 G. Mie, Beitrage zur Optik truber Medien, speziell kolloidaler Metallosungen. *Ann. Phys. (Leipzig)*, 25, 377 (1908).
- 27 C. F. Bohren and D. R. Huffman, (Wiley-Interscience, New York, 1983), pp. 82-84.
- 28 U. Fano, Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts. *Phys. Rev.* 124, 1866–1878 (1961).
- 29 Wei Liu and Yuri Kivshar, Generalized Kerker effects in nanophotonics and meta-optics. *Optics Express* 26(10), 13085-13105 (2018).
- 30 A. E. Miroshnichenko, S. Flach and Y. S. Kivshar, Fano resonances in nanoscale structures. *Rev. Mod. Phys.* 82(3), 2257 (2010).
- 31 M. F. Limonov, M. V. Rybin, A. N. Poddubny, Y. S. Kivshar, Fano resonances in photonics. *Nature Photonics* 11(9), 543 (2017).
- 32 A. E. Miroshnichenko and Y. S. Kivshar, Fano Resonances in All-Dielectric Oligomers. *Nano Lett.* 12(12), 6459-6463 (2012).
- 33 K. E. Chong, B. Hopkins, I. Staude, A. E. Miroshnichenko, J. Dominguez, M. Decker, D. N. Neshev, I. Brener, Y. S. Kivshar, Observation of Fano resonances in all-dielectric nanoparticle oligomers. *Small* 10(10), 1985-1990 (2014).

- 34 B. Luk'yanchuk, N. I. Zheludev, S. A. Maier, N. J. Halas, P. Nordlander, H. Giessenand, C. T. Chong, The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials. *Nature Materials* 9, 707–715 (2010).
- 35M. Rahmani, B. Luk'yanchuk, M. Hong, Fano resonance in novel plasmonic nanostructures. *Laser & Photonics Reviews* 7 (3), 329-349 (2013).
- 36 H. Chew, M. Kerker, Abnormally Low Electromagnetic Scattering Cross-Sections. *J. Opt. Soc. Am.* 66, 445-449 (1976).
- 37 M. Kerker, Invisible Bodies. *J. Opt. Soc. Am.* 65, 376-379 (1975).
- 38 S. Zhang et al. Experimental demonstration of near-infrared negative-index metamaterials. *Phys. Rev. Lett.* 95, 137404 (2005).
- 39 V. M. Shalaev et al., Negative index of refraction in optical metamaterials. *Opt. Lett.* 30, 3356–3358 (2005).
- 40 N. Yu and F. Capasso, Flat optics with designer metasurfaces. *Nat. Mater.* 13, 139–150 (2014).
- 41 K. G. Balmain and G. V. Eleftheriades, Negative-refraction metamaterials. John Wiley & Sons, Inc., pp.1-7 (2005).
- 42 Y. M. Liu, X. Zhang, Metamaterials: a new frontier of science and technology. *Chem. Soc. Rev.* 40, 2494-2507 (2011).
- 43 N. I. Zheludev, The Road Ahead for Metamaterials. *Science* 328, 582 (2010).
- 44 C. M. Soukoulis and M. Wegener, Optical Metamaterials - More Bulky and Less Lossy. *Science* 330, 1633 (2010).
- 45 C. M. Soukoulis and M. Wegener, Past Achievements and Future Challenges in the Development of Three-Dimensional Photonic Metamaterials. *Nat. Photonics* 5, 523 (2011).
- 46 A. Boltasseva and H. A. Atwater, Low-Loss Plasmonic Metamaterials. *Science* 331, 290 (2011).
- 47 H. Lamb, On Group Velocity. *Proc. London Math. Soc. Ser. 2*(1), 473 (1904).
- 48 H. C. Pocklington, Growth of a Wave-group when the Group-velocity is Negative. *Nature* 71, 607 (1905).
- 49 Л. И. Мандельштам, Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. с. 431 (М.: Наука, 1982).
- 50 Д. В. Сивухин, Оптика и спектроскопия. 3, 308 (1957).
- 51 A. N. Lagarkov, V. N. Kissel, Superresolution and enhancement in metamaterials. *Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Materials for Advanced Technologies, Sym. F: Electromagnetic Materials, SUNTEC, Singapore*, p. 157 (Eds Lim Hock et al.) (Singapore: World Scientific, 2003).
- 52 A. N. Lagarkov, V. N. Kissel, Near-Perfect Imaging in a Focusing System Based on a Left-Handed-Material Plate. *Phys. Rev. Lett.* 92, 077401 (2004).

- 53 J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, Magnetism from Conductors and Enhanced Nonlinear Phenomena. *IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques* 47, 11 (1999).
- 54 D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser and S. Schultz, Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity. *Physical Review Letters* 84, 18 (2000).
- 55 R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz, Experimental Verification of a Negative Index of Refraction. *Science* 292(5514), 77–79 (2001).
- 56 S. A. Schelkunoff, H. T. Friis, *Antennas: Theory and Practice*. (New York: Wiley, 1952).
- 57 A. N. Kolesnikov et al., Optical and Electrical Properties of Polymers No. 214, p. 119 (Eds J. A. Emerson, J. M. Torkelson) (Pittsburgh: Material Research Society, 1991).
- 58 A. N. Lagarkov et al., Resonance Properties of Bi-Helix Media at Microwaves. *Electromagnetics* 17, 213 (1997).
- 59 N. Fang, X. Zhang, Imaging properties of a metamaterial superlens. *Appl. Phys. Lett.* 82, 161 (2003).
- 60 D. R. Smith et al., Limitations on subdiffraction imaging with a negative refractive index slab. *Appl. Phys. Lett.* 82, 1506 (2003).
- 61 C. K. Ong, X. S. Rao, in *Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Materials for Advanced Technologies, Sym. F: Electromagnetic Materials, SUNTEC*, p. 123, (Eds Lim Hock et al.) (Singapore: World Scientific, 2003).
- 62 X. S. Rao, C. K. Ong, Subwavelength imaging by a left-handed material superlens. *Phys. Rev. E* 68, 067601 (2003).
- 63 V. N. Kissel, A. N. Lagarkov, *Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Materials for Advanced Technologies, Sym. F: Electromagnetic Materials, SUNTEC*, p. 145, (Eds Lim Hock et al.) (Singapore: World Scientific, 2003).
- 64 A. N. Lagarkov, V. N. Kissel, Quality of focusing electromagnetic radiation by a plane-parallel slab with a negative index of refraction. *Dokl. Phys.* 49 5 (2004).
- 65 V. A. Podolskiy, E. E. Narimanov, Near-sighted superlens. *Opt. Lett.* 30, 75 (2005).
- 66 T. J. Cui et al., Study of lossy effects on the propagation of propagating and evanescent waves in left-handed materials. *Phys. Lett. A* 323, 484 (2004).
- 67 Junxing Liu et al., Switchable metamaterial for enhancing and localizing electromagnetic field at terahertz band. *Optics Express* 25(13), 13944-13952 (2017).
- 68 A. Yang et al., Real-time tunable lasing from plasmonic nanocavity arrays. *Nature Commun.* 6, 6939 (2015).
- 69 T. K. Hakala et al., Lasing in dark and bright modes of a finite-sized plasmonic lattice. *Nature Commun.* 8, 13687 (2017).

- 70 A. H. Schokker, A. F. Koenderink, Lasing at the band edges of plasmonic lattices. *Phys. Rev. B* 90, 155452 (2014).
- 71 W. Zhou et al., Lasing action in strongly coupled plasmonic nanocavity arrays. *Nature Nanotechnol.* 8, 506 (2013).
- 72 M. P. van Exter et al., Surface plasmon dispersion in metal hole array lasers. *Opt. Express* 21, 27422 (2013).
- 73 F. van Beijnum et al., Surface Plasmon Lasing Observed in Metal Hole Arrays. *Phys. Rev. Lett.* 110, 206802 (2013).
- 74 V. T. Tenner, M. J. A. de Dood, M. P. van Exter, Two-mode surface plasmon lasing in hexagonal arrays. *ACS Photon.* 3, 942 (2016).
- 75 X. Meng et al., Highly directional spacer array for the red wavelength region. *Laser Photon. Rev.* 8, 896 (2014).
- 76 D. P. Fromm, A. Sundaramurthy, P. J. Schuck, G. Kino, and W. E. Moerner, Gap-dependent optical coupling of single “bowtie” nanoantennas resonant in the visible. *Nano Lett.* 4(5), 957–961 (2004).
- 77 Y. L. Ho, Y. Lee, E. Maeda and J. J. Delaunay, Coupling of localized surface plasmons to U-shaped cavities for high-sensitivity and miniaturized detectors. *Opt. Express* 21(2), 1531–1540 (2013).
- 78 J. Zhang, J. Yang, X. Wu and Q. Gong, Electric field enhancing properties of the V-shaped optical resonant antennas. *Opt. Express* 15(25), 16852–16859 (2007).
- 79 H. Wang, D. W. Brandl, F. Le, P. Nordlander and N. J. Halas, Nanorice: a hybrid plasmonic nanostructure. *Nano Lett.* 6(4), 827–832 (2006).
- 80 B. J. Wiley, Y. Chen, J. M. McLellan, Y. Xiong, Z. Y. Li, D. Ginger, and Y. Xia, Synthesis and optical properties of silver nanobars and nanorice. *Nano Lett.* 7(4), 1032–1036 (2007).
- 81 S. Lal, S. Link and N. J. Halas, Nano-optics from sensing to waveguiding. *Nat. Photonics* 1(11), 641–648 (2007).
- 82 S. Link and M. A. El-Sayed, Spectral properties and relaxation dynamics of surface plasmon electronic oscillations in gold and silver nanodots and nanorods. *J. Phys. Chem. B* 103(40), 8410–8426 (1999).
- 83 C. Yu and J. Irudayaraj, Multiplex biosensor using gold nanorods. *Anal. Chem.* 79(2), 572–579 (2007).
- 84 H. Chen, X. Kou, Z. Yang, W. Ni and J. Wang, Shape- and Size-Dependent Refractive Index Sensitivity of Gold Nanoparticles. *Langmuir* 24(10), 5233–5237 (2008).
- 85 M. Moskovits, Surface-enhanced spectroscopy. *Rev. Mod. Phys.* 57(3), 783–826 (1985).
- 86 T. Grosjean, M. Mivelle, F. I. Baida, G. W. Burr, and U. C. Fischer, Diabolo nanoantenna for enhancing and confining the magnetic optical field. *Nano Lett.* 11(3), 1009–1013 (2011).

- 87 Z. Gao, L. F. Shen, E. P. Li, L. L. Xu and Z. Y. Wang, Cross-diabolo nanoantenna for localizing and enhancing magnetic field with Arbitrary Polarization. *J. Lightwave Technol.* 30(6), 829–833 (2012).
- 88 Z. B. Wang, B. S. Luk'yanchuk, W. Guo, S. P. Edwardson, D. J. Whitehead, L. Li, Z. Liu, K. G. Watkins, The influences of particle number on hot spots in strongly coupled metal nanoparticles chain. *The Journal of chemical physics* 128 (9), 094705 (2008).
- 89 M. Decker, I. Staude, M. Falkner, J. Dominguez, D. N. Neshev, I. Brener, T. Pertsch, Y. S Kivshar, High-efficiency dielectric Huygens' surfaces. *Advanced Optical Materials* 3(6), 813-820 (2015).
- 90 A. I Kuznetsov, A. E Miroshnichenko, M. L Brongersma, Y. S Kivshar, B. Luk'yanchuk, Optically resonant dielectric nanostructures. *Science* 354 (6314), aag2472 (2016).
- 91 A. E. Krasnok, A. E. Miroshnichenko, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, All-dielectric optical nanoantennas. *Optics Express* 20 (18), 20599-20604 (2012).
- 92 S. B. Glybovski, S. A. Tretyakov, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, C. R. Simovski, Metasurfaces: From microwaves to visible. *Physics reports* 634, 1-72 (2016).
- 93 N. I. Zheludev, Y. S. Kivshar, From metamaterials to metadevices. *Nature materials* 11(11), 917 (2016).
- 94 Wei Liu and Yuri Kivshar, Multipolar interference effects in nanophotonics. *Philos. T. R. Soc. A.* 375 (2017).
- 95 J. B. Pendry, D. Schurig, D. R. Smith, Controlling electromagnetic fields. *Science* 312, 1780 (2006).
- 96 D. Schurig et al., Metamaterial Electromagnetic Cloak at Microwave Frequencies. *Science* 314, 977 (2006).
- 97 U. Leonhardt, Notes on conformal invisibility devices. *New J. Phys.* 8, 118 (2006).
- 98 U. Leonhardt, T. G. Philbin, General relativity in electrical engineering. *New J. Phys.* 8, 247 (2006).
- 99 A. В. Кильдишев, В. М. Шалаев, Трансформационная оптика и метаматериалы. *УФН* 181 59 (2011).
- 100 B. Kante, D. Germain, A. de Lustrac, Experimental demonstration of a nonmagnetic metamaterial cloak at microwave frequencies. *Phys. Rev. B* 80, 201104(R) (2009).
- 101 I. A. Karpov, E. D. Shoo, New equipment for microwave electric field visualization. *Rev. Sci. Instrum.* 83, 074704 (2012).
- 102 R. Liu et al., Broadband Ground-Plane Cloak. *Science* 323, 366 (2009).
- 103 F. Zhou et al., Hiding a Realistic Object Using a Broadband Terahertz Invisibility Cloak. *Sci. Rep.* 1, 78 (2011).

- 104 T. Ergin et al., Three-dimensional invisibility cloak at optical wavelengths. *Science* 328, 337 (2010).
- 105 D. Bao et al., All-dielectric invisibility cloaks made of BaTiO₃-loaded polyurethane foam. *New J. Phys.* 13, 103023 (2011).
- 106 W. K. Kahn, H. Kurss, Minimum-scattering antennas. *IEEE Trans. Antennas Propag.* 13, 671 (1965).
- 107 A. Sihvola, Properties of dielectric mixtures with layered spherical inclusions. in *Microwave Radiometry and Remote Sensing Applications* (Ed. P Pampaloni) (Boca Raton, Fl.: CRC Press, 1989).
- 108 A. Alu and N. Engheta, Achieving transparency with plasmonic and metamaterial coatings. *Phys. Rev. E* 72(1), 016623 (2005).
- 109 A. Alu, N. Engheta, Multifrequency Optical Invisibility Cloak with Layered Plasmonic Shells. *Phys. Rev. Lett.* 100, 113901 (2008).
- 110 A. Alu, D. Rainwater, A. Kerkhoff, Multifrequency optical invisibility cloak with layered plasmonic shells. *New J. Phys.* 12, 103028 (2010).
- 111 B. Edwards et al., Experimental Verification of Plasmonic Cloaking at Microwave Frequencies with Metamaterials. *Phys. Rev. Lett.* 103, 153901 (2009).
- 112 D. Rainwater et al., Experimental verification of three-dimensional plasmonic cloaking in free-space. *New J. Phys.* 14, 013054 (2012).
- 113 D. Filonov et al., Double-shell metamaterial coatings for plasmonic cloaking. *Phys. Status Solidi RRL* 6, 46 (2012).
- 114 P.-Y. Chen et al., Invisibility and Cloaking Based on Scattering Cancellation. *Adv. Mater.* 24 OP281 (2012).
- 115 B. A. Munk, *Frequency Selective Surface: Theory and Design* (New York: Wiley, 2000).
- 116 P. -Y. Chen and A. Alu, Mantle cloaking using thin patterned metasurfaces. *Phys. Rev. B* 84, 205110 (2011).
- 117 P.-Y. Chen et al., Suppressing the Electromagnetic Scattering With an Helical Mantle Cloak. *IEEE Antennas Propag. Lett.* 5, 1598 (2011).
- 118 P.-Y. Chen, A. Alu, Atomically Thin Surface Cloak Using Graphene Monolayers. *ACS Nano* 5, 5855 (2011).
- 119 X. J. Ni, Z. J. Wong, M. Mrejen, Y. Wang and X. Zhang, An ultrathin invisibility skin cloak for visible light. *Science* 349, 1310–1314 (2015).
- 120 M. G. Silveirinha, A. Alu and N. Engheta, Cloaking mechanism with antiphase plasmonic satellites. *Phys. Rev. B* 78, 205109 (2008).
- 121 S. J. Oldenburg, R. D. Averitt, S.L. Westcott, N. J. Halas, Nanoengineering of optical resonances. *Chemical Physics Letters* 288 (2-4), 243-247.

- 122 H. Wang, Y. Wu, B. Lassiter, C. L. Nehl, J. H. Hafner, P. Nordlander, N. J. Halas, Symmetry breaking in individual plasmonic nanoparticles. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 103(29) (2006).
- 123 C. Loo et al., Gold nanoshell bioconjugates for molecular imaging in living cells. *Optics Letters* 30(9), 1012-1014 (2005).
- 124 C. Loo et al., Nanoshell-enabled photonics-based imaging and therapy of cancer. *Technol Cancer Res Treat.* 3(1), 33-40 (2004).
- 125 N. W. Shi Kam, M. O'Connell, J. A. Wisdom, H. Dai and H. B. Gray, Carbon Nanotubes as Multifunctional Biological Transporters and Near-Infrared Agents for Selective Cancer Cell Destruction. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the USA* 102, 33, 11600-11605 (2005).
- 126 J. König, Multiphoton microscopy in life sciences. *J Microsc.* 200(2), 83-104 (2000).
- 127 B. Liedberg, C. Nylander, I. Lundström, Biosensing with surface plasmon resonance-how it all started. *Biosens Bioelectron.* 10(8), (1995).
- 128 P. Schuck, Use of surface plasmon resonance to probe the equilibrium and dynamic aspects of interactions between biological macromolecules. *Annual Review of Biophysics and Biomolecular Structure* 26, 541-566 (1997).
- 129 J. Homola, S. Yee and G. Gauglitz, Surface Plasmon Resonance Sensors: Review. *Sensors and Actuators B* 54, 3–15 (1999).
- 130 D. G. Myszka, R. L. Rich, Implementing surface plasmon resonance biosensors in drug discovery. *Pharm. Sci. Technol. Today* 3(9), 310-317 (2000).
- 131 A. P. Alivisatos, K. P. Johnsson, X. Peng, T. E. Wilson, C. J. Loweth, M. P. Bruchez Jr and P. G. Schultz, Organization of 'nanocrystal molecules' using DNA. *Nature* 382, 609–611 (1996).
- 132 Ch. A. Mirkin, R. L. Letsinger, R. C. Mucic and James J. Storhoff, A DNA-based method for rationally assembling nanoparticles into macroscopic materials. *Nature* 382, 607–609 (1996).
- 133 R. Elghanian et al., Selective Colorimetric Detection of Polynucleotides Based on the Distance-Dependent Optical Properties of Gold Nanoparticles. *Science* 277, 5329, 1078-1081 (1997).
- 134 L. R. Hirsch et al., Nanoshell-mediated near-infrared thermal therapy of tumors under magnetic resonance guidance. *PNAS* 100(23), 13549-13554 (2003).
- 135 M. D. Malinsky et al., Chain Length Dependence and Sensing Capabilities of the Localized Surface Plasmon Resonance of Silver Nanoparticles Chemically Modified with Alkanethiol Self-Assembled Monolayers. *J. Am. Chem. Soc.* 123(7), 1471–1482 (2001).
- 136 N. Nath and A. Chilkoti, A Colorimetric Gold Nanoparticle Sensor To Interrogate Biomolecular Interactions in Real Time on a Surface. *Anal. Chem.* 74(3), 504–509 (2002).
- 137 N. Nath and A. Chilkoti, Label-Free Biosensing by Surface Plasmon Resonance of Nanoparticles on Glass: Optimization of Nanoparticle Size. *Anal. Chem.* 76(18), 5370–5378 (2004).

- 138 W. Liu, Y. S. Kivshar, A.E. Miroshnichenko, Control of light scattering by nanoparticles with optically-induced magnetic responses. *Chin. Phys. B* 23, 047806 (2014).
- 139 R. Alaei, R. Filter, D. Lehr, F. Lederer and C. Rockstuhl, A generalized Kerker condition for highly directive nanoantennas. *Opt. Lett.* 40, 2645 (2015).
- 140 A. B. Evlyukhin, C. Reinhardt, A. Seidel, B. S. Luk'yanchuk, B. N. Chichkov, Optical response features of Si-nanoparticle arrays. *Phys. Rev. B* 82, 045404 (2010).
- 141 B. Hopkins, D. S. Filonov, A. E. Miroshnichenko, F. Monticone, A. Alù, Y. S. Kivshar, Interplay of magnetic responses in all-dielectric oligomers to realize magnetic Fano resonances. *ACS Photonics* 2, 724–729 (2015).
- 142 W. Liu, A. E. Miroshnichenko, D. N. Neshev, Y. S. Kivshar, Polarization-independent Fano resonances in arrays of core-shell nanoparticles. *Phys. Rev. B* 86, 081407 (2012).
- 143 H. T. Chen, A. J. Taylor, N. Yu, A review of metasurfaces: physics and applications. *Rep. Prog. Phys.* 79, 076401 (2016).
- 144 Q. Zhao, J. Zhou, F. Zhang and D. Lippens, Mie resonance-based dielectric metamaterials. *Mat. Today* 12, 60 (2009).
- 145 A. B. Evlyukhin, S. M. Novikov, U. Zywietz, R. L. Eriksen, C. Reinhardt, S. I. Bozhevolnyi, B. N. Chichkov, Demonstration of Magnetic Dipole Resonances of Dielectric Nanospheres in the Visible Region. *Nano Lett.* 12(7), 3749-3755 (2012).
- 146 H. C. Hulst, *Light Scattering by Small Particles* (Courier Corporation, 1957).
- 147 R. Paniagua-Domínguez, Y. F. Yu, A. E. Miroshnichenko, L. A. Krivitsky, Y. H. Fu, V. Valuckas, L. Gonzaga, Y. T. Toh, A. Y. S. Kay, B. Luk'yanchuk, and A. I. Kuznetsov, Generalized Brewster effect in dielectric metasurfaces. *Nat. Commun.* 7, 10362 (2016).
- 148 W. Liu, J. Zhang, B. Lei, H. Hu & A. E. Miroshnichenko, Invisible nanowires with interfering electric and toroidal dipoles. *Opt. Lett.* 40, 2293–2296 (2015).
- 149 A. S. Shorokhov et al., Multifold enhancement of third-harmonic generation in dielectric nanoparticles driven by magnetic Fano resonances. *Nano Lett* 16, 4857–4861 (2016).
- 150 W. Liu, J. Shi, B. Lei, H. Hu, A. E. Miroshnichenko, Efficient excitation and tuning of toroidal dipoles within individual homogenous nanoparticles. *Opt. Express* 23, 24 738–24 747, (2015).
- 151 I. M. Hancu, A. G. Curto, M. Castro-López, M. Kuttge, N. F. van Hulst, Multipolar interference for directed light emission. *Nano Lett.* 14, 166–171 (2014).
- 152 A. E. Miroshnichenko, B. Luk'yanchuk, S. A. Maier, Y. S. Kivshar, Optically induced interaction of magnetic moments in hybrid metamaterials. *ACS Nano* 6, 837–842 (2012).
- 153 K. Yao, Y. Liu, Controlling electric and magnetic resonances for ultracompact nanoantennas with tunable directionality. *ACS Photonics* 3, 953–963 (2016).

- 154 W. Liu, A. E. Miroshnichenko, R. F. Oulton, D. N. Neshev, O. Hess, Y. S. Kivshar, Scattering of core-shell nanowires with the interference of electric and magnetic resonances. *Opt. Lett.* 38, 2621–2624 (2013).
- 155 W. Liu, A. E. Miroshnichenko, D. N. Neshev, Y. S. Kivshar, Broadband unidirectional scattering by magneto-electric core-shell nanoparticles. *ACS Nano* 6, 5489–5497 (2012).
- 156 A. Pors, S. K. Andersen, S. I. Bozhevolnyi, Unidirectional scattering by nanoparticles near substrates: generalized Kerker conditions. *Opt. Express* 23, 28 808–28 828 (2015).
- 157 B. Rolly, J. M. Geffrin, R. Abdeddaim, B. Stout, N. Bonod, Controllable emission of a dipolar source coupled with a magneto-dielectric resonant subwavelength scatterer. *Sci. Rep.* 3, 3063 (2013).
- 158 A. E. Krasnok, C. R. Simovski, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, Superdirective dielectric nanoantennas. *Nanoscale* 6, 7354–7361 (2014).
- 158 E. Rusak, I. Staude, M. Decker, J. Sautter, A. E. Miroshnichenko, D. A. Powell, D. N. Neshev, Y.S. Kivshar, Hybrid nanoantennas for directional emission enhancement. *Appl. Phys. Lett.* 105, 221109 (2014).
- 159 D. A. Smirnova, Y. S. Kivshar, Multipolar nonlinear nanophotonics. (<https://arxiv.org/abs/1609.02057>), 2016
- 160 Wang L et al., Multipolar third-harmonic generation in fishnet metamaterials. *ACS Photonics* 3, 1494–1499 (2016).
- 161 D. A. Smirnova, A. B. Khanikaev, L. A. Smirnov, Y. S. Kivshar Multipolar third-harmonic generation driven by optically induced magnetic resonances. *ACS Photonics* 3, 1468–1476 (2016).
- 162 J. Proust, F. Bedu, B. Gallas, I. Ozerov, N. Bonod, All-dielectric colored metasurfaces with silicon Mie resonators. *ACS Nano* 10, 7761–7767 (2016).
- 163 M. V. Rybin, D. S. Filonov, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, and M. F. Limonov, Switching from visibility to invisibility via Fano resonances: theory and experiment. *Sci. Rep.* 5, 8774 (2015).
- 164 Philippe Tassin, Lei Zhang, Thomas Koschny, E. N. Economou and C. M. Soukoulis, Planar designs for electromagnetically induced transparency in metamaterials. *Opt. Express* 17, 5595-2605 (2009).
- 165 N. Papasimakis, V. A. Fedotov, N. I. Zheludev and S. L. Prosvirnin, Metamaterial Analog of Electromagnetically Induced Transparency, *Phys. Rev. Lett.* 101, 253903 (2008).
- 166 K. M. Devi, A. K. Sarma, D. Roy Chowdhury and G. Kumar, Plasmon induced transparency effect through alternately coupled resonators in terahertz metamaterial. *Opt. Express* 25, 10484-10493 (2017).
- 167 Na Liu, L. Langguth, Th. Weiss, J. Kästel, M. Fleischhauer, T. Pfau and H. Giessen, Plasmonic analogue of electromagnetically induced transparency at the Drude damping limit. *Nature Materials* 8, 758–762 (2009).

- 168 S. Zhang, D. A. Genov, Y. Wang, M. Liu and X. Zhang, Plasmon-Induced Transparency in Metamaterials. PRL 101, 047401 (2008).
- 169 A. K. Ospanova, A. Karabchevsky, A. A. Basharin, Metamaterial engineered transparency due to the nullifying of multipole moments. Optics Letters 43, 503-506 (2018).
- 170 L. Rayleigh, On the scattering of light by small particles. Philos. Mag. 41, 447-454 (1871).
- 171 A. L. Mikaelian, The use of medium properties to focus waves. Dokl. USSR Acad. Sci. 81, 569 (1951).
- 172 C. F. Bohren, How Can a Particle Absorb More Than the Light Incident on It. Am. J. Phys. 51, 323-327 (1983).
- 173 L. Novotny, B. Hecht, Principles of nano-optics. Cambridge, UK: Cambridge University Press (2012).
- 174 A. V. Kabashin, P. Evans, S. Pastkovsky, W. Hendren, G. A. Wurtz, R. Atkinson, R. Pollard, V. A. Podolskiy, A. V. Zayats, Plasmonic nanorod metamaterials for biosensing. Nat. Mater. 8, 867–871 (2009).
- 175 H. A. Atwater, A. Polman, Plasmonics for improved photovoltaic devices. Nat. Mater. 9, 205–213 (2010).
- 176 L. Novotny, N. Van Hulst, Antennas for light. Nat. Photonics 5, 83–90 (2011).
- 177 J. Lin, J. P. B. Mueller, Q. Wang, G. Yuan, N. Antoniou, X. C. Yuan, F. Capasso, Polarization controlled tunable directional coupling of surface plasmon polaritons. Science 340, 331–334 (2013).
- 178 N. Bonod, A. Devilez, B. Rolly, S. Bidault, B. Stout, Ultracompact and unidirectional metallic antennas. Phys. Rev. B 82, 115429 (2010).
- 179 B. Rolly, B. Stout, S. Bidault, N. Bonod, Crucial role of the emitter–particle distance on the directivity of optical antennas. Opt. Lett. 36, 3368–3370 (2011).
- 180 A. V. Kildishev, A. Boltasseva, V. M. Shalaev, Planar photonics with metasurfaces. Science 339, 1232009 (2013).
- 181 W. Liu, J. Zhang, B. Lei, H. Ma, W. Xie, H. Hu, Ultra-directional forward scattering by individual core-shell nanoparticles. Opt. Express 22, 16 178–16 187 (2014).
- 182 M. I. Tribelsky and B. S. Lukyanchuk, Anomalous light scattering by small particles. Phys. Rev. Lett. 97, 263902 (2006).
- 183 H. Chen, S. Liu, J. Zi, and Z. Lin, Fano resonance-induced negative optical scattering force on plasmonic nanoparticles. ACS Nano 9, 1926–1935 (2015).
- 184 C. Wu, et al., Fano-resonant asymmetric metamaterials for ultrasensitive spectroscopy and identification of molecular monolayers. Nat. Mater. 11, 69–75 (2012).
- 185 A. E. Miroshnichenko, et al. Fano resonances: a discovery that was not made 100 years ago. Opt. Photon. News 19, 48 (2008).

- 186 M. I. Tribelsky, S. Flach, A. E. Miroshnichenko, A. V. Gorbach and Y. S. Kivshar, Light scattering by a finite obstacle and Fano resonances. *Phys. Rev. Lett.* 100, 043903 (2008).
- 187 A. E. Krasnok, I. S. Maksymov, A. I. Denisyuk, P. A. Belov, A. E. Miroshnichenko, C. R. Simovski, Y. S. Kivshar, Optical nanoantennas. *Phys.-Uspekhi* 56, 539–564 (2013).
- 188 A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, Y. H. Fu, J. B. Zhang and B. Luk'yanchuk, Magnetic light. *Scientific Reports* 2, 492 (2012).
- 189 S. E. Harris, Electromagnetically Induced Transparency *Phys. Today* 50(7), 36 (1997).
190. S. E. Harris, J. E. Field, and A. Imamoglu, Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency *Phys. Rev. Lett.* 64, 1107 (1990).
- 191 A. H. Safavi-Naeini, T. P. Mayer Alegre, J. Chan, M. Eichenfield, M. Winger, Q. Lin, J. T. Hill, D. E. Chang & O. Painter, Electromagnetically induced transparency and slow light with optomechanics. *Nature* 472, 69–73 (2011)
- 192 D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin, Storage of Light in Atomic Vapor. *Phys. Rev. Lett.* 86, 783 (2001).
- 193 Y. Kivshar and A. Miroshnichenko, Meta-Optics with Mie resonances. *Opt. Photonics News* 28, 24 (2017).
- 194 Z.-J. Yang, R. Jiang, X. Zhuo, Y.-M. Xie, J. Wang, and H.-Q. Lin, Dielectric nanoresonators for light manipulation. *Phys. Rep.* 701, 1 (2017).
- 195 F. Ding, A. Pors, and S. I. Bozhevolnyi, Gradient metasurfaces: a review of fundamentals and applications. *Rep. Prog. Phys.* 81, 026401 (2018).
- 196 B. Zel'dovich, Electromagnetic interaction with parity violation. *Sov. Phys. JETP*, 6, 1184 (1958).
- 197 N. A. Spaldin, M. Fiebig, M. Mostovoy, The toroidal moment in condensed-matter physics and its relation to the magnetoelectric effect. *J. Phys. Cond Mat.* 20, 434203 (2008).
- 198 A. I. Popov, D. I. Plokhov and A. K. Zvezdin, Anapole moment and spin-electric interactions in rare-earth nanoclusters. *EPL* 87, 67004 (2009).
- 199 D. I. Plokhov, A. K. Zvezdin, A. I. Popov, Macroscopic quantum dynamics of toroidal moment in Ising-type rare-earth clusters. *Phys. Rev. B* 83, 184415 (2011).
- 200 A. A. Горбачевич и другие, Магнетоэлектричество (Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук, 20 января 2009 г.), *УФН* 179, 887–913 (2009).
- 201 V. M. Dubovik and V. V. Tugushev, Toroid Moments in Electrodynamics and Solid State Physics. *Phys. Rep.* 187, 145 (1990).
- 202 A. E. Miroshnichenko, A. B. Evlyukhin, Y. F. Yu, R. M. Bakker, A. Chipouline, A. I. Kuznetsov, B. Luk'yanchuk, B. N. Chichkov and Y. S. Kivshar, Nonradiating anapole modes in dielectric nanoparticles. *Nat. Commun.* 6, 8069 (2015).

- 203 A. Ceulemans & L. F. Chibotaru, Molecular anapole moments. *Phys. Rev. Lett.* 80, 1861–1864 (1998).
- 204 197 E. A. Marengo & R. W. Ziolkowski, Nonradiating sources, the AharonovBohm effect and the question of measurability of electromagnetic potentials. *Radio Sci.* 37, 10–19 (2002).
- 205 V. A. Fedotov, K. Marinov, A. D. Boardman & N. I. Zheludev, On the Aromagnetism and Anapole Moment of Anthracene Nanocrystals. *New J. Phys.* 9, 95–95, doi:10.1088/1367-2630/9/4/095 (2007).
- 206 A. A. Basharin, V. Chuguevsky, N. Volsky, M. Kafesaki, E. N. Economou, Extremely high Q-factor metamaterials due to anapole excitation. *Physical Review B* 95 (3), 035104 (2017).
- 207 J. S. Toterogongora, A. E. Miroshnichenko, Y. S. Kivshar & A. Fratalocchi, Energy equipartition and unidirectional emission in a spaser nanolaser. *Laser and Photonics Reviews* 10, 432–440 (2016).
- 208 S. D. Liu, Z. X. Wang, W. J. Wang, J. D. Chen, Z. H. Chen, High Q-factor with the excitation of anapole modes in dielectric split nanodisk arrays. *Opt Express* 25, 22375-22387 (2017).
- 209 S. Han, L. Q. Cong, F. Gao, R. Singh, H. L. Yang, Observation of Fano resonance and classical analog of electromagnetically induced transparency in toroidal metamaterials. *Ann. Phys-Berlin* 528, 352-357 (2016).
- 210 V. Mazzone, J.S.Toterogongora, A. Fratalocchi, Near-Field Coupling and Mode Competition in Multiple Anapole Systems. *Appl. Sci-Basel*.7 (2017).
- 211 T. Raybould, V. A. Fedotov, N. Papasimakis, I. Youngs, N. I. Zheludev, Exciting dynamic anapoles with electromagnetic doughnut pulses. *Appl. Phys. Lett.* 111 (2017).
- 212 X. L. Zhang, S. B. Wang, Z. F. Lin, H. B. Sun, C. T. Chan, Optical force on toroidal nanostructures: Toroidal dipole versus renormalized electric dipole. *Phys. Rev. A* 92 (2015).
- 213 W. Liu, B. Lei, J. H. Shi, H. J. Hu, A. E. Miroshnichenko, Elusive Pure Anapole Excitation in Homogenous Spherical Nanoparticles with Radial Anisotropy. *J Nanomater* 672957, 7 (2015).
- 214 B. Luk'yanchuk, R. Paniagua-Domínguez, A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko and Y. S. Kivshar, Hybrid anapole modes of high-index dielectric nanoparticles. *Phys. Rev. A* 95, 063820 (2017).
- 215 B. Luk'yanchuk, R. Paniagua-Dominguez, A. I. Kuznetsov, A. E. Miroshnichenko, Y. S. Kivshar, Suppression of scattering for small dielectric particles: anapole mode and invisibility. *Philos. T. R. Soc. A* 375 (2017).
- 216 K. V. Baryshnikova, D. A. Smirnova, B. S. Luk'yanchuk, Y. S. Kivshar, Optical anapoles: Concepts and applications. *Advanced Optical Materials* 1801350, (2019).
- 217 P. C. Wu, C. Y. Liao, V. Savinov, T. L. Chung, W. T. Chen, Y.-W. Huang, P. R. Wu, Y.-H. Chen, A.-Q. Liu, N. I Zheludev, D. P. Tsai, Optical Anapole Metamaterial, *ACS Nano* 12 (2), 1920-1927 (2018).

- 218 V. Savinov, Light emission by accelerated electric, toroidal, and anapole dipolar sources. *Physical Review A* 97 (6), 063834 (2018)
- 219 V. Savinov, V. A. Fedotov and N. I. Zheludev, Toroidal dipolar excitation and macroscopic electromagnetic properties of metamaterials. *Phys. Rev. B* 89, 205112 (2014).
- 220 Z.-G. Dong, P. Ni, J. Zhu, X. Yin, X. Zhang, Toroidal dipole response in a multifold double-ring metamaterial. *Opt. Express* 20, 13065-13070 (2012).
- 221 L. Y. Guo, M. H. Li, Q. W. Ye, B. X. Xiao, H. L. Yang, Electric toroidal dipole response in split-ring resonator metamaterials. *Eur. Phys. J. B* 85, 1-5 (2012).
- 222 Y. Fan, Z. Wei, H. Li, H. Chen, C. M. Soukoulis, Low-loss and high-Q planar metamaterial with toroidal moment. *Physical Review B* 87, 115417 (2013).
- 223 Y.-W. Huang et al., Design of plasmonic toroidal metamaterials at optical frequencies. *Opt. Express* 20, 1760-1768 (2012).
- 224 B. Ogut et al., Toroidal Plasmonic Eigenmodes in Oligomer Nanocavities for the Visible. *Nano Letters*, 12, 5239-5244 (2012).
- 225 Z.-G. Dong et al., Optical toroidal dipolar response by an asymmetric double-bar metamaterial. *Appl. Phys. Lett.* 101, 144105 (2012).
- 226 Z. G. Dong et al., All-optical Hall effect by the dynamic toroidal moment in a cavity-based metamaterial. *Physical Review B* 87, 245429 (2013)
- 227 E. A. Gurvitz, K. S. Ladutenko, P. A. Dergachev, A. B. Evlyukhin, A. E. Miroshnichenko, A. S. Shalin, The high-order toroidal moments and anapole states in all-dielectric photonics. *Laser and Photonics Review*, 1800266 (2019).
- 228 J. H. Yan et al., Magnetically induced forward scattering at visible wavelengths in silicon nanosphere oligomers. *Nat Commun.* 6, 7042, (2015).
- 229 D. Zhang et al., Magnetic Fano resonance of heterodimer nanostructure by azimuthally polarized excitation. *Opt Express* 25, 26704-26713 (2017).
- 230 A. Mirzaei, A. E. Miroshnichenko, I. V. Shadrivov, Y. S. Kivshar, All-Dielectric Multilayer Cylindrical Structures for Invisibility Cloaking. *Sci Rep-Uk* 5, 9574 (2015).
- 231 A. B. Evlyukhin, T. Fischer, C. Reinhardt, B. N. Chichkov, Optical theorem and multipole scattering of light by arbitrarily shaped nanoparticles. *Phys. Rev. B.* 94, 205434 (2016).
- 232 W. Liu, Generalized Magnetic Mirrors. *Phys. Rev. Lett.* 119, 123902 (2017).
- 233 C. Pfeiffer, A. Grbic, Metamaterial Huygens' Surfaces: Tailoring Wave Fronts with Reflectionless Sheets. *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013).
- 234 M. Decker, I. Staude, Resonant dielectric nanostructures: a low-loss platform for functional nanophotonics. *J. Optics-Uk* 18(10), 103001 (2016).
- 235 R. W. Wood, The invisibility of transparent objects. *Phys. Rev.* 15(2), 123-124 (1902).

- 236 G. Gbur, Invisibility physics: past, present, and future. *Prog. Optics* 58, 65-114 (2013).
- 237 U. Leonhardt, Optical conformal mapping. *Science* 312, 1777-1780 (2006).
- 238 S. Guenneau, C. Amra and D. Veynante, Transformation thermodynamics: cloaking and concentrating heat flux. *Opt. Express* 20(7), 8207-8218 (2012).
- 239 A. J. Devaney and E. Wolf, Radiating and nonradiating classical current distributions and the fields they generate. *Phys. Rev. D* 8, 1044-1047 (1973).
- 240 A. Ishimaru, *Electromagnetic Wave Propagation, Radiation and Scattering* (Prentice Hall, 1991).
- 241 P. -Y. Chen, C. Argyropoulos and A. Alu, Broadening the cloaking bandwidth with non-Foster metasurfaces. *Phys. Rev. Lett.* 111, 233001 (2013).
- 242 C. Della Giovampaola and N. Engheta, Plasmonics without negative dielectrics. *Phys. Rev. B* 93, 195152 (2016).
- 243 O. M. Bucci and T. Isernia, Electromagnetic inverse scattering: retrievable information and measurement strategies. *Radio Science* 32(6), 2123-2137 (1997).
- 244 R. G. Quarfoth and D. F. Sievenpiper, Nonscattering waveguides based on tensor impedance surfaces. *IEEE Trans. Antennas Propag.* 63(4), 1746-1755 (2015).
- 245 F. Zolla, S. Guenneau, A. Nicolet and J. B. Pendry, Electromagnetic analysis of cylindrical invisibility cloaks and mirage effects. *Opt. Lett.* 32(9), 1069-1071 (2007).
- 246 S. A. Schelkunoff, The impedance concept and its application to problems of reflection, refraction, shielding and power absorption. *Bells Labs Techn. Journ.* 17(1), 17-48 (1938).
- 247 J. N. Weisskopf and V. F. Blatt, *Theoretical Nuclear Physics* (Wiley, 1952).
- 248 J. G. Van Bladel, *Electromagnetic Fields* (Wiley, 2006).
- 249 A. B. Evlyukhin, C. Reinhardt and B. N. Chichkov, Multipole light scattering by nonspherical nanoparticles in the discrete dipole approximation. *Phys. Rev. B* 84, 23 (2011).
- 250 N. Talebi, S. Guo and P. Van Aken, Theory and applications of toroidal moments in electrodynamics: Their emergence, characteristics, and technological relevance. *Nanophotonics* 7, 93 (2018).
- 251 A. C. Tasolamprou, O. Tsilipakos, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis and E. N. Economou, Toroidal eigenmodes in all-dielectric metamolecules. *Phys. Rev. B* 94, 205433 (2016).
- 252 R. Wang and L. Dal Negro, Engineering non-radiative anapole modes for broadband absorption enhancement of light. *Opt. Exp.* 24, 19048 (2016).
- 253 I. Stenishchev and A. Basharin, Toroidal response in all-dielectric metamaterials based on water. *Sci. Rep.* 7, 9468 (2017).
- 254 Rohde & Schwarz at https://www.rohde-schwarz.com/ru/product/znl-productstartpage_63493-432704.html
- 255 E. Hurwitz, G. Gbur, Null-field radiationless sources. *Optics Letters* 39(22), 6434-6437 (2014).

- 256 A. Monti, J. C. Soric, A. Alu`, A. Toscano, F. Bilotti, Anisotropic mantle cloaks for TM and TE scattering reduction. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 63, 4 (2015).
- 257 H. M. Bernety and A. B. Yakovlev, Reduction of mutual coupling between neighboring strip dipole antennas using confocal elliptical metasurface cloaks. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 63, 4, 1554-1563 (2015).
- 258 I. V. Lindell, TE/TM decomposition of electromagnetic sources. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 36, 10, 1382-1388 (1988).
- 259 G. Oliveri, A. Gelmini, M. Salucci, D. Bresciani and A. Massa, Exploiting Non-Radiating Currents in Reflectarray Antenna Design. 11th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP), Paris, 88-91 (2017).
- 260 S. Maci, A Cloaking Metamaterial Based on an Inhomogeneous Linear Field Transformation. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 58, 4, pp. 1136-1143, (2010).
- 261 M. Selvanayagam, G. V. Eleftheriades, An active electromagnetic cloak based on the equivalence principle. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 11, 1226-1229 (2012).
- 262 D. Sounas, R. Fleury, A. Alu`, Unidirectional Cloaking Based on Metasurfaces with Balanced Loss and Gain. *Phys. Rev. Applied* 4, 0140059 (2015).
- 263 L. Wei, Z. Xi, N. Bhattacharya, H. P. Urbach, Excitation of the radiationless anapole mode. *Optica* 3(8), 799-802 (2016).
- 264 A. K. Ospanova, G. Labate, L. Matekovits, A. A. Basharin, Multipole passive cloaking by anapole excitation. *Sci. Rep.* 8, 12514 (2018).
- 265 G. Labate, A. Alu`, L. Matekovits, Surface-admittance equivalence principle for nonradiating and cloaking problems. *Phys. Rev. A* 95, 063841 (2017).
- 266 S. A. Schelkunoff, Some equivalence theorems of electromagnetics and their application to radiation problems. *Bell System Tech. J.*, 15, 92-112 (1936).
- 267 G. Labate, L. Matekovits, Invisibility and cloaking structures as weak or strong solutions of Devaney-Wolf theorem. *Optics Express*, 24(17), 19245 - 19253 (2016).
- 268 L. Di Donato, T. Isernia, G. Labate, L. Matekovits, Towards Printable Natural Dielectric Cloaks via Inverse Scattering Techniques. *Scientific Reports*, 7 3680 (2017).
- 269 Y. Fan, F. Zhang, N. Shen, Q. Fu, Z. Wei, H. Li and C. M. Soukoulis, Achieving a high-Q-response in metamaterials by manipulating for toroidal excitations. *Phys. Rev. A* 97, 033816 (2018).
- 270 O. Tsilipakos, A. C. Tasolamprou, T. Koschny, M. Kafesaki, E. N. Economou and C. M. Soukoulis, Dielectric rod metasurfaces: Exploiting toroidal and magnetic dipole resonances. in 11th International Congress on Engineered Material Platforms for Novel Wave Phenomena – Metamaterials 2017, p. 355 (IEEE, 2017).

- 271 Z. Liu, S. Du, A. Cui, Z. Li, Y. Fan, S. Chen, W. Li, J. Li and C. Gu, *Adv. Mater.* 29, 1606298 (2017)
- 272 Y. Yang, S. I. Bozhevolnyi, Nonradiating anapole states in nanophotonics: from fundamentals to applications. *Nanotechnology* 30, 20 (2019).
- 273 K. Baryshnikova, D. Smirnova, B. Luk'yanchuk, Y. Kivshar, Optical anapoles in nanophotonics and meta-optics. *Advanced Optical Materials* 1801350 (2019).
- 274 E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids Vol. 1* (ed. Palik, E. D.), Ch. 2, pp. 52–56 (Academic Press, 1997).
- 275 A. Buzady et al. Refractive Index and Absorption Coefficient of Undoped and Mg-Doped Lithium Tantalate in the Terahertz Range. *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves* 38, 963–971 (2017).
- 276 A. Alu & N. Engheta, Cloaking a Sensor. *Phys. Rev. Lett.* 102, 233901 (2009).
- 277 P. Tassin, L. Zhang, R. Zhao, A. Jain, T. Koschny, C. M. Soukoulis, Electromagnetically Induced Transparency and Absorption in Metamaterials: The Radiating Two-Oscillator Model and Its Experimental Confirmation. *Phys. Rev. Lett.* 109(18), 187401 (2012).
- 278 S. Campione et al., Broken Symmetry Dielectric Resonators for High Quality Factor Fano Metasurfaces. *ACS Photonics* 3 (12), 2362–2367 (2016).
- 279 G. Sun et al., Q-factor enhancement of Fano resonance in all-dielectric metasurfaces by modulating meta-atom interactions. *Sci Rep* 7, 8128, (2017).
- 280 B. Peng et al., What is and what is not electromagnetically induced transparency in whispering-gallery microcavities. *Nature Communications* 5, 5082 (2014).
- 281 J. Melngailis, Focused ion beam technology and applications. *J. Vac. Sci. Technol. B* 5 (2), 469–495 (1987).
- 282 Lucille A. Giannuzzi, F. A. Stevie, *Introduction to focused ion beams: Instrumentation, theory, techniques, and practice*. New York: Springer (2005).
- 283 M. V. Rybin, D. S. Filonov, K. B. Samusev, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, M. F. Limonov, Phase diagram for the transition from photonic crystals to dielectric metamaterials. *Nat. Commun.* 6, 10102 (2015).
- 284 M. Odit, P. Kapitanova, A. Andryieuski, P. Belov, A. V. Lavrinenko, Experimental demonstration of water based tunable metasurface. *Appl. Phys. Lett.* 109, 011901 (2016).
- 285 E. Bok, J. J. Park, H. Choi, C. K. Han, O. B. Wright, S. H. Lee, Metasurface for Water-to-Air Sound Transmission. *Phys. Rev. Lett.* 120, 044302 (2018).
- 286 A. Andryieuski, S. M. Kuznetsova, S. V. Zhukovsky, Y. S. Kivshar, A. V. Lavrinenko, Water: Promising Opportunities For Tunable All-dielectric Electromagnetic Metamaterials. *Sci. Rep.* 5, 13535 (2015).

- 287 Y. K. Yoo, S. Ju, S. Y. Park, Y. J. Kim, J. Bong, T. Lim, K. W. Kim, J. Y. Rhee, Y. P. Lee, Metamaterial Absorber for Electromagnetic Waves in Periodic Water Droplets. *Sci. Rep.* 5, 14018 (2015).
- 288 W. Zhu, C. He, X. Liang, J. Geng, R. Jin, Coherent control of absorption in water based metamaterial, Conference: 2017 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting, San Diego, California, USA, July, (2017).
- 289 P. Kapitanova, V. Ternovski, A. Miroshnichenko, N. Pavlov, P. Belov, Y. Kivshar, M. Tribelsky, Giant field enhancement in high-index dielectric subwavelength particles. *Sci. Rep.* 7, 731 (2017).
- 290 W. J. Ellison, Permittivity of Pure Water, at Standard Atmospheric Pressure, over the Frequency Range 0–25THz and the Temperature Range 0–100°C. *J. Phys. Chem. Ref. Data* 36, 1–18 (2007).
- 291 U. Kaatze, Complex permittivity of water as a function of frequency and temperature. *J. of Chem. and Engineering Data* 34, 371–374 (1989).
- 292 C. F. M. Carobbi, L. M. Millanta, L. Chiosi, The high-frequency behavior of the shield in the magnetic-field probes, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility. Symposium Record (Cat. No.00CH37016), 1, pp. 35-40, Washington, DC, Aug, (2000).
- 293 N. A. Nemkov, A. A. Basharin, V. A. Fedotov, Electromagnetic sources beyond common multipoles, *Physical Review A* 98, 023858 (2018)